

**SIMULACIÓN DE LA INTERACCIÓN DIELECTRICO-MICROONDAS EN  
UNA CAVIDAD RESONANTE**

**ANDREA MILENA ACEVEDO LIPES  
CARLOS JAVIER ACOSTA PARRA**

**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER  
FACULTAD DE INGENIERÍAS FISICO-MECÁNICAS  
ESCUELA DE INGENIERÍAS ELÉCTRICA, ELECTRÓNICA Y  
TELECOMUNICACIONES  
BUCARAMANGA**

**2004**

SIMULACIÓN DE LA INTERACCIÓN DIELECTRICO-MICROONDAS EN  
UNA CAVIDAD RESONANTE

ANDREA MILENA ACEVEDO LIPES  
CARLOS JAVIER ACOSTA PARRA

Trabajo de grado presentado como requisito para optar por el título de  
Ingeniero Electrónico

Director: Ing. Carlos R. Correa Ph.D.  
Co-directores: Ing. Oscar Gualdrón Ph.D.  
Ing. Elkin R. Arroyo Negrete

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER  
FACULTAD DE INGENIERÍAS FISICO-MECÁNICAS  
ESCUELA DE INGENIERÍAS ELÉCTRICA, ELECTRÓNICA Y  
TELECOMUNICACIONES  
BUCARAMANGA

2004

A Dios por darme la fuerza diaria para llevar a cabo mi proyecto de vida.

A mis padres Hernando Acevedo y Ligia Lipes de Acevedo por creer en mi y por su apoyo incondicional.

A mis hermanos Jorge Hernando, Ángela María y Carlos Alberto por su ayuda y amor fraternal.

A mi abuelita Maria del Carmen, por su paciencia y colaboración.

A alguien demasiado especial, gracias por tu apoyo y por tu cariño, porque fuiste y eres voz de aliento en todo momento.....

Andrea M. Acevedo Lipes.

A Dios por darme la fortaleza y sabiduría para salir a delante.

A mis padres Rafael Acosta y Alicia Parra por confiar en mi, por su apoyo y amor.

A mi tía Ligia Parra, por su apoyo y colaboración incondicional.

A mis hermanos Marta, Jaime, Dora, Hernam, Estella por su ayuda y motivación.

A la princesita por escucharme.

Carlos J. Acosta Parra.

## AGRADECIMIENTOS

Nuestros más sinceros agradecimientos a todos aquellos que de alguna u otra forma estuvieron junto a nosotros, no solo en este año de arduo trabajo en nuestro proyecto de grado, sino durante todos estos años de trasnocho, alegrías, tristezas, momentos difíciles....

A nuestras familias por creer en nosotros, a nuestros amigos por sus valiosas enseñanzas, por su apoyo y porque gracias a Dios nos dio la oportunidad de compartir tantos momentos, que nunca olvidaremos y llevaremos por siempre en nuestros corazones.

Agradecemos de forma especial a los ingenieros Elkin Arroyo y Wilson Jaimes de Numérica Ltda., por compartir con nosotros sus conocimientos y su tiempo.

A la Universidad Industrial de Santander por haberse convertido en nuestro segundo hogar, porque en ella, no solo nos hemos formado como profesionales, sino como seres humanos. Por eso, no decimos 'adios' sino un 'hasta luego'.

## CONTENIDO

	Pág.
INTRODUCCIÓN	1
1. GUÍAS DE ONDA Y PARALELEPÍPEDO RESONANTE	2
1.1 GUÍAS DE ONDAS RECTANGULARES	3
1.1.1 Ecuaciones de Maxwell.	3
1.1.2 Definición de modos de propagación.	6
1.3 PARALELEPÍPEDO RESONANTE.	21
2. ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS ESTACIONARIAS EN UN PARALELEPÍPEDO IDEAL.	30
2.1 INTRODUCCIÓN	30
2.2 MODO RESONANTE $TE_{101}$ .	32
2.3 SELECCIÓN DE MODOS ALREDEDOR DE LA FRECUENCIA DE 2 450 MHz	36
2.4 ACOTAMIENTO DEL PROBLEMA.	48
2.4.1 Modo resonante $TE_{205}$ .	48
2.4.2 Modo resonante $TE_{502}$ .	63
3. ANÁLISIS DE UNA GUÍA DE ONDA IDEAL COMO CAVIDAD RESONANTE.	70
3.1 INTRODUCCIÓN.	70
3.2 CALCULO DE FRECUENCIAS DE CORTE PARA LA GUIA DE ONDA.	71
3.3 CÁLCULO DE LA CONSTANTE DE PROPAGACIÓN Y LA LONGITUD DE ONDA DEL CAMPO ELECTROMAGNÉTICO EN EL INTERIOR DE LA GUÍA.	74

3.4 ANÁLISIS DEL MODO DE PROPAGACIÓN TE <sub>20</sub> y TE <sub>50</sub> EN EL INTERIOR DE UNA GUÍA DE ONDA FINITA.	77
3.4.1 Modo de propagación TE <sub>20</sub> a 2450 MHz.	80
3.4.2 Modo de propagación TE <sub>50</sub> a 2 450 MHz.	84
3.5 GUIA DE ONDA CORTOCIRCUITADA.	87
4. MODELOS DE CAVIDAD RESONANTE Y PAVIMENTO	97
4.1 INTRODUCCIÓN	97
4.2 MODELO DE CAVIDAD RESONANTE ALIMENTADA POR UNA GUÍA DE ONDA.	98
4.2.1 JUSTIFICACIÓN DEL MODELO DE CAVIDAD RESONANTE.	99
4.2.1.1 Iris inductivo.	104
4.2.1.2 Metodología para el cálculo de la abertura de iris.	106
4.2.1.3 Cálculo de la abertura de iris utilizando simulación.	108
4.2.2. DISTRIBUCIÓN DE CAMPO ELECTROMAGNÉTICO EN EL INTERIOR DE LA CAVIDAD RESONANTE.	113
4.3 MODELO DE PAVIMENTO	118
4.4 INTERACCIÓN DIELECTRICO MICROONDAS.	123
4.4.1 MUESTRA DE PAVIMENTO CON RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DE $0.23 \cdot 10^4 \Omega \cdot m$ .	125
4.4.2 MUESTRA DE PAVIMENTO CON RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DE $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ .	141
4.4.3 MUESTRA DE PAVIMENTO CON RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DE $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot m$ .	146
4.4.5 MUESTRA DE PAVIMENTO CON RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DE $3840 \cdot 10^9 \Omega \cdot m$ .	147

5. ANÁLISIS TÉRMICO	151
5.1 INTRODUCCIÓN	151
5.2 BASE TEÓRICA DEL ANÁLISIS TÉRMICO EN ANSYS.	152
5.2.1 Análisis en estado estable	152
5.2.2 Análisis transitorio	154
5.3 ANÁLISIS ACOPLADO	155
5.3.1 Pasos del análisis secuencial	156
5.4 RESULTADOS OBTENIDOS	162
5.4.1 Resultados del análisis térmico variando la resistividad eléctrica.	162
5.4.2 Resultados del análisis térmico variando la conductividad térmica.	171
5.4.3 Resultados del análisis térmico variando el coeficiente de transferencia de calor.	177
CONCLUSIONES	182
RECOMENDACIONES	185
REFERENCIAS	186

## LISTA DE TABLAS

	Pág.
Tabla 1. Frecuencia de los modos resonantes alrededor de 2450 MHz.	37
Tabla 2. Frecuencia de los modos resonantes alrededor de 2450 MHz en simulación.	40
Tabla 3. Identificación del los modos de resonancia a partir de los resultados de la simulación.	43
Tabla 4. Errores entre el cálculo de las frecuencias de resonancia y los obtenidos de la simulación.	46
Tabla 5. Errores entre las magnitudes de los campos teóricos y simulados del modo TE <sub>205</sub> .	63
Tabla 5. Errores entre las magnitudes de los campos teóricos y simulados del modo TE <sub>502</sub>	68
Tabla 6. Frecuencias de corte para los modos TE y TM en una guía con dimensiones a = 33 cm y b = 21 cm.	72
Tabla 7. Constante de fase, longitud de onda y relación $2*d/\lambda_g$ con respecto a 2 450 MHz para los modos TE y TM en una guía con dimensiones a =33cm y b =21cm.	75
Tabla 8. Errores entre los valores analíticos y de simulación encontrados para el modo TE <sub>20</sub> , a 2 450 MHz en la guía de onda.	84
Tabla 9. Errores entre los valores analíticos y de simulación encontrados para el modo TE <sub>50</sub> , a 2450 MHz en la guía de onda.	86
Tabla 10. Errores entre los valores analíticos y de simulación encontrados para el modo TE <sub>20</sub> , a 2 450 MHz en la guía de onda cortocircuitada.	94
Tabla 11. Errores entre los valores analíticos y de simulación encontrados para el modo TE <sub>50</sub> , a 2 450 MHz en la guía de	95

onda cortocircuitada.

Tabla 12. Valores de los parámetros “ $S_{11}$ ”, para variaciones de la abertura del iris en $0,21 \text{ m} < d < 0\text{m}$ .	111
Tabla 13. Permitividad dieléctrica de la mezcla de asfalto agregado según el artículo de P.Subedi e I. Chatterjee.	120
Tabla 14. Magnitud de los campos electromagnéticos en el exterior de la muestra de pavimento con resistividad igual a $0.23 \cdot 10^4 \Omega \cdot \text{m}$ .	139
Tabla 15. Magnitud de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento con resistividad igual a $0.23 \cdot 10^4 \Omega \cdot \text{m}$ .	139
Tabla 16. Magnitud de los campos electromagnéticos en el exterior de la muestra de pavimento con resistividad igual a $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{m}$ .	144
Tabla 17. Magnitud de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento con resistividad igual a $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{m}$ .	144
Tabla 18. Magnitud de los campos electromagnéticos en el exterior de la muestra de pavimento con resistividad igual a $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{m}$ .	145
Tabla 19. Magnitud de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento con resistividad igual a $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{m}$ .	146
Tabla 20. Magnitud de los campos electromagnéticos en el exterior de la muestra de pavimento con resistividad igual a $3\ 840 \cdot 10^9 \Omega \cdot \text{m}$ .	147
Tabla 21. Magnitud de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento con resistividad igual a $3\ 840 \cdot 10^9 \Omega \cdot \text{m}$ .	147
Tabla A1. Numeración de las aristas.	202
Tabla A2. Aristas y nodos asociados.	205

## LISTA DE FIGURAS

	Pág.
Figura 1. Propagación de una onda electromagnética en una guía.	3
Figura 2. Nomenclatura para las dimensiones de la guía de onda.	8
Figura 3. Modo $TE_{10}$ Campo Eléctrico. Vistas superior y lateral derecha.	12
Figura 4. Modo $TE_{10}$ Campo magnético. Vistas superior e isométrica.	12
Figura 5. Modo $TE_{01}$ Campo eléctrico. Vistas lateral y superior.	13
Figura 6. Frecuencias de corte.	14
Figura 7. Modo $TE_{01}$ Campo magnético. Vistas lateral derecha e isométrica.	15
Figura 8. Modo $TE_{11}$ Campo eléctrico. Vistas superior y lateral.	15
Figura 9. Modo $TE_{21}$ Campo magnético. Vistas superior y lateral.	16
Figura 10. Trayectorias transversales de los campos en el modo de propagación TEM.	19
Figura 11. Material dieléctrico dentro de una guía de onda.	21
Figura 12. Paralelepípedo resonante.	21
Figura 13. Campo eléctrico modo $TE_{101}$ . Vistas isométrica y superior.	25
Figura 14. Campo magnético Modo $TE_{101}$ . Vistas lateral y superior.	25
Figura 15. Campo eléctrico Modo $TE_{201}$ . Vistas isométrica y superior.	26
Figura 16. Campo magnético Modo $TE_{201}$ . Vistas lateral derecha y superior.	26

Figura 17. Campo eléctrico Modo $TM_{110}$ . Vistas isométrica y frontal.	27
Figura 18. Campo magnético Modo $TM_{110}$ . Vistas superior y frontal.	27
Figura 19. Cavidad resonante y sistema coordenado.	31
Figura 20. Campo eléctrico del modo $TE_{101}$ .	33
Figura 21. Campo magnético del modo $TE_{101}$ .	34
Figura 22. Distribución de los modos de la cavidad en el intervalo $2\,325,5\text{ MHz} \leq f \leq 2\,572,5\text{ MHz}$ .	38
Figura 23. Grafica de iso-superficies del campo eléctrico en dirección 'y' para el modo $TE_{323}$ .	42
Figura 24. Grafica de iso-superficies del campo magnético en dirección 'z' para el modo $TE_{323}$ .	42
Figura 25. Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección 'x' para el modo $TE_{205}$ .	49
Figura 26. Grafica de la variación de la magnitud del campo magnético en dirección "x" del modo $TE_{205}$ a través de la línea $y = 0,1\text{ m}$ , $z = 0,033\text{ m}$ , entre $0 < x < 0,33\text{ m}$ .	50
Figura 27. Gráfica de la variación de la magnitud del campo magnético en dirección "x" del modo $TE_{205}$ a través de la línea $y = 0,1\text{ m}$ , $x = 0\text{ m}$ , entre $0 < z < 0,33\text{ m}$ .	51
Figura 28. Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección "z" para el modo $TE_{205}$ .	52
Figura 29. Grafica de la variación de la magnitud del campo magnético en dirección "z" del modo $TE_{205}$ a través de la línea $y = 0,1\text{ m}$ , $z = 0$ , entre $0 < x < 0,33\text{ m}$ .	53
Figura 30. Grafica de la variación de la magnitud del campo magnético en dirección "z" del modo $TE_{205}$ a través de la línea $y = 0,1\text{ m}$ , $x = 0,165\text{ m}$ , entre $0 < z < 0,33\text{ m}$ .	54
Figura 31. Grafica de iso-superficies del campo magnético total para el modo $TE_{205}$ .	55

Figura 32. Grafica de la variación de la magnitud total del campo magnético del modo $TE_{205}$ a través de la línea $y = 0,1$ m, $z = 0$ m, entre $0 < x < 0,33$ m	56
Figura 33. Grafica de la variación de la magnitud total del campo magnético del modo $TE_{205}$ a través de la línea $y = 0,1$ m, $x = 0,165$ m, entre $0 < z < 0,33$ m.	57
Figura 34. Grafica de iso- superficies del campo eléctrico en dirección 'y' para el modo $TE_{205}$ .	58
Figura 35. Grafica de la variación de la magnitud del campo eléctrico en dirección "y" del modo $TE_{205}$ a través de la línea $y = 0,1$ m, $z = 0,033$ m, entre $0 < x < 0,33$ m.	59
Figura 36. Grafica de la variación de la magnitud del campo eléctrico en dirección "y" del modo $TE_{205}$ a través de la línea $y = 0,1$ m, $x = 0,0825$ m, entre $0 < z < 0,33$ m.	59
Figura 37. Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección "y" para el modo $TE_{205}$ .	61
Figura 38. Grafica de iso- superficies del campo eléctrico en dirección "x" para el modo $TE_{205}$ .	61
Figura 39. Grafica de iso- superficies del campo eléctrico en dirección "z" para el modo $TE_{205}$ .	62
Figura 40. Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección "x" para el modo $TE_{502}$ .	65
Figura 41. Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección "z" para el modo $TE_{502}$ .	66
Figura 42. Grafica de iso-superficies del campo eléctrico en dirección "y" para el modo $TE_{502}$ .	66
Figura 43. Grafica de iso-superficies del campo magnético total para el modo $TE_{502}$ .	67
Figura 44. Distribución de los modos TE en rangos de frecuencia para una guía con dimensiones $a = 0,5$ m y $b = 0,3$ m.	73

Figura 45. Distribución de los modos TM en rangos de frecuencia para una guía con dimensiones $a = 0,5$ m y $b = 0,3$ m	73
Figura 46. Geometría y fronteras de la simulación de la guía de onda acoplada.	80
Figura 47. Distribución de campo magnético del modo $TE_{20}$ en dirección "x", imaginario y real, respectivamente, en el interior de la guía de onda acoplada.	81
Figura 48. Distribución de campo magnético del modo $TE_{20}$ en dirección "z", imaginario y real respectivamente, en el interior de la guía de onda acoplada. ANSYS	82
Figura 49. Distribución de campo eléctrico del modo $TE_{20}$ en dirección "y", imaginario y real respectivamente, en el interior de la guía de onda acoplada.	83
Figura 50. Distribución de campo eléctrico del modo $TE_{50}$ en dirección "y", imaginario y real respectivamente, en el interior de la guía de onda acoplada.	85
Figura 51. Distribución de campo magnético del modo $TE_{20}$ en dirección "x", imaginario y real respectivamente a 2450 MHz, en el interior de la guía de onda cortocircuitada.	91
Figura 52. Distribución de campo magnético del modo $TE_{20}$ en dirección "z", imaginario y real respectivamente a 2 450 MHz, en el interior de la guía de onda cortocircuitada.	92
Figura 53. Distribución de campo eléctrico del modo $TE_{20}$ en dirección "y", imaginario y real respectivamente a 2 450 MHz, en el interior de la guía de onda cortocircuitada.	92
Figura 54. Distribución de campo eléctrico del modo $TE_{50}$ en dirección "y", imaginario y real respectivamente a 2 450 MHz, en el interior de la guía de onda cortocircuitada.	93
Figura 55. Modelo de cavidad resonante con iris, alimentada por una guía de onda	98
Figura 56. Circuito RLC serie.	101

Figura 57. Circuito RLC modificado para obtener resonancia a 2 450 MHz.	104
Figura 58. Vista frontal de la guía de onda, de dos clases de iris, inductivo y capacitivo para los modos $TE_{n0}$ .	105
Figura 59. Geometría y cargas utilizadas en la simulación del modelo de cavidad resonante alimentada por una guía de onda.	110
Figura 60. Variación del parámetro $S_{11}$ , en función de la abertura del iris.	112
Figura 61. Distribución de campo eléctrico en dirección “y” en el interior del modelo de cavidad resonante.	113
Figura 62. Distribución de campo magnético en dirección “x”, en el interior del modelo de cavidad resonante.	114
Figura 63. Distribución de campo magnético en dirección “z”, en el interior del modelo de cavidad resonante.	115
Figura 64. Modelo geométrico y propiedades de la mezcla de pavimento.	122
Figura 65. Geometría y cargas utilizadas en la simulación del modelo de cavidad resonante alimentada por una guía de onda y con pavimento en su interior.	125
Figura 66. Isocontornos del campo eléctrico imaginario en el interior de la cavidad resonante con pavimento en su interior (vista isométrica).	126
Figura 67. Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección “x”, en el espacio vacío, dentro de la cavidad (vista isométrica).	127
Figura 68. Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección “z”, en el espacio vacío, dentro de la cavidad (vista isométrica).	128
Figura 69. Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección “y”, en el espacio vacío, dentro de la cavidad (vista inferior).	129

Figura 70. Isosuperficies de la componente imaginaria de campo magnético total, en el espacio vacío de la cavidad (vista isométrica).	130
Figura 71. Isosuperficies de la componente real de campo magnético total, en el espacio vacío de la cavidad (vista isométrica).	130
Figura 72. Isosuperficies de la componente imaginaria de campo eléctrico total, en el espacio vacío de la cavidad (vista isométrica).	131
Figura 73. Isosuperficies de la componente real de campo magnético total, en el espacio vacío de la cavidad (vista isométrica).	132
Figura 74. Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección "x", en el interior de la muestra de pavimento (vista isométrica).	133
Figura 75. Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección "x", en el interior de la muestra de pavimento (vista inferior).	134
Figura 76. Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el interior de la muestra de pavimento (vista isométrica).	135
Figura 77. Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el interior de la muestra de pavimento (vista isométrica).	136
Figura 78. Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el interior de la muestra de pavimento (vista isométrica).	137
Figura 79. Isosuperficies de la componente imaginaria del campo eléctrico total, en el interior de la muestra de pavimento (vista inferior).	138
Figura 80. Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el exterior de la muestra de pavimento (vista isométrica).	140
Figura 81. Isosuperficies de la componente imaginaria del campo eléctrico total, en el exterior de la muestra de pavimento (vista isométrica).	141
Figura 82. Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el interior de la muestra de pavimento (vista inferior).	142

Figura 83. Isosuperficies de la componente imaginaria del campo eléctrico total, en el interior de la muestra de pavimento (vista inferior).	143
Figura 84. Elemento utilizado en el análisis térmico solid 90.	157
Figura 85. Variación de la conductividad térmica en la muestra de pavimento.	158
Figura 86. Dimensiones y cargas aplicadas en la muestra de pavimento.	159
Figura 87. Superficies isotérmicas del Perfil de temperaturas en la muestra de pavimento con resistividad No 1(vista isométrica).	163
Figura 88. Superficies isotérmicas del Perfil de temperaturas en la muestra de pavimento con resistividad No 1(vista inferior).	163
Figura 89. Contornos del perfil de temperaturas en la muestra de pavimento con resistividad No 1 (vista inferior)	164
Figura 90. Flujo térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 1 (vista inferior).	164
Figura 91. Gradiente térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 1 (vista inferior)	165
Figura 92. Superficies isotérmicas en la muestra de pavimento con resistividad No 2 (vista inferior)	166
Figura 93. Flujo térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 2 (vista isométrica).	166
Figura 94. Gradiente térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 2 (vista inferior).	167
Figura 95. Flujo térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 3 (vista isométrica).	168
Figura 96. Gradiente térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 3 (vista isométrica).	168
Figura 97. Flujo térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 4 (vista isométrica)	169

Figura 98. Gradiente térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 4 (vista isométrica)	169
Figura 99. Superficies isotérmicas en la muestra de pavimento con conductividad No 1.(vista isométrica)	171
Figura 100. Contornos de temperatura en la muestra de pavimento con conductividad No 1.(vista inferior)	172
Figura 101. Contornos de temperatura en la muestra de pavimento con conductividad No 2.(vista inferior)	172
Figura 102. Isosuperficies de temperatura en la muestra de pavimento con conductividad No 2.(vista inferior).	173
Figura 103. Flujo térmico en la muestra de pavimento con conductividad No 2.(vista isométrica).	174
Figura 104. Gradiente térmico en la muestra de pavimento con conductividad No 2.(vista isométrica).	174
Figura 105. Perfil de temperaturas en la muestra de pavimento con conductividad No 4.(vista inferior).	175
Figura 106. Perfil de temperaturas (contornos) en la muestra de pavimento con conductividad No 4.(vista isométrica)	176
Figura 107. Flujo térmico en la muestra de pavimento con conductividad No 4.(vista isométrica)	176
Figura 108. Gradiente térmico en la muestra de pavimento con conductividad No 4.(vista inferior)	177
Figura 109. Perfil de temperatura cuando el coeficiente de transferencia de calor es $3 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ .	178
Figura 110. Perfil de temperatura cuando el coeficiente de transferencia de calor es $15 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ .	179
Figura 111. Perfil de temperatura cuando el coeficiente de transferencia de calor es $25 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ .	179

Figura A.1 Elemento 'bloque'.	200
Figura 2.A. Tetraedro.	203
Figura 3.A. Hexaedro.	206
Figura 4.A. Discontinuidad en una guía de onda rectangular.	208
Figura B.1 Organización de ANSYS.	217
Figura B.2. Inicio de ANSYS.	219
Figura B.3. Launcher de ANSYS.	221
Figura B.4. Interfaz gráfica de ANSYS.	222
Figura B.5. Filtrado de las herramientas disponibles.	223
Figura B.6. Tipo de elementos a utilizar.	224
Figura B.7. Definición de los tipos de materiales.	225
Figura B.8. Creación del modelo.	226
Figura B.9. Modelo y panel de control.	227
Figura B.10. Herramienta de enmallado.	228
Figura B.11. Tamaño de elementos.	229
Figura B.12. Cantidad de elementos por dirección.	230
Figura B.13. Enmallado manual.	231
Figura B.14. Modelo de elementos finitos.	232
Figura B.15. Numeración de los puertos.	236
Figura B.16. Características del puerto.	237
Figura B.18. Frecuencia para el análisis armónico.	238
Figura B.19. Aplicación de condiciones de frontera.	239

Figura B.20. Tipo de análisis.	240
Figura B.21. Opciones de Análisis.	241
Figura B.22. Elección de frecuencias.	242
Figura B.23. Inicio de simulación.	244
Figura B.24. Lectura de resultados.	245
Figura B.25. Tipos de gráficos.	246

## LISTA DE ANEXOS.

	Pág.
ANEXO A MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS	188
ANEXO B ANSYS	221
ANEXO C. ARCHIVOS .LOG	253

## INTRODUCCIÓN

El estudio de la propagación de los campos electromagnéticos en cavidades resonantes y guías de ondas ha sido ampliamente estudiado a través de los años. Todo este conocimiento obtenido y plasmado en los diferentes textos es el pilar fundamental de este trabajo de grado. Un objetivo principal que se encuentra implícito en este trabajo, es llevar al campo de las simulaciones todo este conocimiento y aplicarlo de tal forma que se pueda conocer a priori del comportamiento de los diferentes dispositivos antes de construirlos físicamente. Para poder realizar todo esto, es necesario tener una amplia comprensión de las herramientas a utilizar, en este caso, teoría de guías de ondas y cavidades resonantes, tener conocimientos del método de elementos finitos y por supuesto conocer y aprender a manejar el software que se va a utilizar como herramienta principal de trabajo.

Es por lo expuesto líneas arriba, que este libro, fruto del trabajo e investigación de dos estudiantes de pregrado, presenta esta estructura. Iniciando con un reconocimiento completo de la teoría a utilizar y del entorno del software ANSYS, en sus dos primeros capítulos. En el tercero, se presenta la teoría de cavidades resonantes.

EL cuarto y quinto capítulo presentan el diseño de una cavidad resonante acoplada a una fuente por medio de un iris inductivo y el análisis acoplado electromagnético –térmico donde se muestran los perfiles de temperaturas que se obtienen al colocar una muestra de dieléctrico(pavimento) dentro de la cavidad resonante propuesta.

# 1. GUÍAS DE ONDA Y PARALELEPÍPEDO RESONANTE

## INTRODUCCIÓN

Con este primer capítulo se pretende ofrecer una visión global de la teoría de guías de onda y paralelepípedo resonante con que se trató en este trabajo de grado, y además, familiarizar al lector con los términos y nomenclatura utilizada.

Como primera medida se expondrá una breve introducción a la teoría de guías de ondas apoyada en las ecuaciones de Maxwell para obtener las soluciones a los campos eléctrico y magnético que se propagan dentro de la guía.

Los diferentes modos de propagación (TE, TM, TEM e híbridos) son de suma importancia para una buena comprensión de lo realizado en este trabajo, por esta razón, también se ha incluido una breve definición de estos modos.

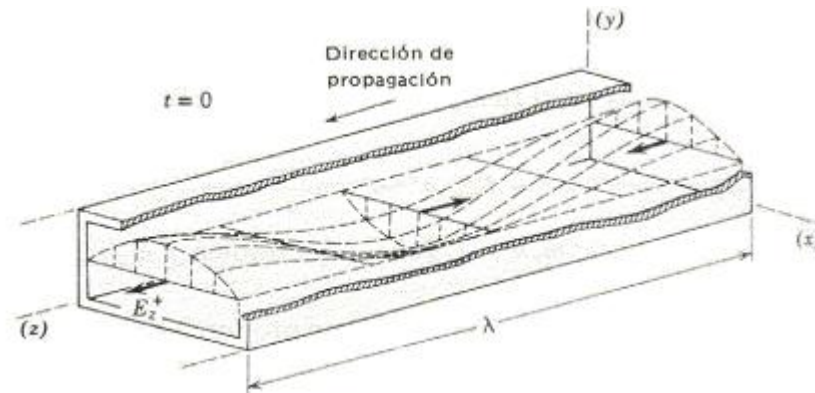
Para finalizar el capítulo se proporciona la teoría del paralelepípedo ó cavidad resonante y las soluciones a los campos dentro del mismo cuando el dieléctrico interno es aire.

Para un tratamiento más profundo de los temas se remite al lector a la bibliografía especializada [3].

## 1.1 GUÍAS DE ONDAS RECTANGULARES

Las guías de onda son un tipo de línea de transmisión que consiste en una cavidad rectangular con caras conductoras y, abierta en dos de sus extremos opuestos, permitiendo que una onda electromagnética se propague a través de ella. Las guías de onda pueden estar completamente llenas en su interior por cualquier tipo de dieléctrico tal como aire o poliestireno, entre otros.

**Figura 1.** Propagación de una onda electromagnética en una guía.



Fuente: [1].

En la figura 1 se muestra un bosquejo de una guía rectangular típica y la propagación de una onda electromagnética dentro de ella.

**1.1.1 Ecuaciones de Maxwell.** Para analizar la distribución de los campos electromagnéticos dentro de una guía de onda, se debe partir de la solución a las ecuaciones de Maxwell teniendo en cuenta las condiciones de frontera impuestas por el dispositivo.

Estas ecuaciones en su forma punto son:

$$\nabla \times \vec{E}(R,t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mu \vec{H}(R,t) \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H}(R,t) = \frac{\partial}{\partial t} \epsilon \vec{E}(R,t) + \vec{J}(R,t) \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mu \vec{H}(R,t) = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \epsilon \vec{E}(R,t) = \rho(R,t) \quad (4)$$

donde:

$E(R,t)$ : vector de campo eléctrico (V/m).

$H(R,t)$ : vector de campo magnético (A/m).

$\rho(R,t)$ : densidad volumétrica de carga ( $C/m^3$ ).

$J(R,t)$ : vector densidad de corriente ( $A/m^2$ ).

$R$ : vector posición en el espacio (x,y,z) (m).

$t$ : tiempo (s).

$\epsilon$ : permitividad del medio (F/m).

$\mu$ : permeabilidad del medio (H/m).

Además se tienen tres ecuaciones auxiliares:

$$\vec{D}(R,t) = \epsilon \vec{E}(R,t)$$

$$\vec{B}(R,t) = \mu \vec{H}(R,t)$$

$$\vec{J}_c(R,t) = \sigma \vec{E}(R,t)$$

donde:

$D(R,t)$ : vector densidad de campo eléctrico ( $C/m^2$ ).

$B(R,t)$ : vector densidad de campo magnético ( $Wb/m^2$  ó T).

$J_c$ : vector densidad de corriente de conducción ( $A/m^2$ ).

$\sigma$ : conductividad del medio (S/m).

Hay que tener en cuenta que el vector densidad de corriente ( $\mathbf{J}$ ) enunciado en la ecuación de Maxwell, corresponde a la suma de dos importantes densidades de corriente:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{FUENTE} + \mathbf{J}_C$$

donde:

$\mathbf{J}_{FUENTE}$ : vector densidad de corriente dentro de la fuente ó corriente de convección.

$\mathbf{J}_C$ : Corriente de conducción

El medio en el cual se propagan los campos no es conductor (su valor de conductividad es igual a cero), es isotrópico, lineal y homogéneo. Adicionalmente para facilitar la solución de las ecuaciones de Maxwell se asume una dependencia con el tiempo de la forma  $e^{j\omega t}$ , donde  $\omega$  es la frecuencia angular asociada a la onda electromagnética que se propaga en la guía; luego, se resuelven las ecuaciones en términos de las componentes espaciales, que para el presente caso son las componentes rectangulares ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ). Así se obtiene la siguiente forma para las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E}(R,t) = -j\omega\mu\vec{H}(R,t) \quad (5)$$

$$\nabla \times \vec{H}(R,t) = j\omega\varepsilon\vec{E}(R,t) \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(R,t) = 0 \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}(R,t) = 0 \quad (8)$$

Para obtener una relación más sencilla entre campos, es decir, que cada uno dependa de su propia variación con las coordenadas, se toman las dos primeras ecuaciones de Maxwell, se le aplican las propiedades del rotacional [3], y luego, con la ayuda de las ecuaciones 7 y 8, se obtienen dos ecuaciones de Helmholtz [3], una para campo eléctrico (ecuación 9), y otra para campo magnético (ecuación 10). Estas ecuaciones son conocidas también como ecuaciones de onda:

$$\nabla^2 \vec{E} = -\omega^2 \mu \epsilon \vec{E} \quad (9)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = -\omega^2 \mu \epsilon \vec{H} \quad (10)$$

A partir de las ecuaciones 9 y 10 se pueden obtener las soluciones a las ecuaciones de Maxwell para cada componente de campo.

**1.1.2 Definición de modos de propagación.** Al utilizar las ecuaciones 5 y 6, se pueden relacionar, por medio de derivadas parciales, el campo eléctrico y magnético en dirección “z” (campos longitudinales) con las demás componentes de campos (campos transversales). A partir de las ecuaciones de Helmholtz 11 y 12, se encuentran las soluciones para los campos longitudinales:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon E_z = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{H}_z = 0 \quad (12)$$

El método utilizado para resolver las ecuaciones 11 y 12 es el de separación de variables que se describe en detalle en [3]. Una vez solucionados los campos longitudinales es posible determinar las otras componentes utilizando las ecuaciones 5 y 6. A partir de las ecuaciones 13 a 16 se observan diferentes tipos de soluciones generales a los campos electromagnéticos, dependiendo de las condiciones que se den a los campos longitudinales; a estos tipos de soluciones se les denominan modos:

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \omega^2 \varepsilon \mu H_x = \frac{\partial^2 H_z}{\partial x \partial z} + j\omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (13)$$

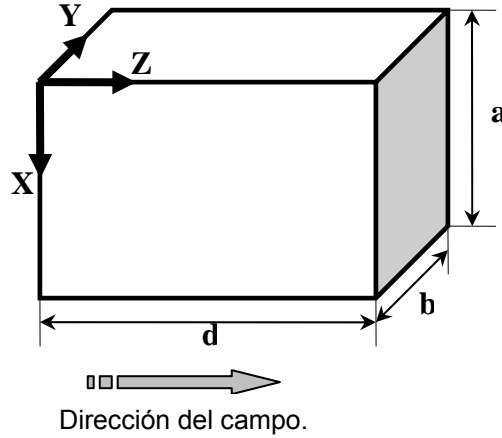
$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \omega^2 \varepsilon \mu H_y = \frac{\partial^2 H_z}{\partial y \partial z} - j\omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \omega^2 \varepsilon \mu E_y = j\omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial y \partial z} \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \omega^2 \varepsilon \mu E_x = -j\omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x \partial z} \quad (16)$$

Se acotará el problema a una guía de onda con condiciones de frontera, ver figura 2.

**Figura 2.** Nomenclatura para las dimensiones de la guía de onda.



Fuente: autores.

Se asume que los campos electromagnéticos se propagan libre y uniformemente en la dirección “z”, y que la dependencia de estos con respecto a la componente “z” es de la forma  $e^{-\gamma z}$ . El valor de  $\gamma$  se denomina constante de propagación y de forma general es un número complejo  $\gamma = \alpha + j\beta$  que depende del medio en el cual los campos se propagan y de la frecuencia  $\omega$ ; la parte real se llama constante de atenuación ( $\alpha$ ) y la parte imaginaria se denomina constante de fase ( $\beta$ ); si es un número imaginario, indica que los campos se propagan sin atenuarse, pero si tiene componente real e imaginaria, los campos se atenúan a medida que se propagan. El valor negativo del exponente indica que los campos se propagan en dirección positiva de la componente “z”. Así las ecuaciones 13 a 16 toman la siguiente forma:

$$\vec{H}_x = \frac{1}{\omega^2 \epsilon \mu + \gamma^2} \left[ -\gamma \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} + j\omega \epsilon \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} \right] \quad (17)$$

$$\bar{H}_y = \frac{-1}{\omega^2 \varepsilon \mu + \gamma^2} \left[ \gamma \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial y} + j\omega \varepsilon \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial x} \right] \quad (18)$$

$$\bar{E}_y = \frac{1}{\omega^2 \varepsilon \mu + \gamma^2} \left[ j\omega \varepsilon \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial x} - \gamma \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} \right] \quad (19)$$

$$\bar{E}_x = \frac{-1}{\omega^2 \varepsilon \mu + \gamma^2} \left[ j\omega \varepsilon \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial y} + \gamma \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial x} \right] \quad (20)$$

Como se observa en estas ecuaciones (17 a 20) los campos en la direcciones “x” y “y” dependen de  $H_z$  y  $E_z$ , para los cuales, se tiene un tipo de solución general en un medio sin pérdidas. Esta solución es de la forma:

$$E_z(x, y, z) = [C1 \cos(\beta_x x) + D1 \text{sen}(\beta_x x)] [C2 \cos(\beta_y y) + D2 \text{sen}(\beta_y y)] B1 e^{-j\beta z} \quad (21)$$

$$H_z(x, y, z) = [C3 \cos(\beta_x x) + D3 \text{sen}(\beta_x x)] [C4 \cos(\beta_y y) + D4 \text{sen}(\beta_y y)] B2 e^{-j\beta z} \quad (22)$$

Las ecuaciones 21 y 22 son similares. La magnitud del campo, en direcciones “x” y “y”, es de forma senoidal con longitud de onda  $2\pi/\beta_x$  y  $2\pi/\beta_y$  respectivamente. En dirección “z”, la variación es de tipo exponencial compleja con ciclo y amortiguamiento definido por la constante  $\beta$ .

Para determinar los valores de las constantes de las ecuaciones 21 y 22, es necesario definir las condiciones de frontera.

Con el fin de definir los modos y a su vez determinar la distribución de campos que estos producen en el interior de la guía de onda, se definen a

continuación, y se resuelven, las ecuaciones de Maxwell para los modos que son más utilizados.

❖ **Modo de propagación transversal eléctrico (TE).** El modo TE se propaga cuando la componente longitudinal  $E_z$  no está presente ( $E_z = 0$ ) y necesariamente  $H_z \neq 0$ ; las componentes transversales del campo dependerán de la solución encontrada para  $H_z$  utilizando la ecuación 22.

Para encontrar la solución completa de  $H_z$  se deben evaluar las condiciones de frontera utilizando la ecuación 22, en conjunto con las ecuaciones 17 a 20, así se obtiene como solución:

$$H_z(x, y, z) = A \cos(\beta_x x) \cos(\beta_y y) e^{-j\beta \cdot z} \quad (23)$$

donde:

$$\beta_x = \frac{n\pi}{a} \text{ para } n = 0, 1, 2, \dots \quad (24)$$

$$\beta_y = \frac{m\pi}{b} \text{ para } m = 0, 1, 2, \dots \quad (25)$$

$$\beta_{nm} = \frac{2\pi}{v} \sqrt{f^2 - f_{c_{nm}}^2} \quad (26)$$

$v$ : Es la velocidad de propagación de la luz en el medio (m/s), y:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (27)$$

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \quad (28)$$

$$f_{c_{nm}} = \frac{v}{2 \cdot \pi} \sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2} \quad (29)$$

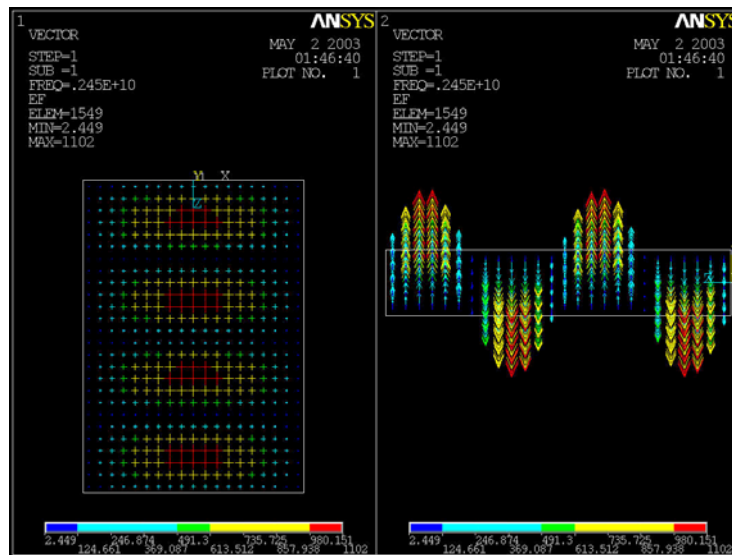
$$\lambda_{g_{nm}} = \frac{2\pi}{\beta_{nm}} = \frac{v}{\sqrt{f^2 - f_{c_{nm}}^2}} \quad (30)$$

La solución encontrada para  $H_z$  tiene características estacionarias en las direcciones coordenadas “x” e “y”, y las constantes  $2\pi/\beta_x$  y  $2\pi/\beta_y$  corresponden a la longitud de onda estacionaria en cada dirección. Las letras “n” y “m” indican la cantidad de medias longitudes de onda que hay en “x” y “y”, respectivamente, así, formando diferentes distribuciones de campo o modos de propagación TE, (figuras 3 a la 9).

$f_{c_{nm}}$  se conoce como frecuencia de corte debido a que determina la frecuencia a la cual un modo TE empieza a propagarse dentro de la guía; su valor depende exclusivamente de las dimensiones de ésta (a y b, ver figura 2) y del modo en el cual se desea propagar la onda, tal como lo muestra la ecuación 29.

A continuación se presentan gráficas de algunos modos TE, (figuras 3 a la 9) obtenidas con el software ANSYS. La guía de onda tiene dimensiones: a =0,182926 m b =0,05 m d =0,259886 m, y se han colocado dos vistas de cada campo para obtener la mayor información posible de éstas. En la figura 3 se ilustra el modo de propagación  $TE_{10}$  a una frecuencia de 2 450 MHz. A lo largo de la dirección “z” se observan dos longitudes de onda y en dirección “x” media longitud de onda, característica fundamental de este modo.

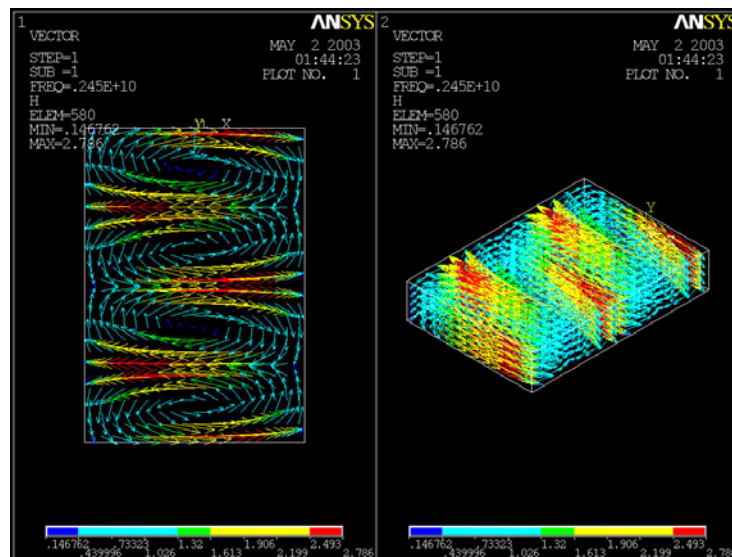
**Figura 3.** Modo TE<sub>10</sub> Campo Eléctrico. Vistas superior y lateral derecha.



Fuente: Autores

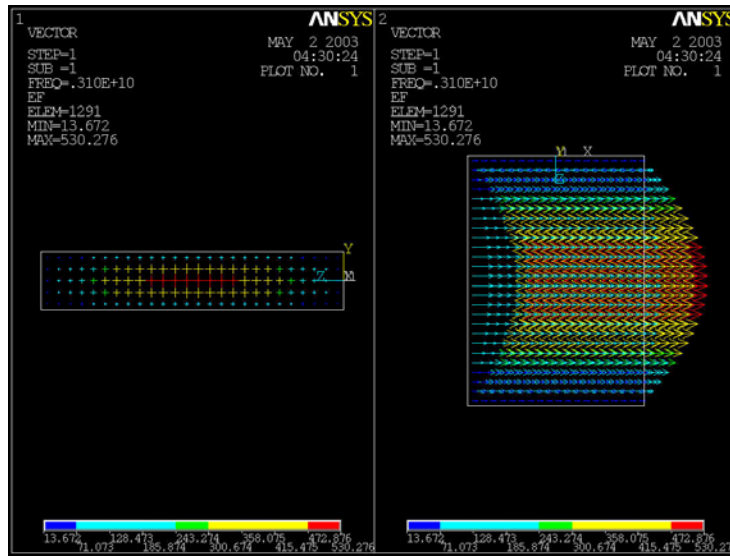
Al observar las líneas cerradas de campo magnético (Figura 4) también se pueden notar las dos longitudes de onda sobre la dirección 'z' y la media longitud de onda sobre la dirección "x".

**Figura 4.** Modo TE<sub>10</sub> Campo magnético. Vistas superior e isométrica.



Fuente: autores

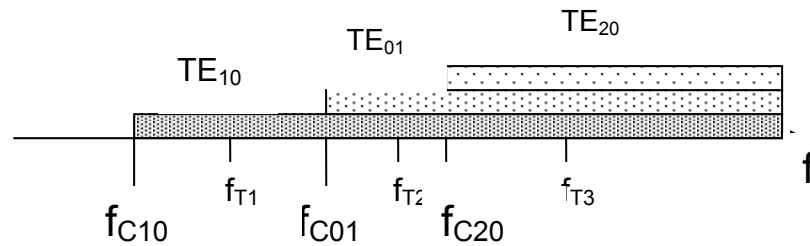
**Figura 5.** Modo  $TE_{01}$  Campo eléctrico. Vistas lateral y superior.



Fuente: Autores

En la figura 5 se observa el campo eléctrico del modo  $TE_{01}$  cuya frecuencia de corte es 3 000 MHz y la frecuencia de trabajo es de 3 100Mhz. La frecuencia de trabajo se corrió de 2 450 MHz a 3 100 MHz, debido al modo que se está propagando. De esta forma, la propagación del modo se garantiza sí la frecuencia de trabajo es mayor que la frecuencia de corte (ecuación 26), en caso contrario, no habrá propagación, tal como lo realiza un sistema paso-altos, (ver figura 6.)

**Figura 6.** Frecuencias de corte.

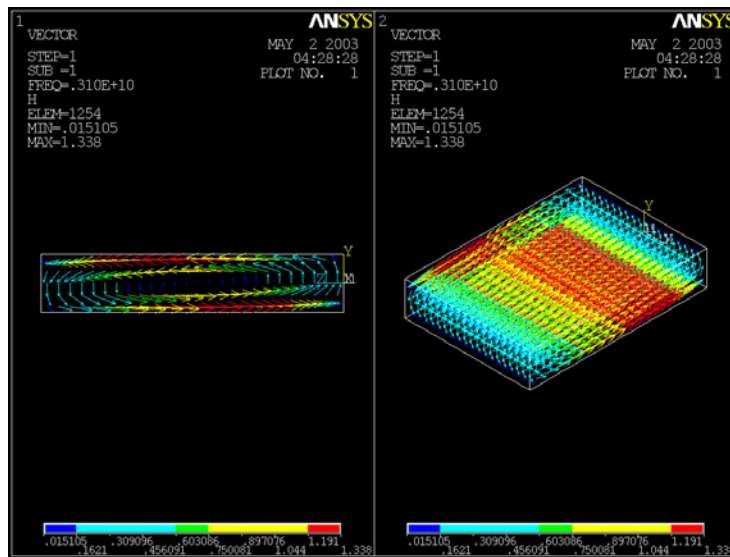


Fuente: autores

Si la frecuencia de trabajo es  $f_{T1}$  (figura 6.), solo se propagará el modo  $TE_{10}$ . Ahora, si la frecuencia de trabajo aumenta a  $f_{T2}$ , Los únicos modos que se pueden propagar serán  $TE_{10}$  y  $TE_{01}$ . En conclusión, se observa que solo podrán propagarse cualquiera de los modos que tengan una frecuencia de corte inferior a la frecuencia de trabajo. Si se quisiera mantener la frecuencia de trabajo en 2450 MHz para excitar el modo  $TE_{01}$ , se deben modificar las dimensiones de la guía.

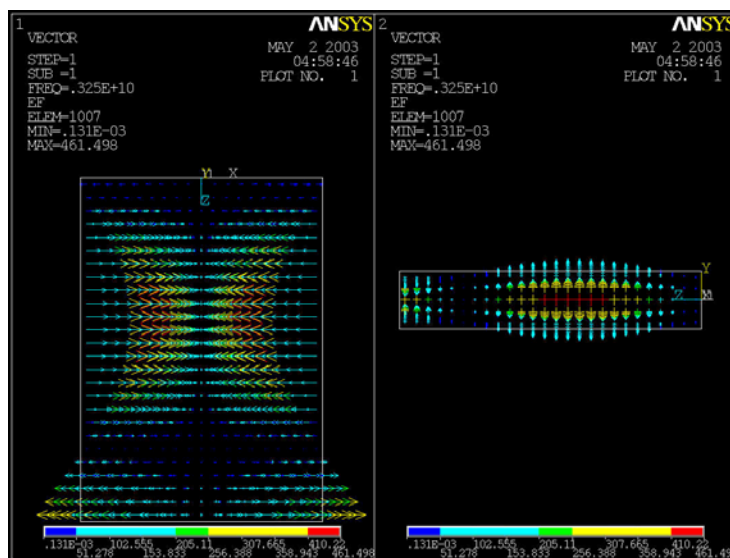
En la figura 7. se observa el campo magnético del modo  $TE_{01}$  a la frecuencia de 3 100 MHz.

**Figura 7.** Modo  $TE_{01}$  Campo magnético. Vistas lateral derecha e isométrica



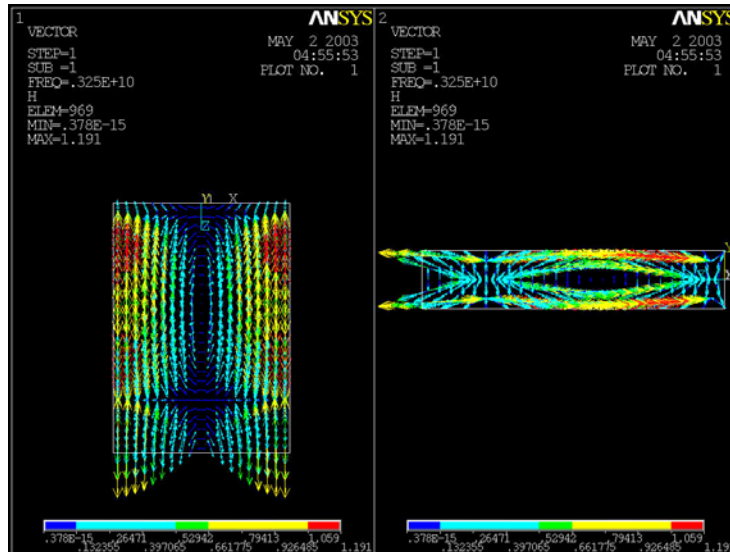
Fuente: Autores

**Figura 8.** Modo  $TE_{11}$  Campo eléctrico. Vistas superior y lateral.



Fuente: Autores

**Figura 9.** Modo  $TE_{21}$  Campo magnético. Vistas superior y lateral.



Fuente: Autores

En la figura 8 se observa el campo eléctrico del modo  $TE_{11}$  y en la figura 9 se tienen las líneas cerradas de campo magnético de este modo.

Una característica para tener en cuenta en la distribución de campos dentro de una guía, es  $\lambda_g$ , que define la longitud de onda medida sobre las caras laterales de la guía y depende de la frecuencia de trabajo y del modo en estudio (ecuación 30). El valor de esta longitud de onda es mayor que la longitud de onda característica asociada a una onda plana a la misma frecuencia, y su valor disminuye a medida que la frecuencia de trabajo se aleja de la frecuencia de corte.

Al realizar el cálculo de los parámetros anteriormente mencionados, se debe tener en cuenta cual modo TE se desea estudiar, esto para tener claridad sobre la frecuencia de corte que debe ser utilizada para determinar los mismos.

Hasta el momento solo se ha estudiado el valor del campo magnético en dirección “z”, porque las demás componentes del campo dependen exclusivamente de ésta; las características encontradas para  $H_z$ , también son válidas para las componentes transversales del campo dentro de la guía.

Las componentes del campo eléctrico y magnético en cada dirección en el interior de la guía corresponden a:

$$H_z(x, y, z) = A \cos(\beta_x x) \cos(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (31)$$

$$H_x(x, y, z) = \frac{jA\beta\beta_x}{\beta_x^2 + \beta_y^2} \text{sen}(\beta_x x) \cos(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (32)$$

$$H_y(x, y, z) = \frac{jA\beta\beta_y}{\beta_x^2 + \beta_y^2} \cos(\beta_x x) \text{sen}(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (33)$$

$$E_z(x, y, z) = 0 \quad (34)$$

$$E_x(x, y, z) = \frac{jA\omega\mu\beta_y}{\beta_x^2 + \beta_y^2} \cos(\beta_x x) \text{sen}(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (35)$$

$$E_y(x, y, z) = -\frac{jA\omega\mu\beta_x}{\beta_x^2 + \beta_y^2} \text{sen}(\beta_x x) \cos(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (36)$$

La constante “A” en las ecuaciones no esta restringida a ningún valor, ni se encuentra asociada a ninguna condición de frontera, es el valor que la componente  $H_z$  impone desde la fuente que se utilice para excitar la guía de onda. Esto es válido siempre que los campos que se estén estudiando se encuentren lejos de la fuente [2],[3].

❖ **Modo de propagación transversal magnético(TM).** El modo de propagación TM se presenta cuando no hay componente longitudinal del campo magnético, es decir  $H_z = 0$  y necesariamente  $E_z \neq 0$ ; las componentes

transversales del campo dependerán de la solución para  $E_z$  utilizando la ecuación 21.

Para hallar la solución completa de  $E_z$  se deben evaluar las condiciones de frontera utilizando la ecuación 21, en conjunto con las ecuaciones 17 a 20, así se obtiene como solución:

$$E_z(x, y, z) = A \operatorname{sen}(\beta_x x) \operatorname{sen}(\beta_y y) e^{-j\beta z}$$

La forma que se ha obtenido para el campo eléctrico en dirección “z” es similar a la encontrada para el campo magnético en dirección “z” del modo TE, por lo tanto, las características establecidas para los modos TE también se cumplen para los modos TM, (ecuaciones 24 a 30).

En los modos TM, “n” y “m”, no pueden tomar el valor de cero, si son cero,  $E_z = 0$  y la definición del modo TM no se cumple. Entonces:

$$\beta_x = \frac{n\pi}{a} \text{ para } n = 1, 2, \dots$$

$$\beta_y = \frac{m\pi}{b} \text{ para } m = 1, 2, \dots$$

Las componentes del campo en cada dirección en el interior de la guía corresponden a:

$$E_z(x, y, z) = A \operatorname{sen}(\beta_x x) \operatorname{sen}(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (37)$$

$$E_x(x, y, z) = -\frac{jA\beta\beta_x}{\beta_x^2 + \beta_y^2} \cos(\beta_x x) \operatorname{sen}(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (38)$$

$$E_y(x, y, z) = -\frac{jA\beta\beta_y}{\beta_x^2 + \beta_y^2} \operatorname{sen}(\beta_x x) \cos(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (39)$$

$$H_z(x, y, z) = 0 \quad (40)$$

$$H_x(x, y, z) = \frac{jA\omega\epsilon\beta_x}{\beta_x^2 + \beta_y^2} \text{sen}(\beta_x x) \cos(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (41)$$

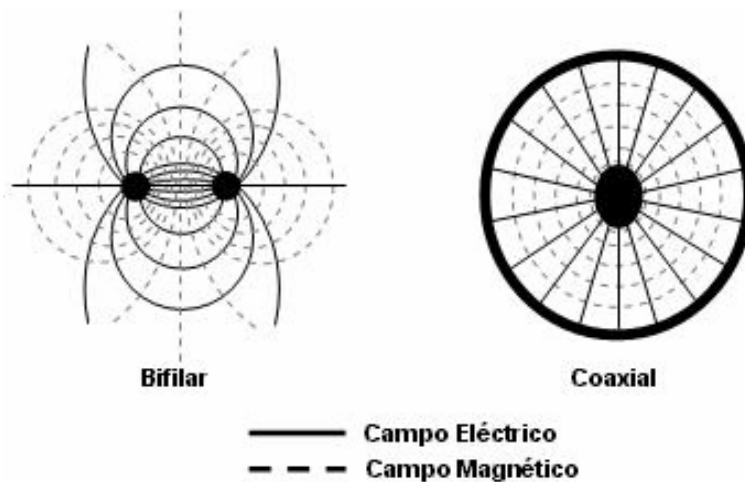
$$H_y(x, y, z) = \frac{jA\omega\epsilon\beta_x}{\beta_x^2 + \beta_y^2} \cos(\beta_x x) \text{sen}(\beta_y y) e^{-j\beta z} \quad (42)$$

Al igual que para los modos TE, la constante “A” en las ecuaciones no está restringida a ningún valor, ni se encuentra asociada a ninguna condición de frontera; es el valor que la componente  $E_z$  impone desde la fuente que es utilizada para excitar la guía de onda.

❖ **Modo de propagación transversal electromagnético (TEM).**

Cuando  $E_z = H_z = 0$ , se obtiene el modo de propagación TEM, y solo se puede obtener en líneas de transmisión como cables coaxiales, platos paralelos, líneas bifilares, etc.

**Figura 10.** Trayectorias transversales de los campos en el modo de propagación TEM.



Fuente: [2].

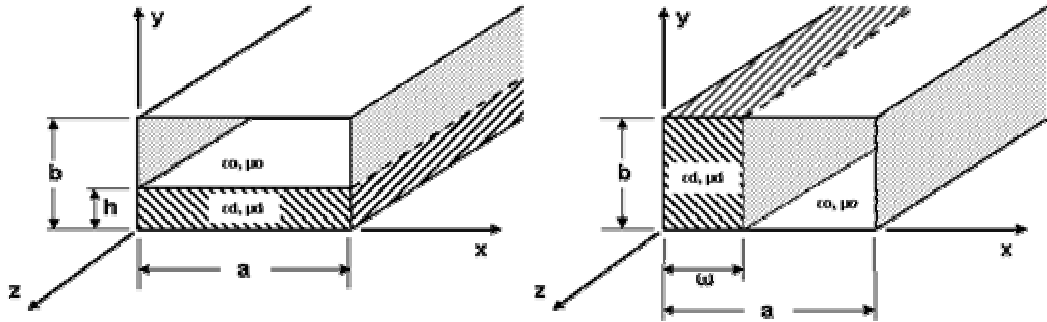
Supóngase, entonces, que hay una onda TEM en el interior de la guía; esto quiere decir que las líneas de flujo del campo magnético son trayectorias cerradas en un plano transversal al eje  $z$ , ver figura 10.

Sin embargo, la ley circuital de Ampere establece que la integral de línea cerrada del campo magnético en ese plano transversal debe ser igual a las sumas de las corrientes longitudinales que pasan dentro de la trayectoria cerrada. Esas corrientes pueden ser de dos tipos: corrientes de conducción y corrientes de desplazamiento. Si no hay otro conductor dentro de la guía, no puede haber corriente de conducción longitudinal [2]. Por definición el modo TEM no tiene componente  $E_z$ , en consecuencia tampoco hay corriente de desplazamiento longitudinal. Entonces, los dos posibles tipos de corrientes valen cero, y la integral de la ley circuital de ampere vale cero, y no pueden haber trayectorias cerradas de líneas de campo magnético en ningún plano transversal. Se concluye que la onda TEM no puede existir en la guía.

El estudio de este modo es importante porque fundamenta la teoría de líneas de transmisión y tiene características similares a la de la onda plana; su aplicación es más común en líneas de transmisión a bajas frecuencias.

**Otros modos de propagación.** Dentro de una guía de transmisión rectangular pueden aparecer otros tipos de modo de propagación, estos modos son denominados modos híbridos y corresponden a combinaciones de los modos TE y TM. Estos modos se presentan cuando la guía de onda se encuentra parcialmente llena con un material perpendicular al eje 'x' o 'y' (figura 11.) y para este caso los modos TE y TM no pueden cumplir con las condiciones de frontera. A estos modos también se les conoce como LSE (longitudinal section electric) y LSM (longitudinal section magnetic) o modos H y E [3].

**Figura 11.** Material dieléctrico dentro de una guía de ondas.

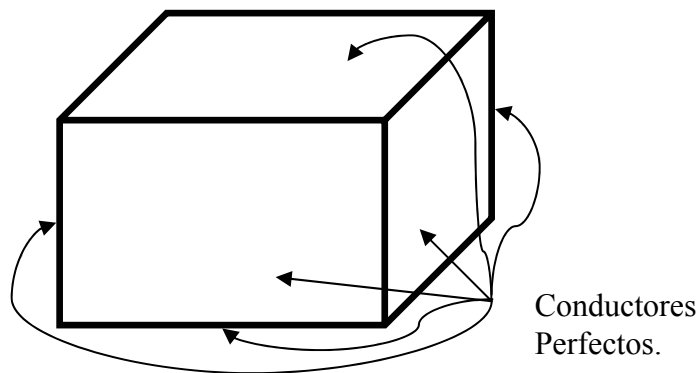


Fuente: [3]

### 1.3 PARALELEPÍPEDO RESONANTE.

El paralelepípedo resonante es una guía de onda rectangular que se encuentra cortocircuitada en sus extremos, esto la convierte en una cavidad completamente cerrada y con todas sus caras conductoras, ver figura 12.

**Figura 12.** Paralelepípedo resonante.



Fuente: Autores

Para determinar el patrón de campo que se obtiene en el interior del paralelepípedo se utilizan las ecuaciones 11 a 16. Antes de resolverlas por el método de separación de variables, se simplifican utilizando la definición de los modos TE y TM, así se obtienen las soluciones teniendo en cuenta las condiciones de frontera, ver figura 12.

La forma de los campos, utilizando la definición del modo TE, es:

$$H_z = A_m \cos(\beta_x x) \cos(\beta_y y) \text{sen}(\beta_z z) \quad (43)$$

$$H_x = \frac{-A_m \beta_x \beta_z}{\omega^2 \varepsilon \mu - \beta_z^2} \text{sen}(\beta_x x) \cos(\beta_y y) \cos(\beta_z z) \quad (44)$$

$$H_y = \frac{-A_m \beta_y \beta_z}{\omega^2 \varepsilon \mu - \beta_z^2} \cos(\beta_x x) \text{sen}(\beta_y y) \cos(\beta_z z) \quad (45)$$

$$E_z = 0 \quad (46)$$

$$E_y = \frac{-j\omega\mu A_m \beta_x}{\omega^2 \varepsilon \mu - \beta_z^2} \text{sen}(\beta_x x) \cos(\beta_y y) \text{sen}(\beta_z z) \quad (47)$$

$$E_x = \frac{j\omega\mu A_m \beta_y}{\omega^2 \varepsilon \mu - \beta_z^2} \cos(\beta_x x) \text{sen}(\beta_y y) \text{sen}(\beta_z z) \quad (48)$$

$$\beta_z = \frac{l\pi}{d} \quad (49)$$

Los valores para  $\beta_x$  y  $\beta_y$  son iguales a los definidos para la guía de onda (ecuaciones 24 y 25).

Como se parte de la definición del modo TE no se debe olvidar que las componentes transversales del campo dependen de la componente  $H_z$ , por lo tanto se debe cuidar que los valores de “n”, “m” y “l”, no causen  $H_z=0$ , así:  $n = 0, 1, 2, \dots$ ;  $m = 0, 1, 2, \dots$ ;  $l = 1, 2, \dots$  y  $m = n \neq 0$ .

De las soluciones se observa que los campos corresponden a patrones de onda estacionaria, por lo tanto, los valores de campo nulo permanecerán en una misma posición en cualquier instante de tiempo en el interior del paralelepípedo.

En las guías de onda se observan patrones de onda estacionaria solo en dirección “y” y “x” debido a las condiciones impuestas en esas direcciones; esta condición restringe la frecuencia de trabajo de la guía, y por tanto le dan características de filtro pasa altos. Sí se cortocircuita la guía en sus extremos, un patrón de onda estacionaria aparecerá no solo en dirección “y” y “x” si no también en dirección “z”, solo un tipo de frecuencia puede generar la aparición de este patrón, lo que le da características de filtro pasa banda. La determinación de esta frecuencia parte de la ecuación (26), modificándola de tal forma que  $\beta_{nm}$  sea igual a  $\beta_z$ :

$$\beta_z = \frac{2\pi}{v} \sqrt{f^2 - f_{c_{nm}}^2}$$

Despejando de esta ecuación el valor de  $f$  y reemplazando valores, se obtiene que:

$$f_{mnl} = \frac{1}{2\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{n}{a}\right)^2 + \left(\frac{m}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{d}\right)^2} \quad (50)$$

Sí se trabaja a la frecuencia obtenida en la ecuación 50, se dice que el paralelepípedo es resonante y existirá campo en su interior.

Por la ecuación 50 se observa que la frecuencia  $f_{nm}$  depende del medio en el cual se crea el patrón de onda, de las dimensiones de la cavidad y de los valores n, m y l.

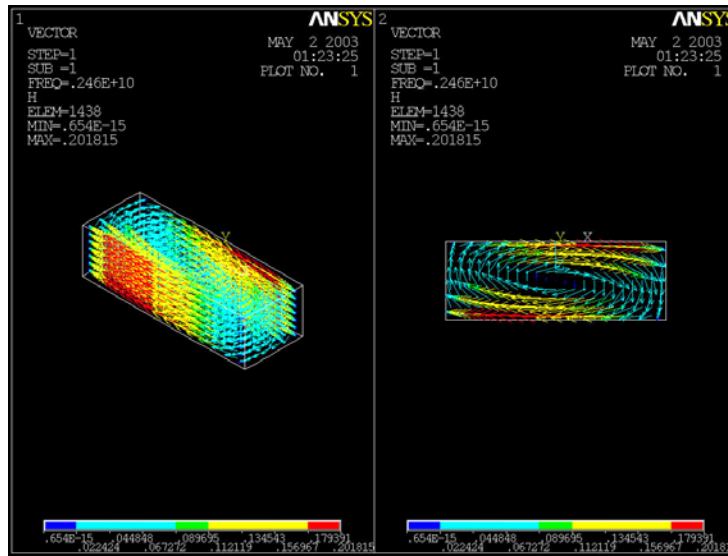
La constante  $A_m$  que aparece en las ecuaciones 43 a 48, es igual a  $2A$ ; el valor de "A" es la amplitud del campo magnético en dirección 'z' en una guía de onda, no depende de ninguna característica del paralelepípedo, y se comporta como una constante, debido a que los efectos de la fuente no se han tenido en cuenta.

La constante  $2\pi/\beta_z$  corresponde a la longitud de onda estacionaria en la dirección "z". La letra "l" indica la cantidad de medias longitudes de onda que hay en "z"; en las direcciones "x" y "y" aparecerán medias longitudes de onda, indicadas por las letras n y m, respectivamente, de acuerdo a lo encontrado para guías de ondas.

Para designar los modos se utilizará la nomenclatura:  $TE_{nml}$ , la cual indica, el tipo de distribución de campo electromagnético en el interior del paralelepípedo, ver figuras 13 a 18.

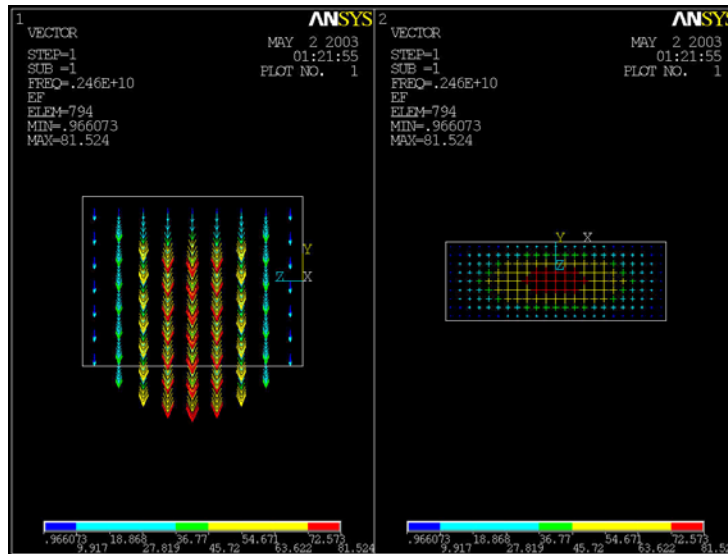
Las figuras 13 a 18 muestran las características de onda estacionaria en las dos direcciones "x", "y", y a diferencia de las guías de onda, aparece una onda estacionaria en dirección "z".

Figura 13. Campo eléctrico modo TE<sub>101</sub>. Vistas isométrica y superior.



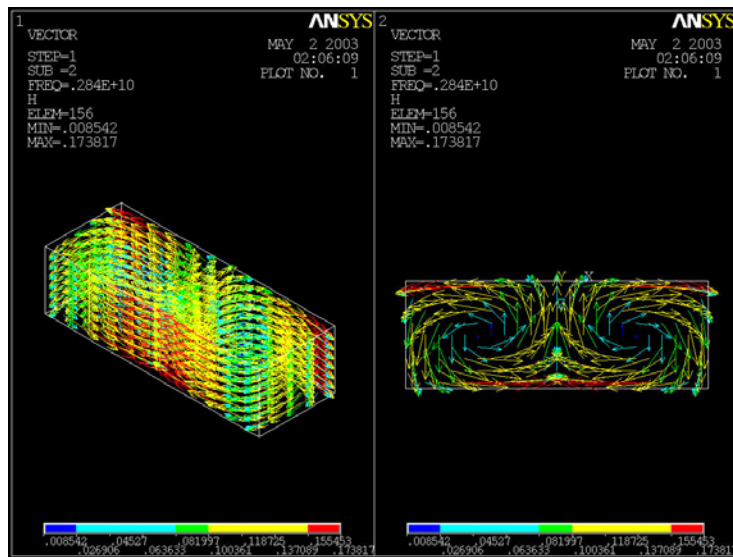
Fuente: Autores

Figura 14. Campo magnético Modo TE<sub>101</sub>. Vistas lateral y superior



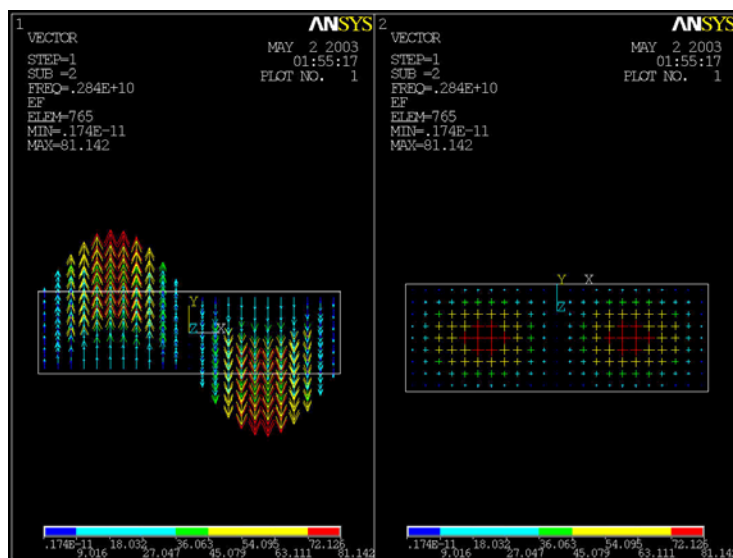
Fuente: Autores

**Figura 15.** Campo eléctrico Modo  $TE_{201}$ . Vistas isométrica y superior



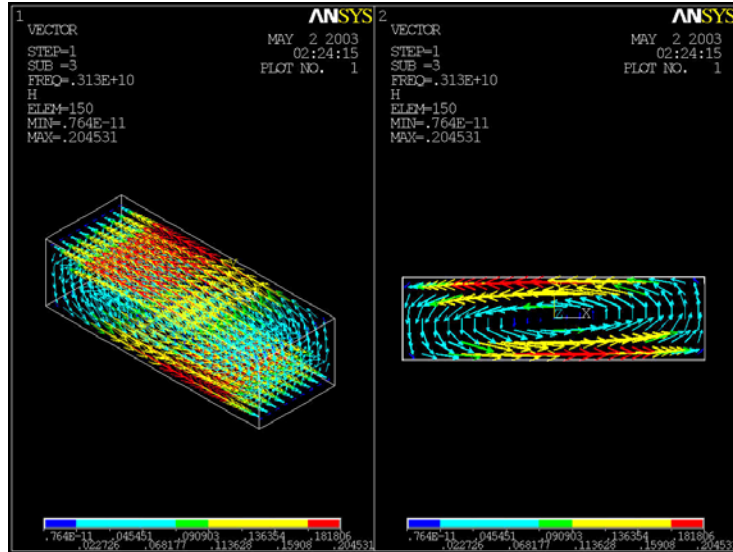
Fuente: Autores

**Figura 16.** Campo magnético Modo  $TE_{201}$ . Vistas lateral derecha y superior.



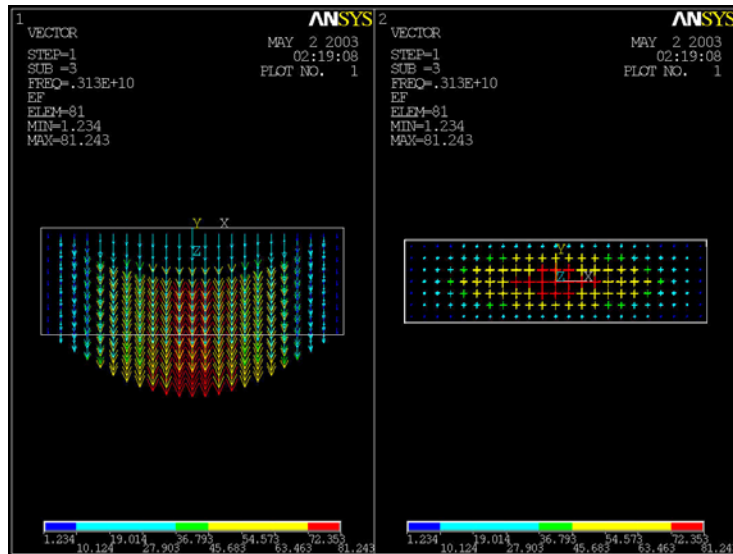
Fuente: Autores

**Figura 17.** Campo eléctrico Modo  $TM_{110}$ . Vistas isométrica y frontal.



Fuente: Autores

**Figura 18.** Campo magnético Modo  $TM_{110}$ . Vistas superior y frontal.



Fuente: Autores

Al resolver las ecuaciones 11 a 16, utilizando la definición de los modos TM, se obtiene como resultado:

$$E_z = A'_m \text{sen}(\beta_x x) \text{sen}(\beta_y y) \cos(\beta_z z) \quad (51)$$

$$E_x = \frac{-A'_m \beta_x \beta_z}{\omega^2 \varepsilon \mu - \beta_z^2} \cos(\beta_x x) \text{sen}(\beta_y y) \text{sen}(\beta_z z) \quad (52)$$

$$E_y = \frac{-A'_m \beta_y \beta_z}{\omega^2 \varepsilon \mu - \beta_z^2} \text{sen}(\beta_x x) \cos(\beta_y y) \text{sen}(\beta_z z) \quad (53)$$

$$H_z = 0 \quad (54)$$

$$H_y = \frac{-j\omega \varepsilon A'_m \beta_x}{\omega^2 \varepsilon \mu - \beta_z^2} \cos(\beta_x x) \text{sen}(\beta_y y) \cos(\beta_z z) \quad (55)$$

$$H_x = \frac{j\omega \varepsilon A'_m \beta_y}{\omega^2 \varepsilon \mu - \beta_z^2} \text{sen}(\beta_x x) \cos(\beta_y y) \cos(\beta_z z) \quad (56)$$

Las ecuaciones 51 a 56 tienen características similares a las encontradas anteriormente para el modo TE. Las constantes  $\beta_x$ ,  $\beta_y$  y  $\beta_z$ , tienen valores iguales que las ecuaciones 24, 25 y 49.

Al igual como se mencionó para los modos TE, se debe tener especial cuidado con evitar que el campo eléctrico en dirección “z” tome el valor de cero, si esto se da, la solución encontrada no es válida, dado que para resolver las ecuaciones 11 a 16 se utilizó la definición del modo TM, así:

$$n = 1, 2, \dots; m = 1, 2, \dots; l = 0, 1, 2, \dots$$

La constante  $A_m$  es igual a  $2A$ , donde “A” designa el valor máximo del campo eléctrico en dirección “z” en una guía de onda.

Para designar los diferentes modos de distribución TM se utiliza como nomenclatura:  $TM_{nml}$ .

La forma de los campos de uno u otro tipo de modo (TE ó TM) en el interior del paralelepípedo difieren en forma y en magnitud.

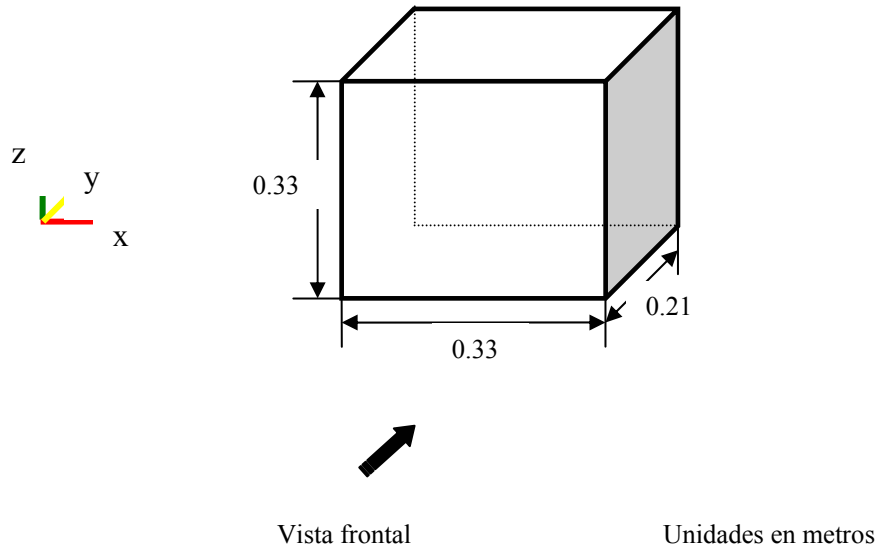
## 2. ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS ESTACIONARIAS EN UN PARALELEPÍPEDO IDEAL.

### 2.1 INTRODUCCIÓN

La cavidad que se analiza en el presente trabajo de grado tiene forma de paralelepípedo con dimensiones de 33 cm en dirección “x”, 21 cm en dirección “y” y 33 cm en dirección “z”, de acuerdo al sistema coordenado definido, como se muestra en la figura 19. El material con el cual están construidas las caras de la cavidad son metálicas y perfectamente conductoras; el material en el interior tiene características electromagnéticas iguales a las del espacio libre ( $\mu_r = 1$  y  $\epsilon_r = 1$ ). No se consideran pérdidas en las superficies de la cavidad (resistividad infinita).

Como se mencionó anteriormente, estas cavidades tienen la propiedad de permitir que solo para algunas frecuencias exista distribución de campo electromagnético estacionario en su interior, denominadas frecuencia de resonancia. Cada una de estas frecuencias tiene asociado una distribución de campo electromagnético estacionario que se define como modo, y para cada uno de estos la distribución y magnitud cambia.

**Figura 19.** Cavity resonante y sistema coordenado.



Fuente: autores.

Las graficas de los campos electromagnéticos en el interior de la cavity permiten evaluar si estos cumplen con las condiciones de fronteras establecidas por las caras del paralelepípedo y además evaluar de forma cualitativa que tipo de modo de onda estacionaria hay en el interior de la cavity; además se pueden determinar las posiciones donde hay campo electromagnético nulo. El punto de partida para observar tales características es el más sencillo de analizar, el modo resonante  $TE_{101}$ .

Una vez se determinan las características generales del modo  $TE_{101}$ , se identifica que frecuencias de resonancia, toma la frecuencia de 2450 MHz. Para esta búsqueda se manejan dos metodologías diferentes; de forma analítica, utilizando las ecuaciones definidas en el primer capítulo y la otra por medio de un software de simulación. Los modos seleccionados se grafican para ubicar los puntos que definen las características del campo estacionario dentro de la cavity ideal.

## 2.2 MODO RESONANTE TE<sub>101</sub>.

La menor frecuencia de resonancia que se obtiene es llamada la frecuencia dominante, y para este caso tiene un valor de 642,824 MHz y el modo que le corresponde, llamado modo dominante, es el TE<sub>101</sub>. Este modo es sencillo de analizar debido a que solo tiene dos componentes de campo magnético, uno en dirección “z” y otro en “x”, y una componente de campo eléctrico en dirección “y”. Las funciones que representa las componentes de los campos electromagnéticos para este modo con campo normalizado ( $A_m = 1$ ) es:

$$H_z = \cos(9,52x)\text{sen}(9,52z) \text{ (A/m)}$$

$$H_x = \text{sen}(9,52x)\cos(9,52z) \text{ (A/m)}$$

$$E_y = -j532,1737\text{sen}(9,52x)\text{sen}(9,52z) \text{ (V/m)}$$

$$H_y = 0 \text{ (A/m)}$$

$$E_z = 0 \text{ (V/m)}$$

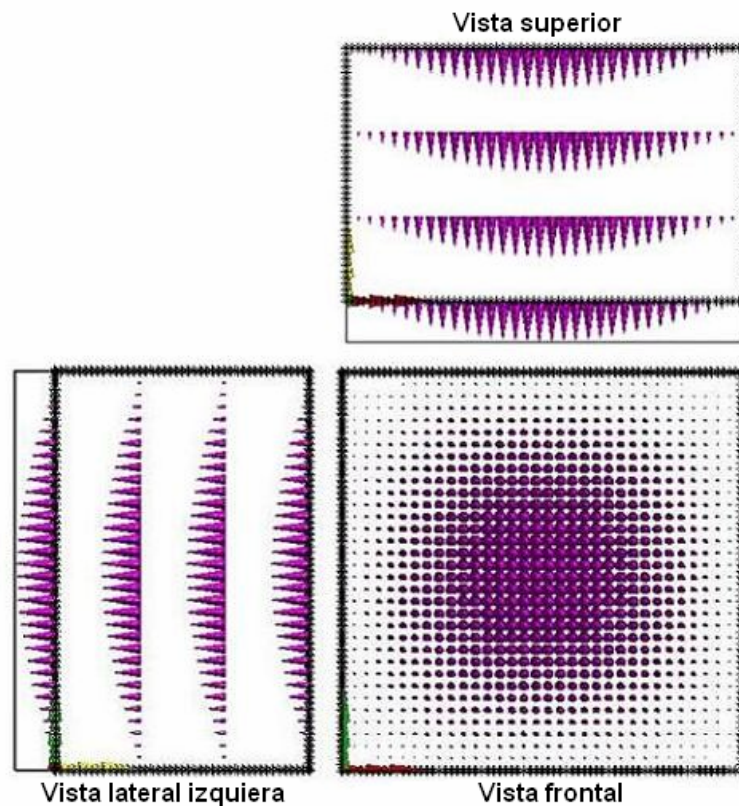
$$E_x = 0 \text{ (V/m)}$$

La forma como el campo eléctrico y magnético varían en el interior de la cavidad, se observan en las figura 20 y 21 respectivamente. Estas graficas se realizaron utilizando el programa MATLAB.

La figura 20 muestra la vista frontal, lateral izquierda y superior del campo eléctrico de forma vectorial; las condiciones de frontera obligan a que el campo eléctrico tangencial a las superficies conductoras sean iguales a cero, razón por la cual se observa en la vista frontal como el campo eléctrico disminuye desde el centro geométrico de la cara frontal, donde es máximo, hasta las caras laterales, superior e inferior, donde el campo es igual a cero. Las vistas lateral izquierda y superior muestran que no hay dependencia del campo eléctrico con la componente espacial “y”; además se observa la

característica senoidal del campo, es posible notar media longitud de onda como variación del campo en dirección “x” y en dirección “z”. Una aclaración que se debe hacer sobre estas graficas es que el campo eléctrico se refleja sobre las paredes conductoras de la cavidad, (la profundidad de penetración es igual a  $2,6 \mu\text{m}$  o para el caso ideal cero), esto para evitar confusión con las vistas superior y lateral izquierda, que expresan la magnitud y la dirección del campo en las posiciones justo antes de la fronteras de la cavidad, más no indica que el campo sigue su propagación por fuera de estas.

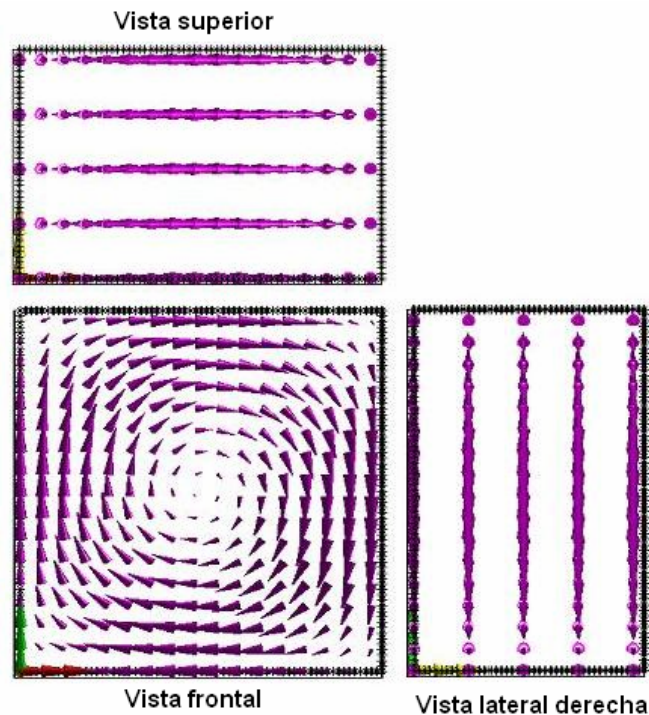
**Figura 20.** Campo eléctrico del modo  $\text{TE}_{101}$ .



Fuente: autores.

En la figura 21 se grafican las vistas frontal, superior y lateral derecha del campo magnético en el interior de la cavidad; la vista frontal muestra como el campo es cerrado y como se desvanece a medida que se dirige hacia el centro geométrico de la cara frontal y además es observable que no existe componente perpendicular a las caras laterales, superior e inferior, para satisfacer las condiciones de frontera del campo magnético en las superficie conductora. En la vista lateral derecha y superior, se deja ver que no hay variación del campo con respecto a la componente espacial 'y', esto es, al recorrer en esta dirección el campo, la magnitud y dirección del mismo no cambian. En este caso la variación senoidal del campo no es tan evidente en las direcciones "x" y "z", pero una revisión detallada de la vista frontal permite identificar media longitud de onda para ambas componentes.

**Figura 21.** Campo magnético del modo  $TE_{101}$ .



Fuente autores.

Si se superponen las vistas frontales del campo eléctrico y del campo magnético se observará que el campo magnético es máximo en zonas donde el campo eléctrico es nulo y además los campos eléctrico y magnético tienen direcciones perpendiculares entre sí, dejando a la vista, la relación rotacional del campo eléctrico y magnético, enunciadas en las ecuaciones de Maxwell. Los campos eléctrico y magnético están desfasados en el tiempo  $\pi/2$ , es decir cuando uno es máximo el otro es nulo; esta es la razón por la cual en las ecuaciones el campo eléctrico es de valor complejo y el campo magnético es real. Estas características son válidas para todos los modos de onda estacionario.

Las ondas estacionarias tienen la particularidad de mantener posiciones nulas de campo, así para este caso los valores cero de campo eléctrico para el modo  $TE_{101}$  se encuentran en las caras laterales, superior e inferior; y para el campo magnético en el centro geométrico de la cara frontal extendiéndose en línea recta, en dirección “y”, hasta la cara posterior. Las magnitudes de los campos alternarán del valor máximo a cero con el tiempo.

A partir de la distribución de los campos estacionarios en el interior de la cavidad, es posible determinar que tipo de modo se crea, esto es, identificando cuantas medias longitudes de onda hay en cada dirección; si no hay formación de media longitud en una de las direcciones coordenadas, entonces se puede asegurar que los campos no varían con ella. El número de medias longitudes en las componentes “x”, “y” y “z” están designados por los identificadores “n”, “m” y “l” respectivamente en las expresiones  $TE_{nml}$  y  $TM_{nml}$ . Las medias longitudes de onda son diferentes para cada dirección coordenada y depende de las dimensiones de la cavidad y del modo de la onda estacionaria.

El estudio de modos superiores utilizando las graficas vectoriales aumenta la complejidad del análisis y a veces es casi imposible plantear un estudio detallado, es necesario utilizar otras herramientas graficas para identificar los modos de propagación y determinar los lugares dentro de la cavidad donde se tiene campo máximo y donde se tiene campo nulo. Otra alternativa para mostrar los campos en el interior del modelo es utilizar las graficas de contorno; con estas se puede graficar la magnitud de cada componente de campo electromagnético o si se prefiere la magnitud completa de campo eléctrico o magnético. Estas graficas se utilizaran para estudiar con detalle los modos superiores que tienen sus frecuencias de resonancia alrededor de 2 450 MHz.

### **2.3 SELECCIÓN DE MODOS ALREDEDOR DE LA FRECUENCIA DE 2 450 MHz**

La frecuencia que se desea trabajar corresponde a 2 450 MHz y se encuentra lejos de la frecuencia fundamental y hasta el momento no se sabe si corresponde a alguna frecuencia resonante para esta cavidad. La identificación de si esta frecuencia es una de resonancia se puede llevar a cabo de dos formas, realizando el cálculo de todas las frecuencias resonantes o utilizar algún programa de simulación que realice los cálculos. La primera opción es tediosa, y de hecho es la única opción si no se cuenta con un software especializado para este propósito; la segunda nos proporciona los resultados rápidamente, pero antes es necesario estudiar la forma de realizarlo.

En vista de esto se debe seleccionar un intervalo de frecuencias para estudiar si los 2 450 MHz es una frecuencia de resonancia, para evitar extender el estudio a todas las frecuencias de resonancia inferiores a este

valor; el intervalo es seleccionado en un rango de  $\pm 5\%$ <sup>1</sup> del valor de la frecuencia de análisis, esto es, se estudiarán las frecuencias de resonancias que se encuentren contenidos en:

$$2\,327,5\text{ MHz} \leq \text{frecuencia de resonancia} \leq 2\,572,5\text{ MHz}$$

**Tabla 1.** Frecuencia de los modos resonantes alrededor de 2450 MHz.

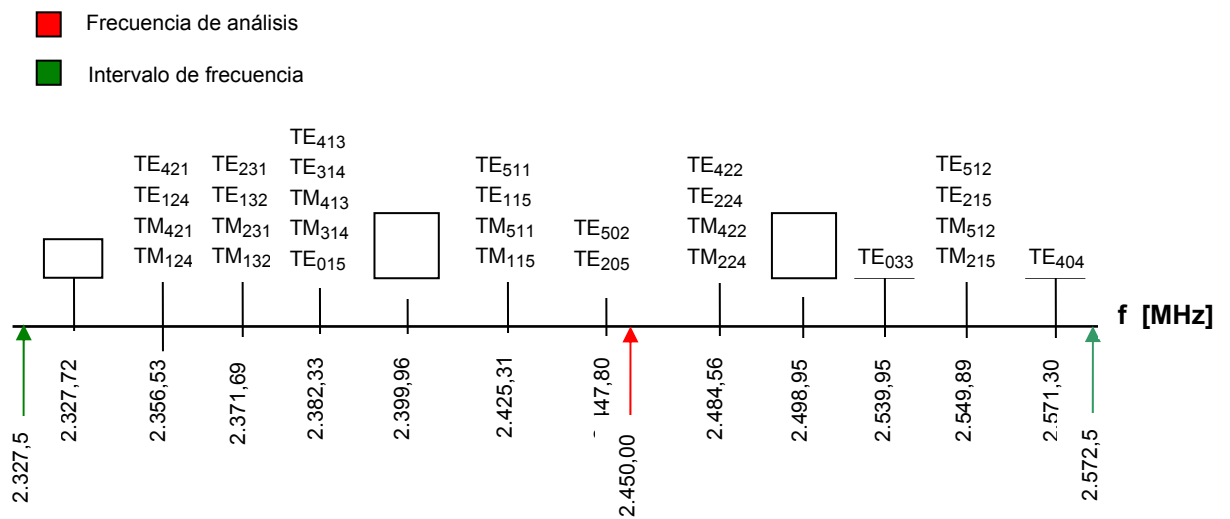
MODO n m l	Frecuencia de resonancia para el modo TE. (MHz)	Frecuencia de resonancia para el modo TM. (MHz)
0 3 2	2 327,72	No existe
4 2 1	2 356,53	2 356,53
1 2 4	2 356,53	2 356,53
2 3 1	2 371,69	2 371,69
1 3 2	2 371,69	2 371,69
4 1 3	2 382,33	2 382,33
3 1 4	2 382,33	2 382,33
0 1 5	2 382,33	No existe
3 2 3	2 399,96	2 399,96
5 1 1	2 425,31	2 425,31
1 1 5	2 425,31	2 425,31
5 0 2	2 447,80	No existe
2 0 5	2 447,80	No existe
4 2 2	2 484,56	2 484,56
2 2 4	2 484,56	2 484,56
2 3 2	2 498,95	2 498,95
0 3 3	2 539,95	No existe
5 1 2	2 549,89	2 549,89
2 1 5	2 549,89	2 549,89
4 0 4	2 571,30	No existe

Fuente: autores.

<sup>1</sup> El valor se toma teniendo en cuenta que en los hornos microondas caseros el magnetrón puede presentar este rango de variación.

Al realizar el cálculo de las frecuencias resonantes para la cavidad, se encuentra que existen 70 modos por debajo del rango seleccionado, entre TE y TM; además dentro de este rango existen 12 frecuencias de resonancia y 34 modos, los valores se identifican en la tabla 1.

**Figura 22.** Distribución de los modos de la cavidad en el intervalo  $2\,325,5 \text{ MHz} \leq f \leq 2\,572,5 \text{ MHz}$ .



Fuente: autores.

Una particularidad que se observa sobre la cavidad en estudio es que, dos de sus dimensiones tienen el mismo valor, en direcciones “x” y “y”, esto hace que para una misma frecuencia de resonancia se tengan diferentes modos de onda estacionaria en el interior de la cavidad, tal como se puede observar en la figura 22, donde se han esbozado los resultados de la tabla 1; por ejemplo, los modos  $TE_{413}$ ,  $TM_{413}$ ,  $TE_{314}$ ,  $TM_{314}$  y  $TE_{015}$  comparten la misma frecuencia de resonancia de 2 382,33 MHz, pero la distribución de campo electromagnético es diferente para todas. Los modos  $TE_{502}$  y  $TE_{205}$ , son los modos que tiene una frecuencia de resonancia más cercana a la que se

desea estudiar en el interior de la cavidad, señalada en rojo en la figura 22, diferenciándose en aproximadamente 2,2 MHz de este valor.

De igual forma, las frecuencias de resonancia dentro de este intervalo pueden determinarse, utilizando el software de simulación EMAX de ANSYS, que resuelve las ecuaciones de MAXWELL aplicando el método numérico de elementos finitos.

La simulación se realiza utilizando un análisis modal, con las siguientes características:

- Modelo en forma de paralelepípedo con dimensiones 0,33 m en dirección “x”, 0,21 m en dirección “y” y 0,33 m en dirección “z”, todas las fronteras (caras de la cavidad) se marcan como conductores eléctricos perfectos (PEC).
- El material en el interior de la cavidad tiene características electromagnéticas  $\mu_r = 1$ ,  $\epsilon_r = 1$ .
- El elemento utilizado para la simulación es el HF120, adecuado para evitar las soluciones espurias<sup>2</sup>, [8], [A3], [anexo B].
- El enmallado del modelo se realiza utilizando la herramienta que tiene disponible el software para un enmallado automático; los parámetros utilizados son: frecuencia para el enmallado 3,5GHz y número de elementos por longitud de onda igual a 14; similar enmallado se puede obtener al utilizar 54 elementos en dirección “x” y “z” y 34 elementos en dirección “y”, esta división garantiza que más de 10 elementos existan por longitud de onda (condición impuesta por el software para obtener

---

<sup>2</sup> Modos que matemáticamente pueden existir pero que físicamente no tienen sentido.

resultados coherentes); el enmallado se realiza con hexaedros (forma de los elementos seleccionados) [anexo A].

- El solucionador utilizado es el Block Lanczos [7].

Los resultados obtenidos en la simulación son visualizados utilizando el software EMAG de ANSYS, cargando el archivo que contiene la solución (file.rmg) generados por EMAX. Las frecuencias de resonancias encontradas en el intervalo designado se visualizan utilizando el comando *SET,LIST*, la tabla 2 muestra estos resultados

**Tabla 2.** Frecuencia de los modos resonantes alrededor de 2450 MHz en simulación.

Número del substep	Frecuencia de resonancia en. (MHz)	Número de repeticiones
1, 2	2 332,7	2
3, 4, 5, 6	2 359,4	4
7, 8, 9, 10	2 376,5	4
11, 12, 13, 14	2 384,9	4
15, 16	2 388,5	2
17, 18	2 401,5	2
19, 20, 21, 22	2 431,3	4
23, 24	2 453,8	2
25, 26, 27, 28	2 487,3	4
29, 30	2 503,5	2
31, 32	2 545,0	2
33, 34, 35, 36	2 555,6	4

Fuente: autores.

La columna de la tabla 3 identificada como número de substep (paso) corresponde a la identificación que en la simulación se hace para cada frecuencia de resonancia.

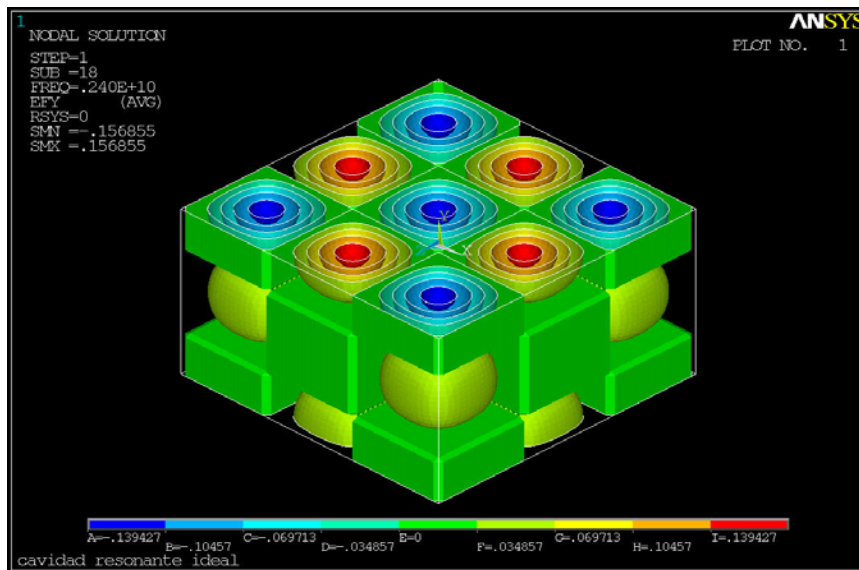
La identificación del modo al cual pertenece cada frecuencia de resonancia se realiza visualizando el campo que tiene asociado cada una. El número de medias longitudes de onda estacionarias que hay en cada dirección, identifican el modo, esta se puede realizar visualizando los campos electromagnéticos vectoriales, o de una forma alternativa utilizando graficas de contornos para cada una de las componentes del campo electromagnético; estas últimas son más favorables debido a la fácil identificación de las medias longitudes de onda en cada dirección.

Las graficas de contornos indican la variación de la magnitud del campo eléctrico o magnético, en una dirección determinada, con respecto a la posición espacial en el interior de la cavidad, estas no tiene la información de la dirección del campo, porque ya está implícito en ellas.

Para la identificación completa del modo es necesario determinar si este es de tipo TE o TM; esto se realiza verificando la existencia de la componente de campo magnético en dirección “z” (modo TE) o campo eléctrico en dirección “z” (modo TM).

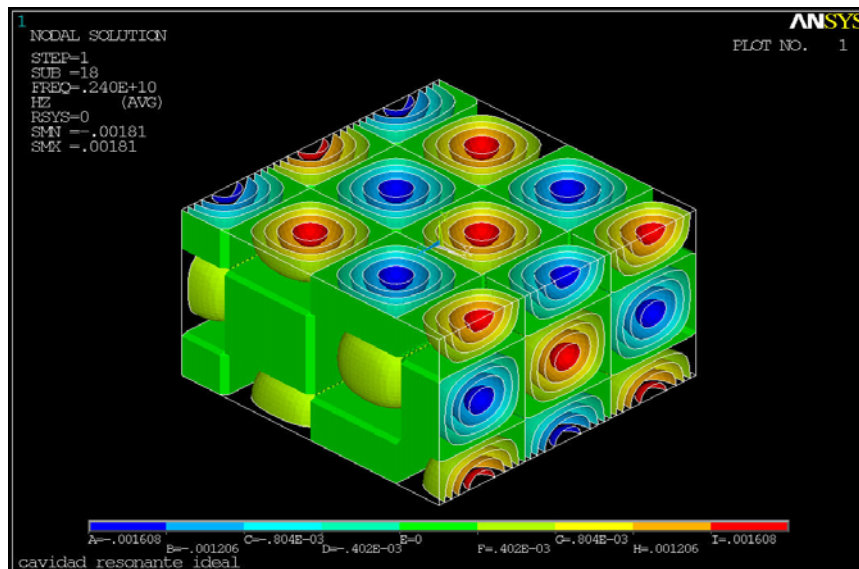
En la figura 23 se observa el campo eléctrico en dirección “y” del modo  $TE_{323}$  en el interior de la cavidad, utilizando para graficar una alternativa de los contornos denominada iso-superficies (tienen la misma información de los contornos), útil cuando no es identificable el número de medias longitudes de onda sobre las caras de la cavidad o se quiere observar la distribución del campo en el interior del modelo, como si las caras de esta fueran transparentes.

**Figura 23.** Grafica de iso-superficies del campo eléctrico en dirección 'y' para el modo TE<sub>323</sub>.



Fuente: Autores

**Figura 24.** Grafica de iso-superficies del campo magnético en dirección 'z' para el modo TE<sub>323</sub>.



Fuente: autores

La figura 24 muestra los contornos obtenidos del campo magnético en dirección "z" para el modo TE<sub>323</sub>. Los resultados de la identificación de los

modos utilizando las graficas de contornos para la simulación, se muestran en la tabla 3.

**Tabla 3.** Identificación del los modos de resonancia a partir de los resultados de la simulación.

MODO n m l	Frecuencia de resonancia para el modo TE. (MHz)	Frecuencia de resonancia para el modo TM. (MHz)
0 3 2	2 332,7	2 332,7*
4 2 1	2 359,4	2 359,4
1 2 4	2 359,4	2 359,4
2 3 1	2 376,5	2 376,5
1 3 2	2 376,5	2 376,5
4 1 3	2 384,9	2 384,9
3 1 4	2 384,9	2 384,9
0 1 5	2 388,5**	2 388,5*
3 2 3	2 401,5	2 401,5
5 1 1	2 431,3	2 431,3
1 1 5	2 431,3	2 431,3
5 0 2	2 453,8	No existe
2 0 5	2 453,8	No existe
4 2 2	2 487,3	2 487,3
2 2 4	2 487,3	2 487,3
2 3 2	2 503,5	2 503,5
0 3 3	2 545,0	2 545,0*
5 1 2	2 555,6	2 555,6
2 1 5	2 555,6	2 555,6

Fuente: autores.

Se debe tener en cuenta las definiciones, de los modos TE y TM, para evitar cometer errores en la identificación de los mismos. Esta salvedad se hace

porque al revisar las graficas entregadas por la simulación, las frecuencias que tienen asociada más de dos modos (que se repiten 3 o más veces, ver tabla 2) mezclan sus resultados, pero esto no indica que no se pueda asignar un tipo, es decir, se puede asegurar que modo tiene asociada la frecuencia, más no se puede decir cual de los substep lo describe completamente. Este caso se da para las frecuencias de 2 359,4 MHz; 2 376,5 MHz; 2 384,9 MHz; 2 431,3 MHz; 2 487,3 MHz y 2 555,6MHz.

Las frecuencias que tiene asociados dos modos muestran una diferencia notable entre las gráficas de contornos asociados a ellas, estas frecuencias son 2 332,7 MHz; 2 388,5 MHz; 2 401,5 MHz; 2 453,8 MHz; 2 503,5MHz; 2 545,0MHz.

A pesar de los buenos resultados obtenidos de los gráficos de contornos de estas últimas frecuencias, aparecen campos que matemáticamente pueden existir, pero las definiciones para los modos TE y TM no permiten que aparezcan, tal es el caso de las frecuencias 2 332,7; 2 388,5 y 2 545,0 MHz; a estas frecuencias aparecen respectivamente los modos  $TE_{032}$ ,  $TE_{015}$  y  $TE_{033}$ , los modos  $TM_{032}$ ,  $TM_{015}$  y  $TM_{033}$  (marcados de color rojo en la tabla 3), no pueden existir por definición.

Se ha mencionado que para determinar si el modo es TE o TM se recurre a la definición de los mismos (para TE  $H_z \neq 0$  y  $E_z = 0$  y para TM  $E_z \neq 0$  y  $H_z = 0$ ); estas características no se encuentran completamente en todos los resultados de la simulación, pero se puede identificar la tendencia a uno de estos modos, observando si el campo eléctrico en dirección 'z' tiene como magnitud máxima la unidad, si es así se puede asegurar que el modo que se observa es del tipo TM a pesar de la existencia de  $H_z$ ; si por el contrario aparece  $E_z$  y  $H_z$ , pero la magnitud máxima unitaria aparece en los campos  $E_y$  o  $E_x$ , se puede identificar al campo con el modo TE. Estas propiedades se

dan al activar antes de ejecutar la simulación, la opción de normalizar los campos (sugerida por el programa al realizar análisis modal).

El error encontrado entre los valores teóricos de la frecuencia de resonancia y los encontrados en simulación se tabulan en la tabla 4, para cada modo.

En la tabla 4, se puede apreciar que los errores entre las frecuencias de resonancia son pequeños y el más alto corresponde al modo  $TE_{015}$  (marcado con (\*\*)), con un error de 0.259%; esta frecuencia teóricamente tiene igual valor para los modos  $TE_{413}$ ,  $TE_{314}$ ,  $TM_{413}$ ,  $TM_{314}$ , a diferencia de lo encontrado en la simulación.

El modo  $TE_{404}$ , encontrado teóricamente dentro del intervalo de frecuencia propuesto, no se encontró en simulación, esto, debido a que las frecuencias de resonancia en simulación aumentaron en su valor con respecto a los valores teóricos tal como se puede verificar en las tablas 1 y 3.

**Tabla 4.** Errores entre el cálculo de las frecuencias de resonancia y los obtenidos de la simulación.

MODO n m l	% de error entre las frecuencias de resonancia para el modo TE.	% de error entre las frecuencias de resonancia para el modo TM.
0 3 2	0,214	-----
4 2 1	0,122	0,122
1 2 4	0,122	0,122
2 3 1	0,203	0,203
1 3 2	0,203	0,203
4 1 3	0,108	0,108
3 1 4	0,108	0,108
0 1 5	0,259**	-----
3 2 3	0,064	0,064
5 1 1	0,247	0,247
1 1 5	0,247	0,247
5 0 2	0,245	-----
2 0 5	0,245	-----
4 2 2	0,110	0,110
2 2 4	0,110	0,110
2 3 2	0,182	0,182
0 3 3	0,199	-----
5 1 2	0,224	0,224
2 1 5	0,224	0,224
4 0 4	-----	-----

Fuente: autores.

A pesar que existen errores en las frecuencias de resonancia en la simulación, estos son pequeños (inferior al 1%) y los resultados se pueden considerar como buenos.

Mejores resultados se pueden obtener aumentando el número de elementos dentro del modelo (modificación del enmallado). Como se menciono anteriormente, las figuras de los campos de algunos modos, no aparecen bien definidas en la forma que le corresponde, para solucionar este inconveniente se debe aumentar el número de elementos en el modelo, procurando que existan cantidades enteras de elementos por longitud de onda (calculada a partir de cada frecuencia de resonancia), este procedimiento facilita la convergencia de los resultados al modo de resonancia deseado. Este resultado se obtuvo después de realizar varias simulaciones. Algunos errores en la precisión de los resultados, se pueden presentar por el tipo de definición utilizada para coma flotante.

Para obtener mayor precisión de los resultados en simulación modal, tanto en las frecuencias de resonancia como en los campos electromagnéticos es necesario afinar el enmallado (utilizar más elementos), esto implica tiempos de simulación largos (superior a 540 min) y un contenido de memoria alto (superior a 11 GB). Debido a las limitaciones de los equipos de computo (utilizados para el proyecto), es preferible llevar a cabo primero, la simulación para determinar las frecuencias de resonancia en el intervalo deseado y una vez seleccionada, realizar un enmallado adecuado para ella y realizar una nueva simulación, esto disminuye la capacidad en disco y el tiempo de simulación, necesarios para obtener mayor precisión en los resultados.

La atención se centrará en considerar el modo que este más cerca de 2450 MHz, que corresponde a los modos  $TE_{205}$  y  $TE_{502}$ .

## 2.4 ACOTAMIENTO DEL PROBLEMA.

El análisis de la distribución de los campos electromagnético en el interior de la cavidad para todos lo modos encontrados en el rango seleccionado es muy extenso y requeriría un tiempo muy largo y recursos de memoria del sistema de computo por las simulaciones que se deben realizar para tal fin.

De acuerdo con la tabla 3 los modos  $TE_{205}$  y  $TE_{502}$ , tienen una frecuencia de resonancia de 2 453,8 MHz (en teoría 2 447,8 MHz), y corresponde a la frecuencia que más se acerca a la frecuencia de 2 450 MHz.

### 2.4.1 Modo resonante $TE_{205}$ .

El cálculo de los campos electromagnéticos para el modo  $TE_{205}$ , se hace con las ecuaciones 43 a 48, reemplazando valores y normalizando el campo  $E_y$ , se obtiene:

$$H_z = 0,0009881 \cos(19,04x) \cdot \text{sen}(47,6z) \text{ (A/m)}$$

$$H_x = 0,002467 \text{sen}(19,04x) \cos(47,6z) \text{ (A/m)}$$

$$E_y = -j \text{sen}(19,04x) \text{sen}(47,6z) \text{ (V/m)}$$

$$H_y = 0 \text{ (A/m)}$$

$$E_z = 0 \text{ (V/m)}$$

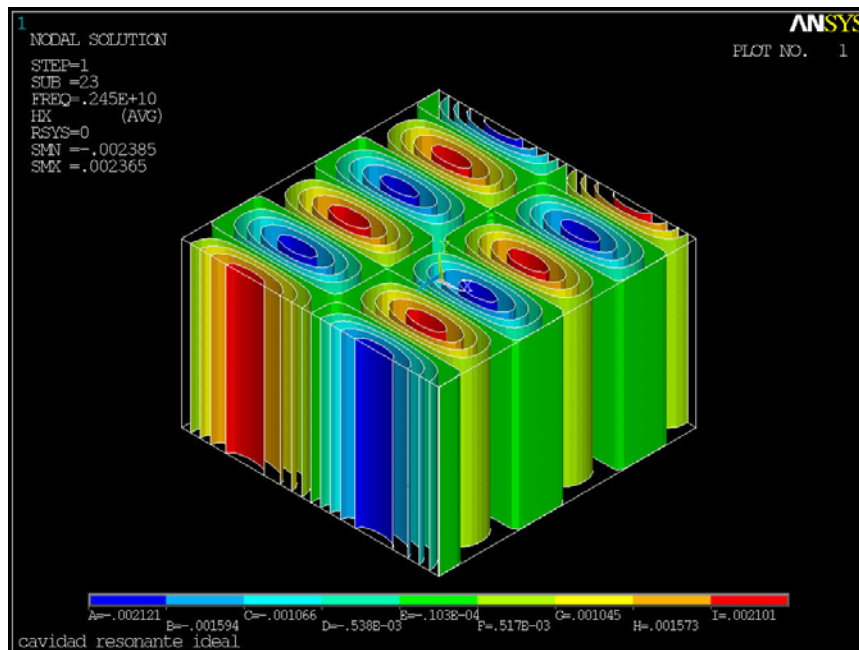
$$E_x = 0 \text{ (V/m)}$$

Se observa que las ecuaciones de los campos comparten la misma forma que las encontradas para el modo  $TE_{101}$ , al igual que las componentes de campo electromagnético; la diferencia entre estos dos modos se encuentra en las medias longitudes de onda que hay en dirección "x" y en dirección "z",

las cuales son respectivamente 2 y 5; esto hace que la constante de fase en direcciones “x” y “z” para el modo  $TE_{205}$  sean respectivamente 2 y 5 veces mas grandes, comparadas con las del modo  $TE_{101}$ . Además la magnitud del campo magnético aumenta en un 249,72% y el campo eléctrico aumenta en 190,18%, con respecto al modo  $TE_{101}$  (cálculos teóricos), cuando los campos están normalizados para  $H_z$ . Una característica que comparte el modo  $TE_{205}$  y el modo  $TE_{101}$  es que sus campos no dependen de la componente espacial “y”, forzando a que los campos  $H_y$  y  $E_x$  sean nulos y además que solo existe una componente de campo eléctrico.

La figura 25 muestra las graficas de iso-superficies de la componente “x” del campo magnético cuando se tiene la magnitud máxima; en él se puede apreciar la distribución del campo en el interior de la cavidad, además la característica que tiene el campo de no variar con la componente espacial “y”.

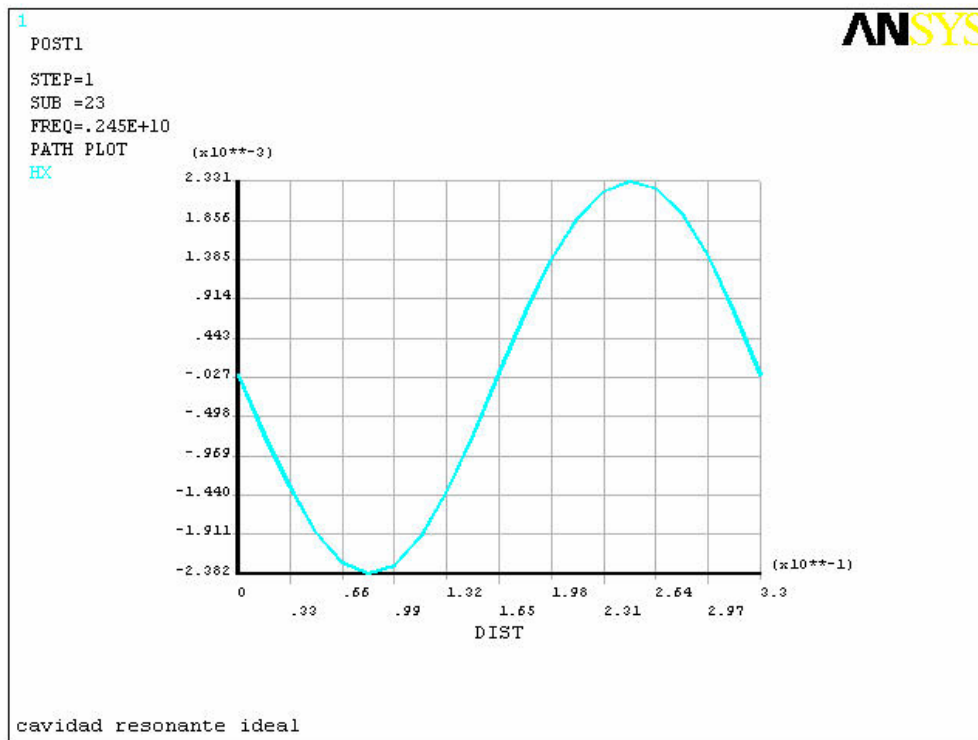
**Figura 25.** Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección ‘x’ para el modo  $TE_{205}$ .



Fuente: autores

En la figura 25 se notan con claridad las zonas donde el campo es siempre nulo. Una forma de determinar estos puntos es tomar planos a través del modelo de tal forma que se tomen los máximos y los mínimos, figuras 26 y 27.

**Figura 26** Grafica de la variación de la magnitud del campo magnético en dirección “x” del modo TE<sub>205</sub> a través de la línea y = 0,1 m, z = 0,033 m, entre 0 < x < 0,33 m.

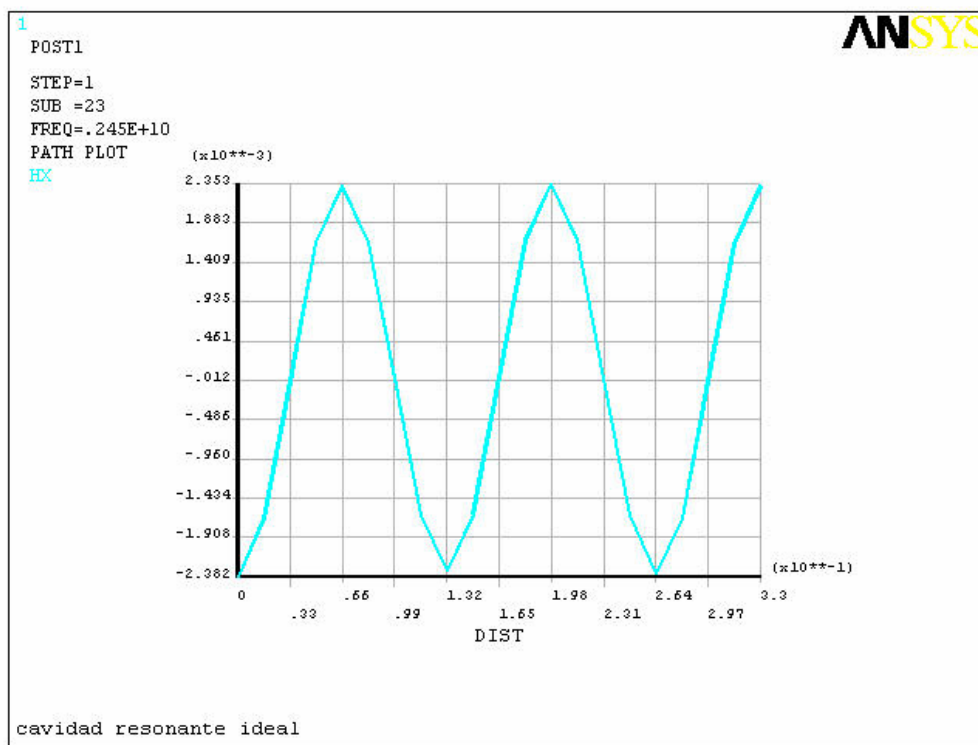


Fuente: autores

La figura 26 muestra la variación del campo  $H_x$  a través de la componente espacial “x”; los valores utilizados para graficar se escogieron de tal forma que se tomara un trayecto que pasara por el máximo y el mínimo del campo. En esta grafica se pueden observar las dos medias longitudes de onda estacionarias que hay en esta dirección (una onda senoidal), además se

identifica el campo máximo igual a 0.002331 A/m que se dan en las posiciones  $x = 0,0825$  y  $0,2475$  m, los valores nulos aparecen en las posiciones  $x = 0, 0,165$  y  $0,33$  m (visualizados en la figura 25 como planos con valor nulo); la primera y la última posición de los campos nulos son indispensables para cumplir con la condición de frontera en las caras conductoras.

**Figura 27.** Gráfica de la variación de la magnitud del campo magnético en dirección “x” del modo  $TE_{205}$  a través de la línea  $y = 0,1$ m,  $x = 0$  m, entre  $0 < z < 0,33$  m.



Fuente:autores

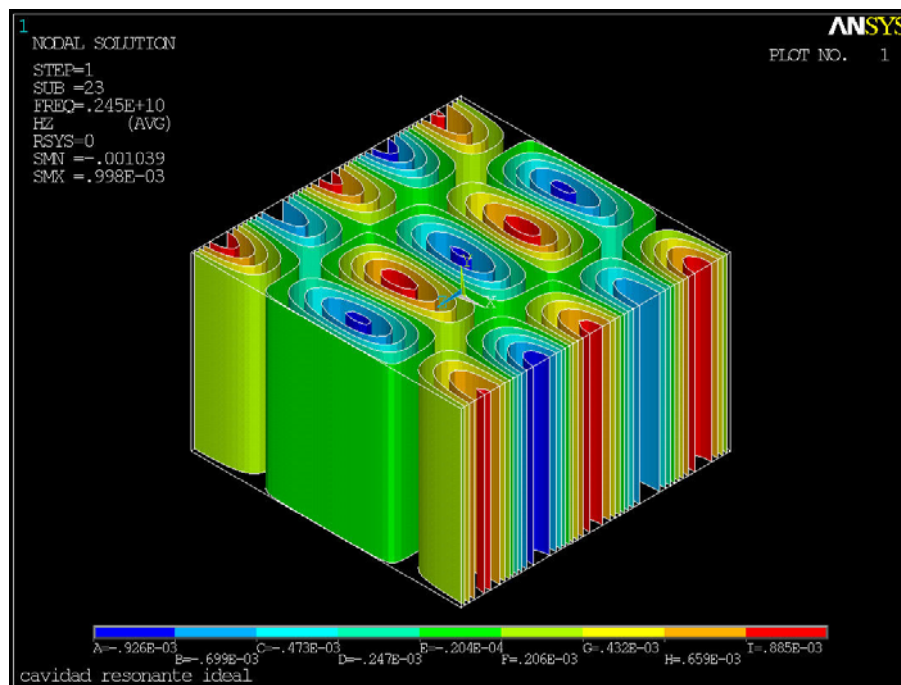
La figura 27 muestra la variación del campo  $H_x$  a través de la componente espacial “z”, los valores utilizados para graficar se escogieron de tal forma que se tomara un trayecto que pasara por el máximo y el mínimo del campo.

En esta gráfica se pueden observar las cinco medias longitudes de onda estacionarias que hay en esta dirección, además se identifica el campo máximo igual a 0,002353 A/m que se dan en las posiciones  $z = 0, 0,066, 0,132, 0,198, 0,264$  y  $0,33$  m, los valores nulos aparecen en  $z = 0,033, 0,099, 0,165, 0,231$  y  $0,297$  m.

La posición de los máximos en la figura 27 corresponde a una línea que se extiende a través de la cavidad a lo largo de la componente “y”, la posición de estas se da con la intersección de los planos máximos señalados “x” y “z”

La figura 28 muestra las graficas de iso-superficies de la componente “z” del campo magnético cuando se tiene la magnitud máxima; en él se puede apreciar la distribución del campo en el interior de la cavidad

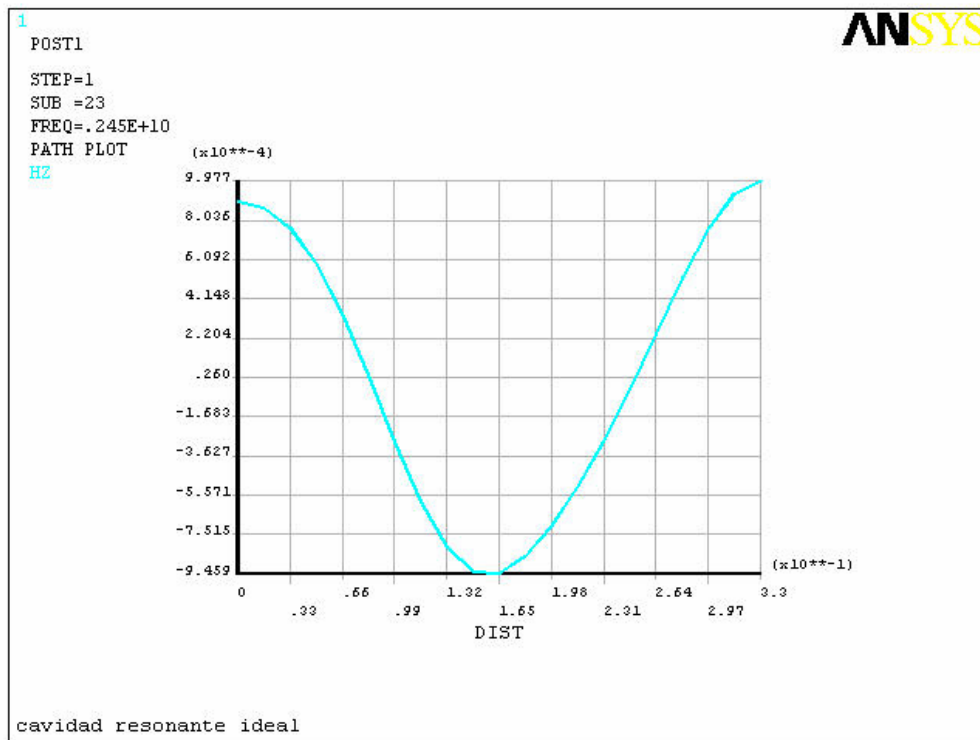
**Figura 28.** Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección “z” para el modo  $TE_{205}$ .



Fuente: autores

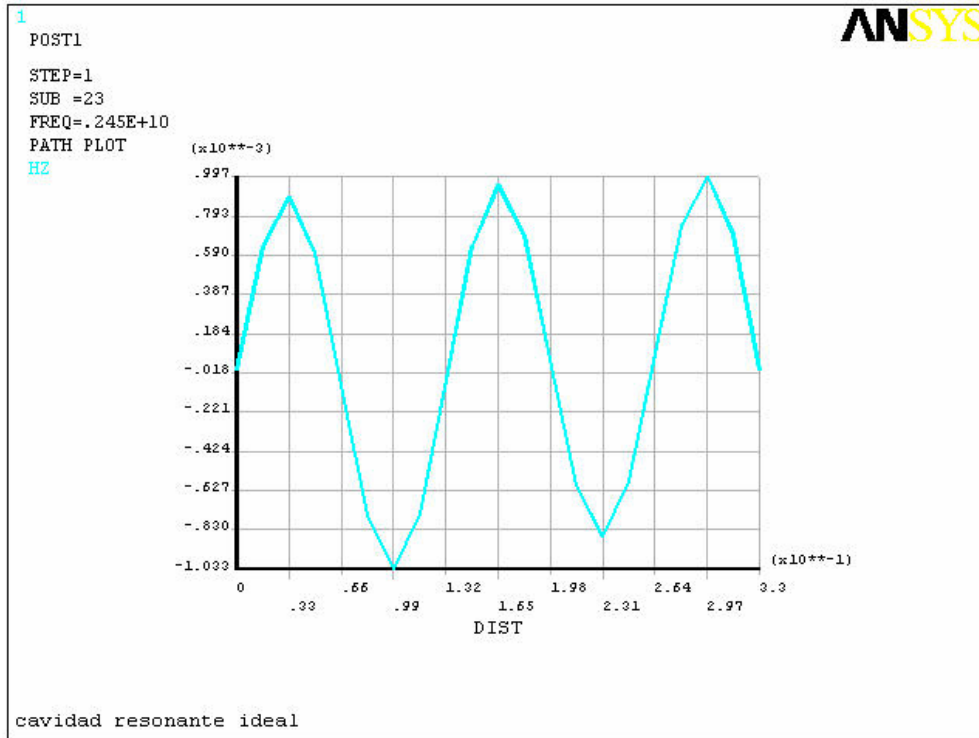
En la figura 28 se nota un cambio en la distribución de los campos con respecto a  $H_x$ , esto se debe a la necesidad de satisfacer las condiciones de frontera, para este caso se tienen máximos de campo magnético en las paredes laterales de la cavidad y nulo en las caras frontal y posterior. Las figuras 29 y 30 identifican las posiciones en las cuales el campo eléctrico es máximo y donde es nulo

**Figura 29.** Grafica de la variación de la magnitud del campo magnético en dirección “z” del modo  $TE_{205}$  a través de la línea  $y = 0,1$  m,  $z = 0$  m, entre  $0 < x < 0,33$  m



Fuente: autores

**Figura 30.** Grafica de la variación de la magnitud del campo magnético en dirección “z” del modo TE<sub>205</sub> a través de la línea y = 0,1m, x = 0,165 m, entre 0 < z < 0,33 m.



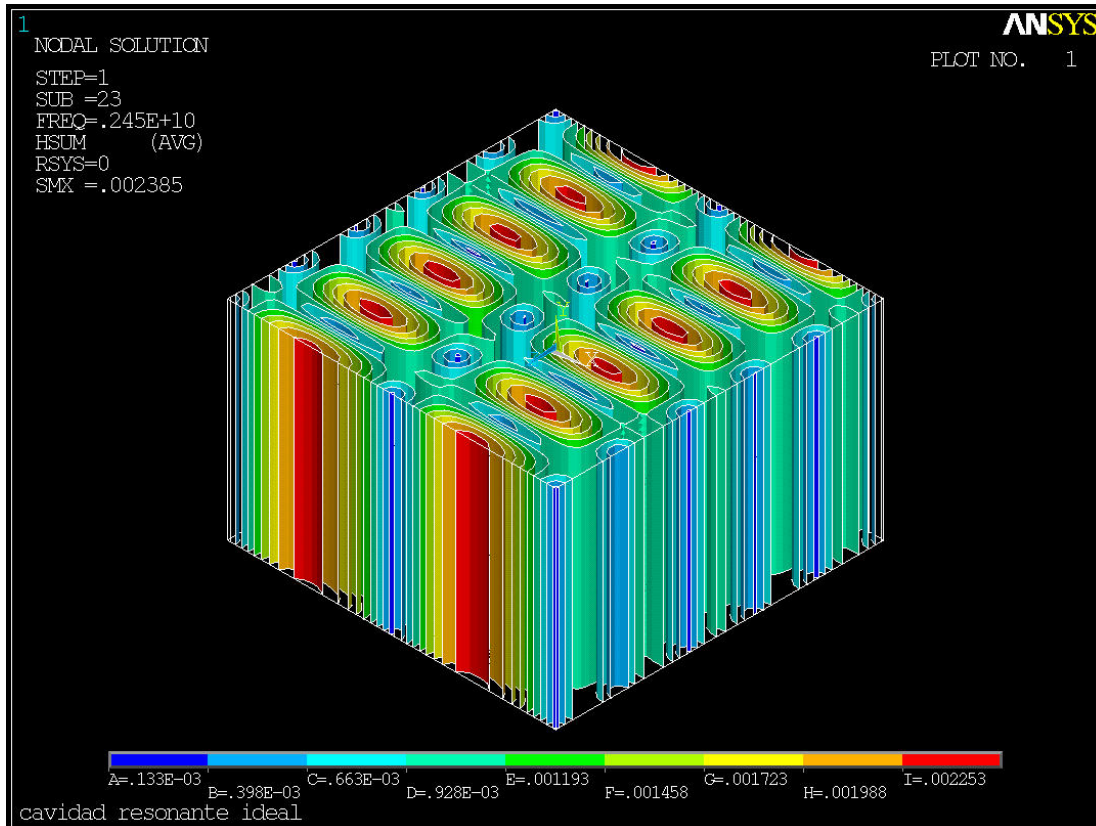
Fuente: autores

En las figuras 29 y 30, se pueden observar las dos medias longitudes de onda en dirección “x” y las cinco medias longitudes de onda en dirección “z”, además que las posiciones donde se presenta campo nulo es  $z = 0, 0,066, 0,132, 0,198, 0,264, 0,33$  m y  $x = 0,0825, 0,2475$  m, Al comparar los resultados obtenidos para el campo  $H_x$ , se observa que los máximos y mínimos de los campos aparecen en posiciones contrarias, tanto en dirección “x” como en dirección “z”.

La magnitud del campo magnético total identifica completamente las posiciones donde se encuentra el campo magnético nulo y donde se dan los

valores máximos del mismo. La figura 31 muestra la magnitud total del campo magnético en el interior de la cavidad.

**Figura 31.** Grafica de iso-superficies del campo magnético total para el modo  $TE_{205}$ .

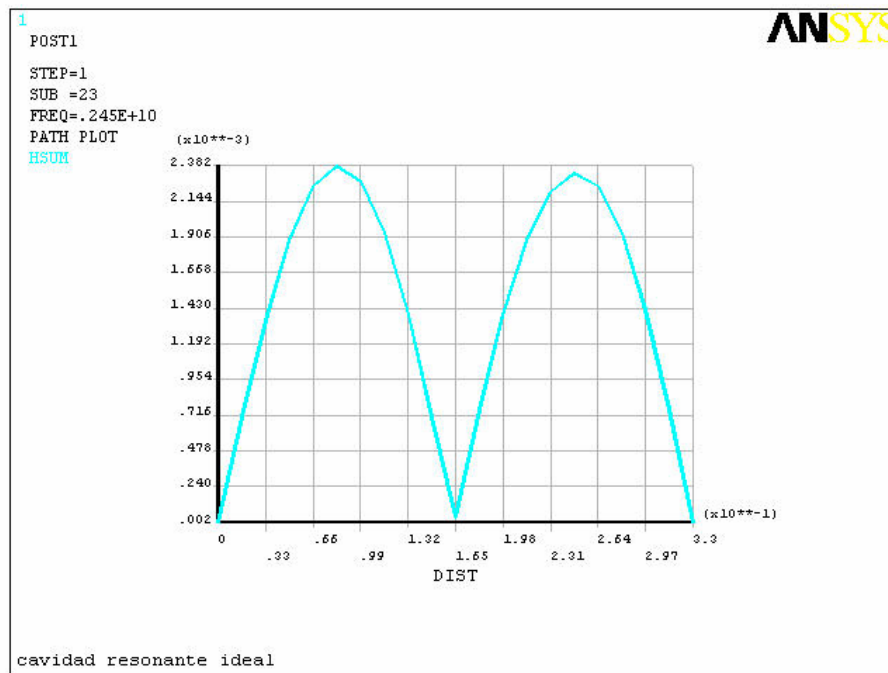


Fuente: autores

La combinación de los campos magnéticos en dirección “x” y “z”, cambian la distribución de los puntos de campo magnético nulo. Con ayuda de las figuras 32 y 33, se determinan las posiciones donde el campo magnético total es nulo, esto es  $x = 0, 0,165, 0,33$  m junto con  $z = 0, 0,066, 0,132, 0,198, 0,264, 0,33$  m; es de notar que las posiciones nulas en “z” son aportadas por el campo magnético en esa dirección, y las posiciones nulas de campo magnético en dirección “x” son aportadas por el campo magnético

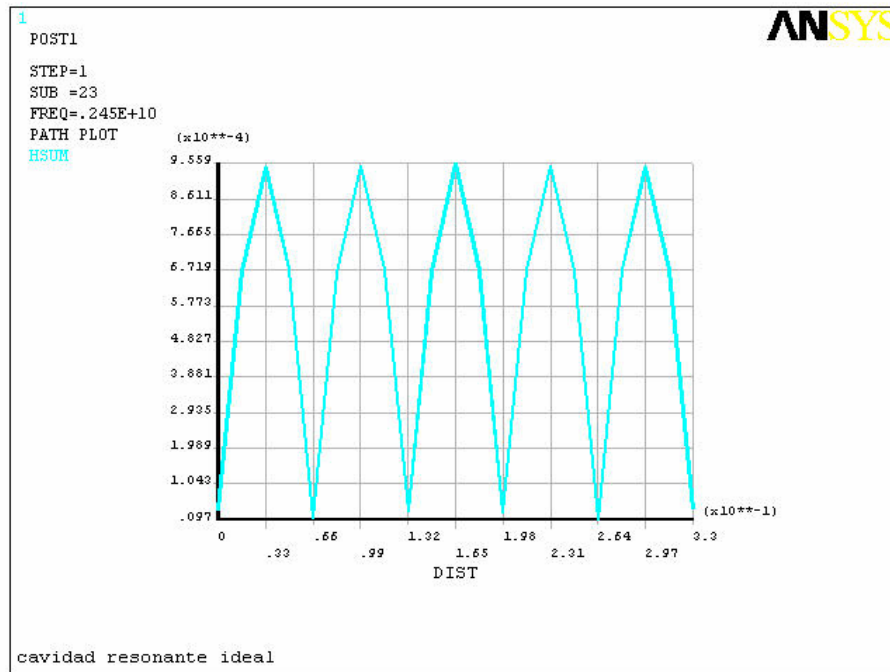
en esa dirección. Otras posiciones de campo nulo se pueden observar a partir de la figura 31 en  $x = 0,0825, 0,2475$  m junto con  $z = 0,033, 0,099, 0,165, 0,231$  y  $0,297$  m; en este caso no se obtienen planos de campo magnético nulo, el campo nulo ahora es una línea que se extiende en dirección de la componente espacial “y”. La cantidad de posiciones de campo magnético nulo se incrementó al doble con respecto a los que se tienen de una componente de éste. El aporte de las posiciones de campo magnético nulo de cada una de las componentes se da de forma combinada en el campo magnético total, esta característica se obtiene por la forma como se distribuyen los campos para ajustarse a las condiciones de frontera. Los máximos de los campos no cambian de posición, entonces es de esperar encontrarse con dos valores de campo magnético máximo uno correspondiente a la dirección “x” y el otro a “z”.

**Figura 32.** Grafica de la variación de la magnitud total del campo magnético del modo  $TE_{205}$  a través de la línea  $y = 0,1$  m,  $z = 0$  m, entre  $0 < x < 0,33$  m



Fuente: autores

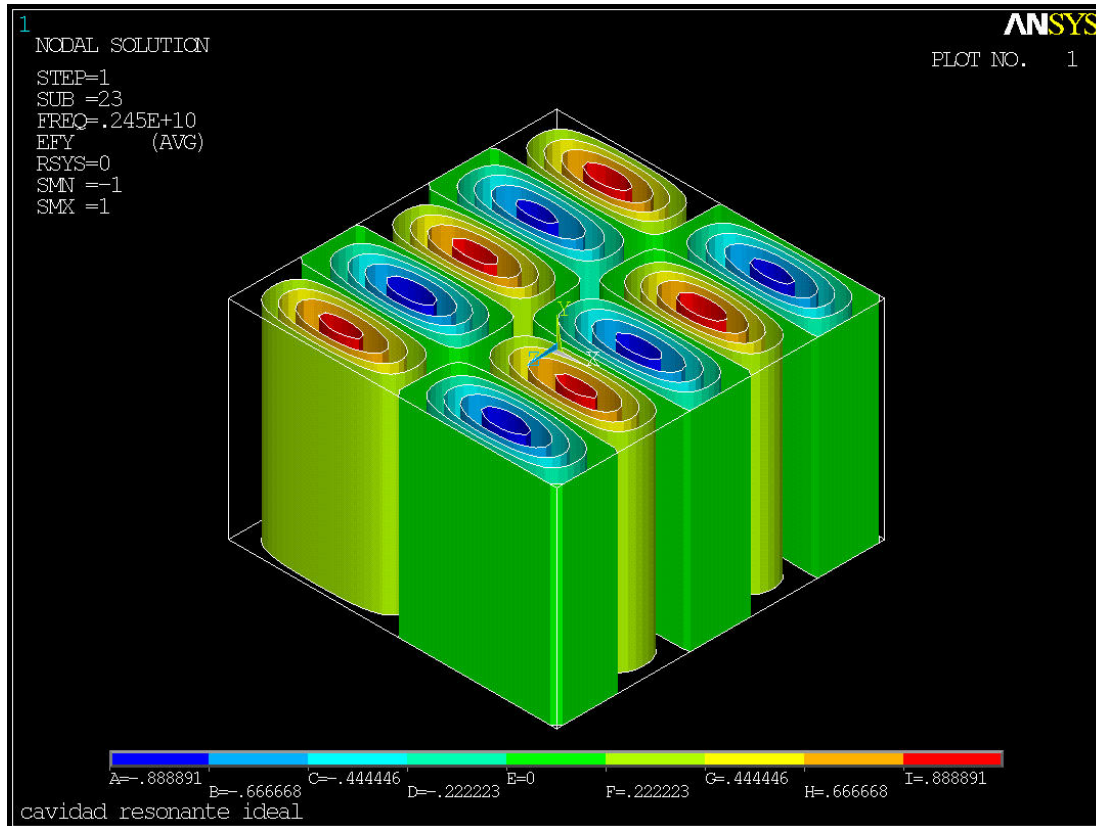
**Figura 33.** Grafica de la variación de la magnitud total del campo magnético del modo  $TE_{205}$  a través de la línea  $y = 0,1\text{m}$ ,  $x = 0,165\text{ m}$ , entre  $0 < z < 0,33\text{ m}$ .



Fuente: autores

La figura 34 muestra las graficas de iso-superficies del campo eléctrico en dirección “y”. Es la única componente de campo eléctrico que existe en los modos  $TE_{n0}$ .

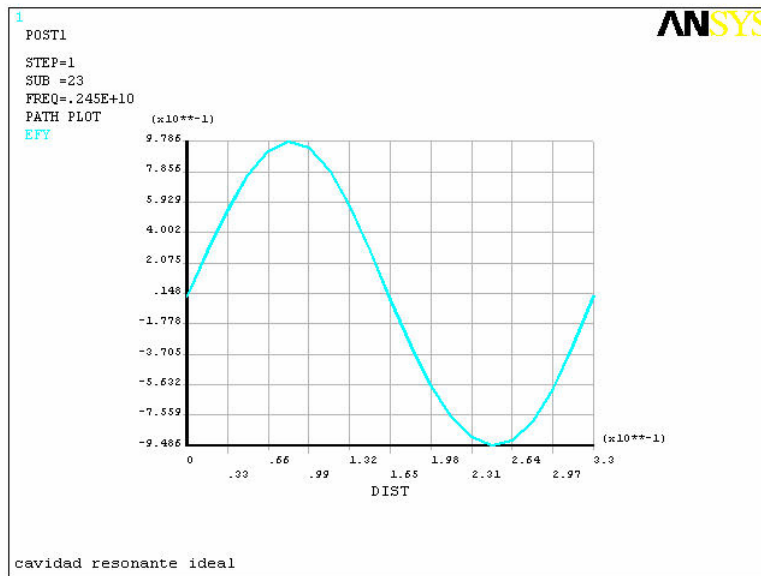
**Figura 34.** Grafica de iso- superficies del campo eléctrico en dirección 'y' para el modo TE<sub>205</sub>.



Fuente: autores

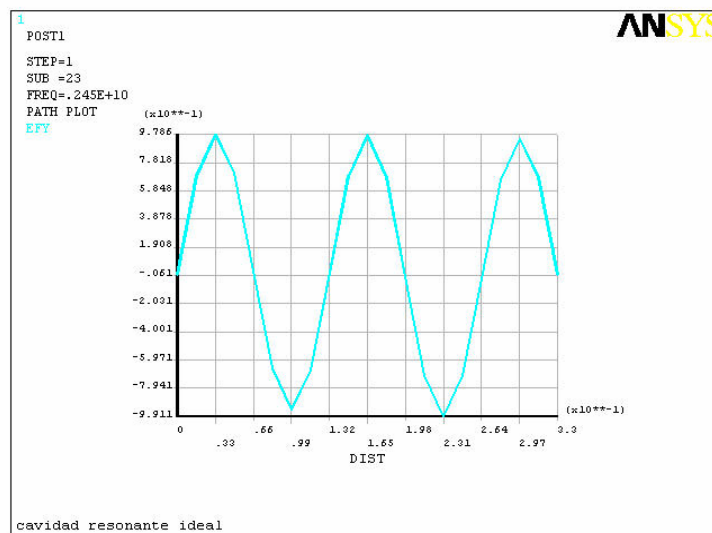
Los planos donde se encuentran las posiciones del campo eléctrico se pueden identificar utilizando las figuras 35 y 36; en la primera se observa la variación del campo eléctrico a lo largo de la componente "x" a través de la línea definida por  $y = 0,1 \text{ m}$ ,  $z = 0,033 \text{ m}$  en el interior de la cavidad, en la segunda figura se puede observar la variación del campo eléctrico en dirección "z" a través de la línea definida por  $y = 0,1 \text{ m}$ ,  $x = 0,0825 \text{ m}$  en el interior de la cavidad.

**Figura 35.** Grafica de la variación de la magnitud del campo eléctrico en dirección “y” del modo TE<sub>205</sub> a través de la línea y = 0,1 m, z = 0,033 m, entre 0 < x < 0,33 m



Fuente: autores

**Figura 36.** Grafica de la variación de la magnitud del campo eléctrico en dirección “y” del modo TE<sub>205</sub> a través de la línea y = 0,1m, x = 0,0825 m, entre 0 < z < 0,33 m.



Fuente: autores

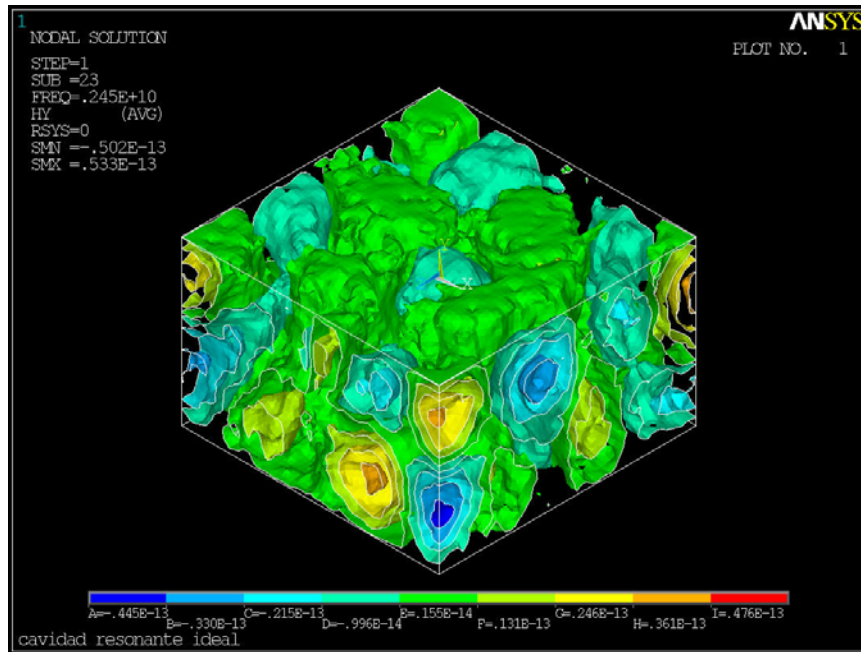
El campo eléctrico tiene valor mínimo en los planos  $x = 0, 0,165, 0,33$  m y en  $z = 0, 0,066, 0,132, 0,198, 0,264, 0,33$ . Los máximos se encuentran a lo largo de la intersección de los planos  $x = 0,0825, 0,2475$  m y  $z = 0,033, 0,099, 0,165, 0,231, 0,297$  m. Como los campos están normalizados para  $E_y$  la amplitud máxima que se obtiene es la unidad.

Al comparar las figuras 31 y 34 se puede observar que las posiciones donde el campo magnético es máximo se tiene campo eléctrico nulo, pero todas las posiciones nulas de campo magnético no corresponden a máximos de campo eléctrico, solo a los mínimos que se encuentran en  $x = 0,0825, 0,2475$  m junto con  $z = 0,033, 0,099, 0,165, 0,231$  y  $0,297$  m.

La razón de esta distribución de campo electromagnético se debe a que se forma un patrón de campo estacionario (como se indicó líneas arriba para el modo  $TE_{101}$ ), entonces la potencia total transportada en el interior de la cavidad es nula.

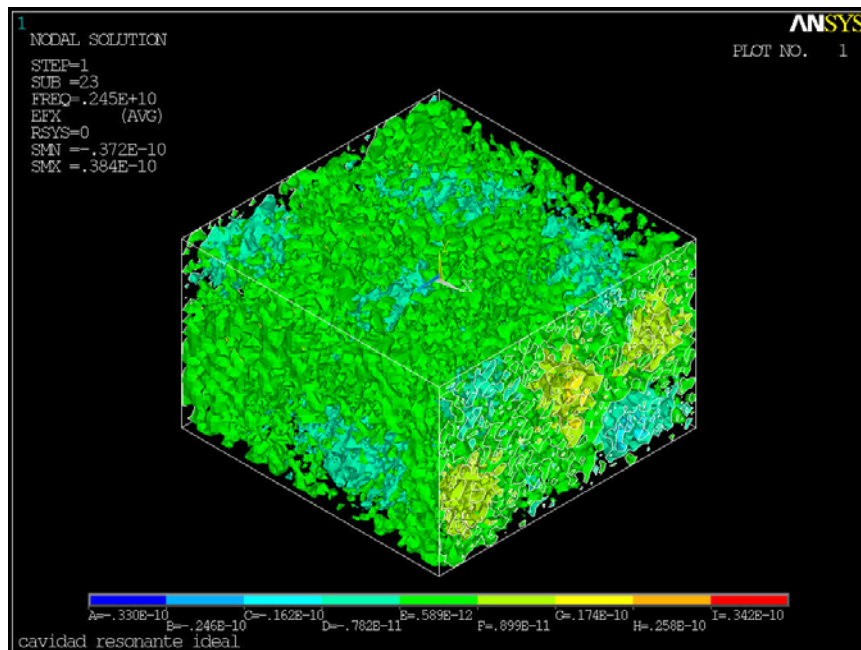
Las figuras 37 a 39 muestran la magnitud de los campos  $H_y$ ,  $E_x$  y  $E_z$  respectivamente, como se puede observar no hay un patrón de onda estacionario en el interior de la cavidad y además las magnitudes de los campos son muy pequeñas (inferiores a  $0,0000001$ ) y por lo tanto se puede considerar que no existen tal como se demuestra con las ecuaciones que definen el modo  $TE_{205}$ .

**Figura 37.** Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección “y” para el modo TE<sub>205</sub>.



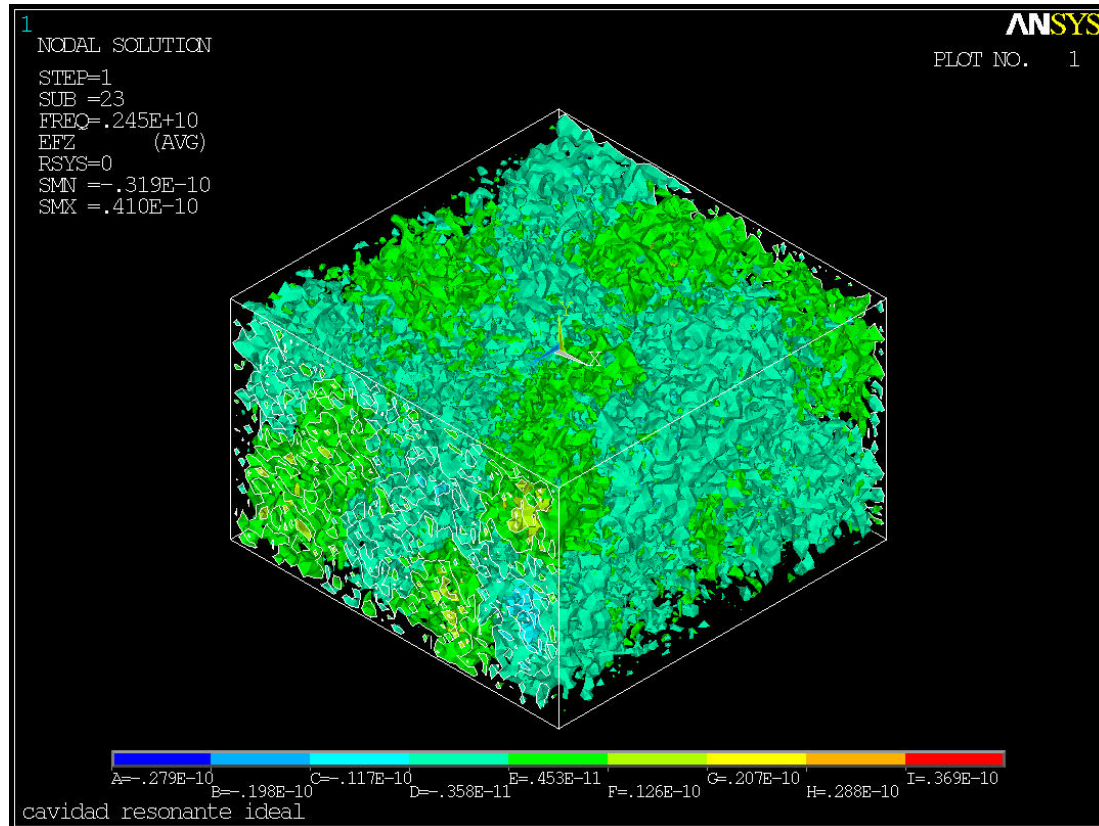
Fuente: autores

**Figura 38.** Grafica de iso- superficies del campo eléctrico en dirección “x” para el modo TE<sub>205</sub>.



Fuente: autores

**Figura 39.** Grafica de iso- superficies del campo eléctrico en dirección “z” para el modo TE<sub>205</sub>.



Fuente: autores

En la tabla 5 se encuentran las magnitudes de los campos teóricos y simulados así como el porcentaje de error que se obtiene de la simulación, con respecto los valores teóricos. El porcentaje de error más grande se encuentra en la magnitud de  $H_z$ , con un valor de 5,15%; este error es considerado muy pequeño, teniendo en cuenta que el enmallado utilizado no reunía completamente las condiciones expuestas anteriormente para que un número entero de elementos se acomodan a una longitud de onda a la frecuencia en análisis en este caso 2 453,8 MHz. La longitud de onda para esta frecuencia es de aproximadamente 0,122259 m y como se tiene 54

elementos en direcciones “x” y “z”, entonces existen 20,01 elementos por cada longitud de onda; en dirección “y” cambia la situación, dado que en esta dirección se toman 21 elementos, entonces se tienen 12,225 elementos por longitud de onda, este número no es entero.

**Tabla 5.** Errores entre las magnitudes de los campos teóricos y simulados del modo TE<sub>205</sub>.

Componente de campo	Magnitud máxima del campo teórica.	Magnitud máxima del campo en simulación.	% de error entre la magnitud teórica y simulada.
H <sub>x</sub>	0.002467 (A/m)	0.002385 (A/m)	3.32
H <sub>z</sub>	0.0009881 (A/m)	0.001039 (A/m)	5.15
E <sub>y</sub>	1 (V/m)	1 (V/m)	0

Fuente: autores

#### 2.4.2 Modo resonante TE<sub>502</sub>.

El cálculo de los campos electromagnéticos para el modo TE<sub>502</sub>, se hace con las ecuaciones 43 a 48, reemplazando valores y normalizando el campo E<sub>y</sub>, se obtiene:

$$H_z = 0,002467 \cos(47,6x) \text{sen}(19,04z) \text{ (A/m)}$$

$$H_x = 0,0009869 \text{sen}(47,6x) \cos(19,04z) \text{ (A/m)}$$

$$E_y = -j \text{sen}(47,6x) \text{sen}(19,04z) \text{ (V/m)}$$

$$H_y = 0 \text{ (A/m)}$$

$$E_z = 0 \text{ (V/m)}$$

$$E_x = 0 \text{ (V/m)}$$

Se encuentran semejanzas en las ecuaciones y componentes del campo del modo  $TE_{502}$  y con las del modo  $TE_{101}$ , tal como se mencionó para el modo  $TE_{205}$ .

Las magnitudes del campo eléctrico y magnético del modo  $TE_{502}$ , disminuyen respectivamente en 76,2% y 40% con respecto al modo  $TE_{101}$  (cálculos teóricos), cuando los campos se tienen normalizados para  $H_z$ . Este campo al igual que todos los que hacen parte de la familia de los modos  $TE_{n0l}$ , no tienen dependencia con la componente espacial “y” y solo existen tres componentes de campo electromagnético  $H_x$ ,  $H_z$  y  $E_y$ .

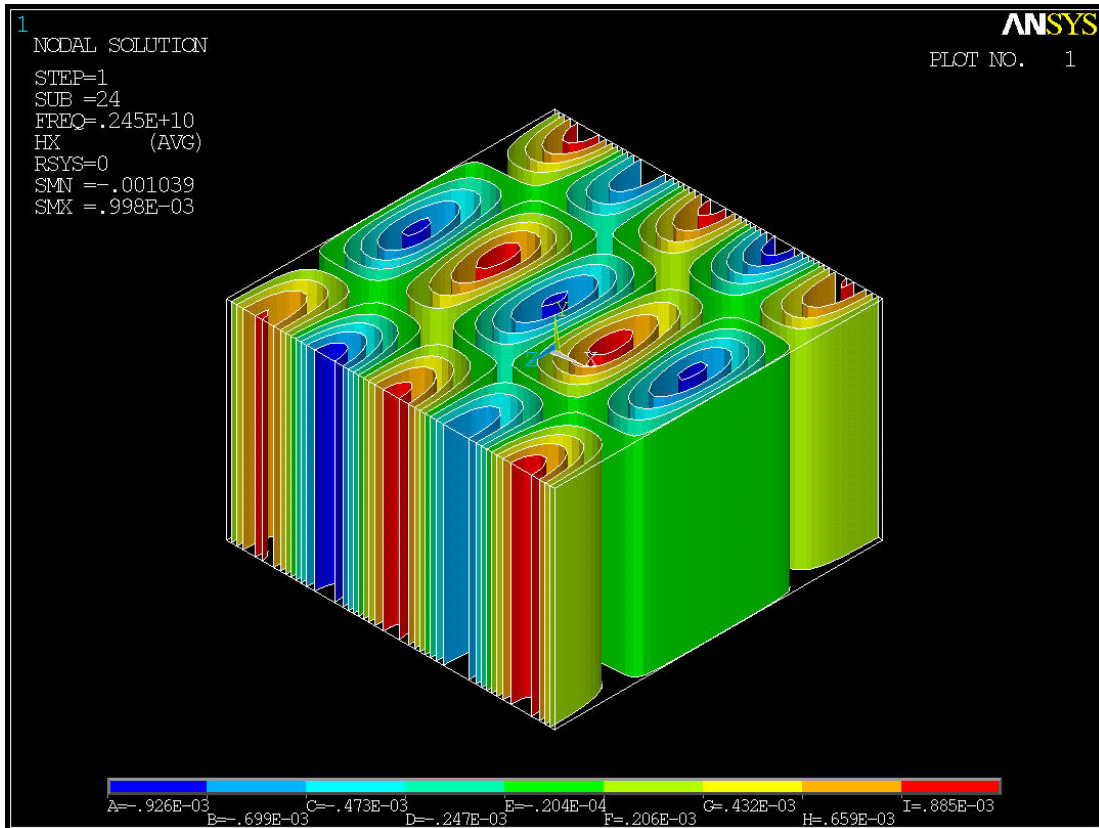
Un análisis similar al realizado para el modo  $TE_{205}$  se puede utilizar para caracterizar los campos electromagnéticos en el interior de la cavidad utilizando las graficas de iso-superficies de las componentes del campo, figuras 40, 41 y 42.

Comparando los resultados de  $H_z$  y  $H_x$  del modo  $TE_{205}$  (figuras 29 y 30), se puede observar que los campos  $H_x$  y  $H_z$  del modo  $TE_{502}$  son una versión rotada de esta respectivamente, figuras 40 y 41. La rotación se hace de tal forma que se intercambien las posiciones de las componentes espaciales “x” y “y” del sistema coordenado. La rotación no solo se utiliza para que la forma de la distribución de los campos concuerde, las magnitudes también lo hacen, esta particularidad solo se da cuando los campos son del tipo  $TE_{n0l}$ , y la cavidad tiene dimensiones iguales en las direcciones “x” y “z” (para comprobar esto remitirse a las ecuaciones 43 a 48 del capítulo 1).

Se tiene que el campo  $H_z$  comparte las características del campo  $H_x$  del modo  $TE_{205}$ , a su vez como lo hace el campo  $H_x$  con  $H_z$  del modo  $TE_{205}$ , sin

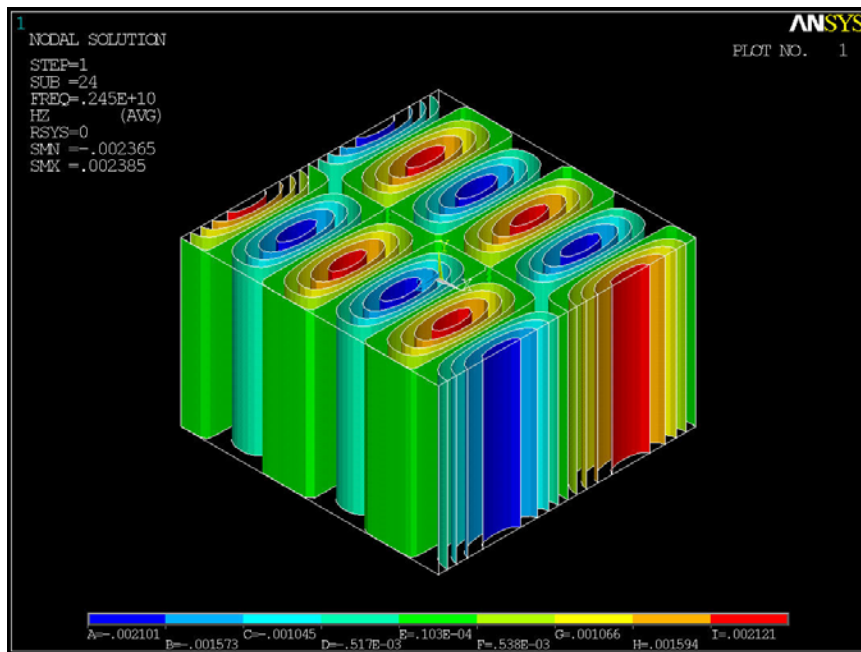
olvidar realizar el intercambio de los sistemas coordenados “x” por “z” y “z” por “x” para identificar correctamente las posiciones para el modo TE<sub>502</sub>.

**Figura 40.** Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección “x” para el modo TE<sub>502</sub>.



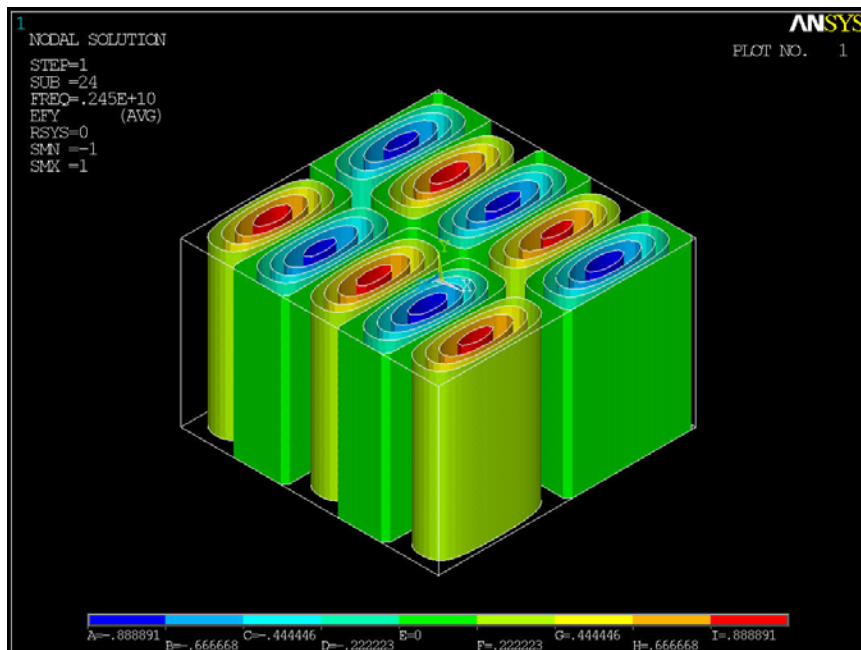
Fuente: autores

**Figura 41.** Grafica de iso- superficies del campo magnético en dirección “z” para el modo TE<sub>502</sub>.



Fuente: autores

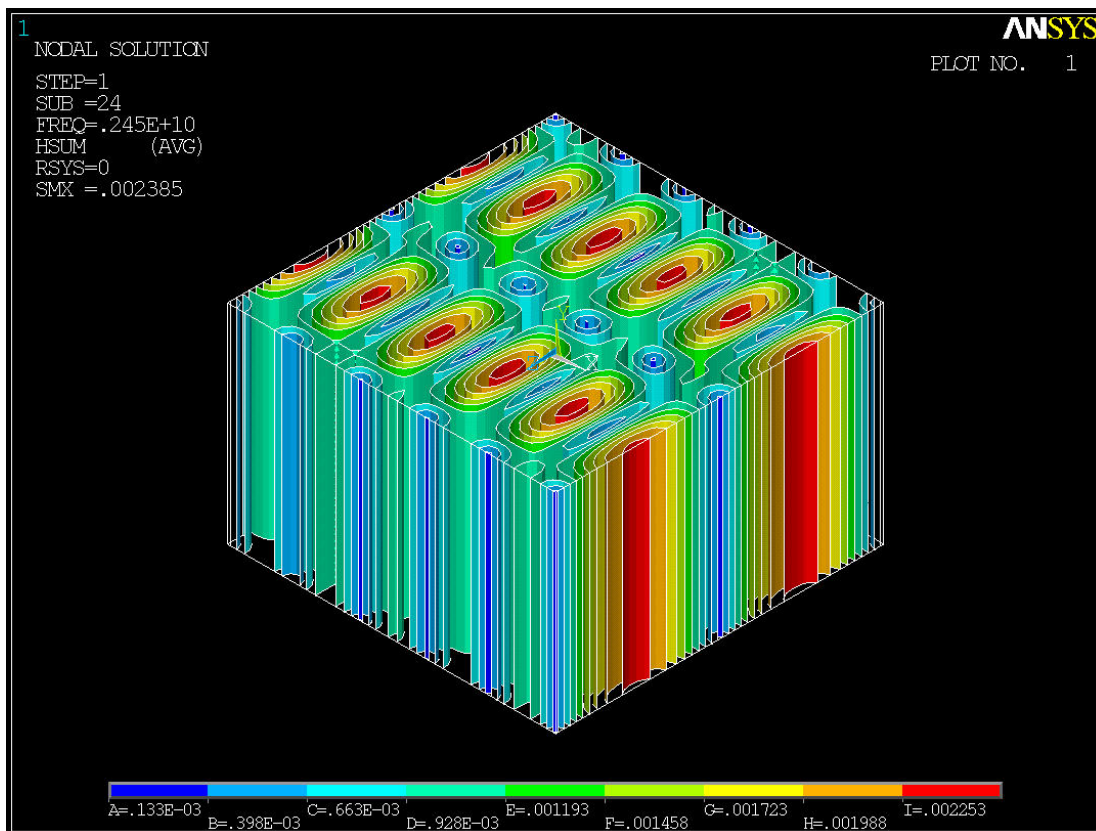
**Figura 42.** Grafica de iso-superficies del campo eléctrico en dirección “y” para el modo TE<sub>502</sub>.



Fuente: autores

El campo  $E_y$  del modo  $TE_{502}$ , (figura 42) es el mismo que el encontrado para el modo  $TE_{205}$ , pero están rotados sus ejes, es decir, se intercambian las direcciones coordenadas "x" por 'z' y viceversa, entonces las características para este campo ya se han estudiado. De igual forma se encuentra para la magnitud total del campo magnético, figura 43.

**Figura 43.** Grafica de iso-superficies del campo magnético total para el modo  $TE_{502}$ .



Fuente: autores

Los campos  $H_y$ ,  $E_x$  y  $E_z$  no se visualizan, debido a que no tienen ninguna información adicional y son prácticamente iguales que las encontradas para el modo  $TE_{205}$ .

Los errores encontrados para cada componente de campo electromagnético del modo  $TE_{502}$ , con respecto a los valores teóricos se muestran en la tabla 6 las anotaciones que se realizaron para los errores del modo  $TE_{205}$ , son validas también aquí.

**Tabla 5.** Errores entre las magnitudes de los campos teóricos y simulados del modo  $TE_{502}$

Componente de campo	Magnitud máxima del campo teórico	Magnitud máxima del campo en simulación	% de error entre la magnitud teórica y simulada
$H_z$	0,002467 (A/m)	0,002385 (A/m)	3,32
$H_x$	0,0009881 (A/m)	0,001039 (A/m)	5,15
$E_y$	1 (V/m)	1 (V/m)	0

Fuente: autores.

Para determinar las frecuencias de resonancia de la cavidad y los campos en su interior, no fue necesario utilizar una fuente de excitación. Esta característica es especial y se debe a la forma de las ecuaciones de Maxwell, obtenidas a partir de las definiciones de los modos TE y TM (ecuaciones 11 a16); estas ecuaciones tienen implícitas los valores propios, así como los vectores propios que definen la solución, los primeros corresponden a la frecuencia de resonancia y los segundos a los campos electromagnéticos en el interior de la cavidad [8], la búsqueda de estas dos propiedades es la forma como el software desarrolla la simulación [anexo B].

En los siguientes capítulos se busca la forma de producir campo electromagnético estacionario en el interior de la cavidad, pero sujetos a que esta ya no puede ser de forma ideal, porque debe permitir el acceso a una fuente por una de sus caras.

### **3. ANÁLISIS DE UNA GUÍA DE ONDA IDEAL COMO CAVIDAD RESONANTE.**

#### **3.1 INTRODUCCIÓN.**

Hasta el momento solo se ha realizado el estudio de una cavidad resonante sin la influencia de una fuente que la excite a una frecuencia de 2 450 MHz. Una primera aproximación que se puede realizar al estudio de este problema, es la utilización de una guía de onda cortocircuitada que tenga iguales dimensiones que la cavidad, esto es  $a = 33$  cm,  $b = 21$  cm, y su longitud de 33 cm; el material en el interior es aire ( $\epsilon_r = 1$  y  $\mu_r = 1$ ) y el material de las caras metálicas es conductor eléctrico perfecto.

Para lograr este objetivo primero se debe seleccionar cuales patrones de onda (modos) son los más adecuados para excitar la guía a 2450 MHz, esto implica calcular las frecuencias de corte, la constante de fase para los modos que pueden existir a la frecuencia de trabajo (2450 MHz), además, se calcula la longitud de onda para cada uno de estos modos; este último definirá que tipos de patrones de onda son los adecuados para excitar la guía a 2 450 MHz

Una vez seleccionado el modo que se utilizará para excitar los campos, se realiza el análisis de la guía de onda finita y la guía de onda cortocircuitada, y además se realizan las simulaciones de estas. Los resultados de la guía de onda cortocircuitada son comparados con los obtenidos en el capítulo 2 para una cavidad resonante ideal.

### 3.2 CALCULO DE FRECUENCIAS DE CORTE PARA LA GUIA DE ONDA.

Utilizando las ecuaciones 24, 25 y 29 del primer capítulo se calculan las frecuencias de corte que se encuentran por debajo de la frecuencia de trabajo de 2 450 MHz.

Para establecer una relación entre la frecuencia de corte, las dimensiones de la guía y el modo de propagación, se combinan las ecuaciones antes mencionadas para obtener:

$$f_{c_{nm}} = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{n}{a}\right)^2 + \left(\frac{m}{b}\right)^2}$$

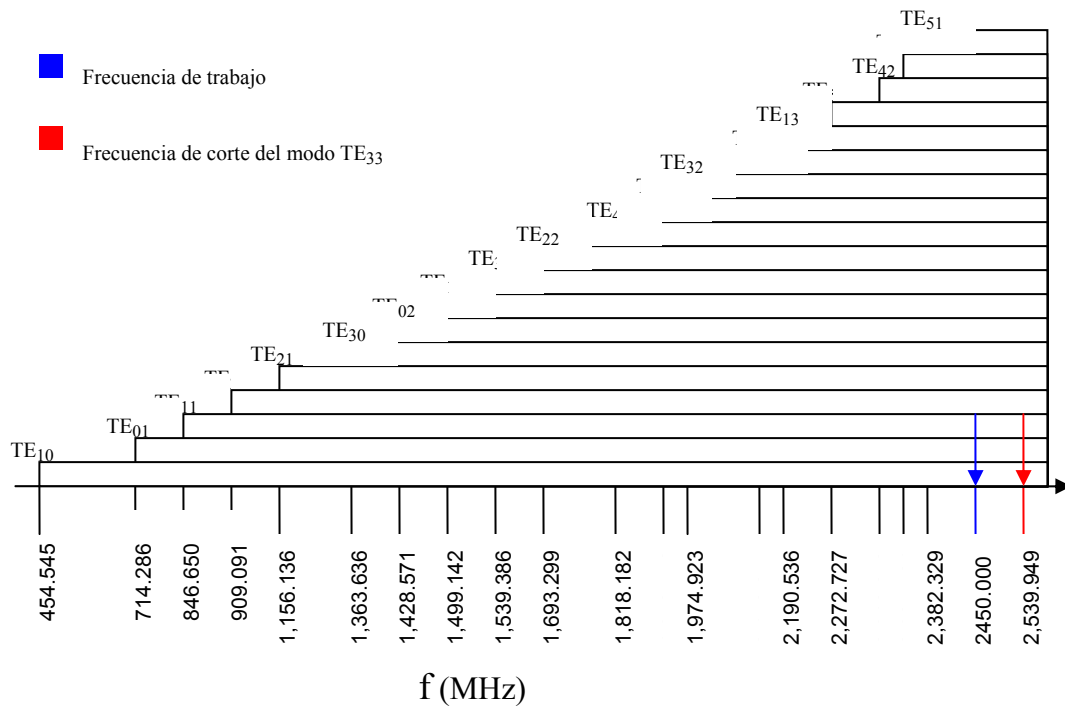
La tabla 6 muestra los cálculos realizados para las frecuencias de corte inferiores a la frecuencia de trabajo de 2 450 MHz; además se puede observar que el espaciamiento entre las frecuencias de corte no tiene uniformidad y los modos TE no comparten las mismas frecuencias de corte para los modos TM, justificado por la definición de los modos TM presentada en el primer capítulo (para que  $H_z \neq 0$ , entonces  $n \neq 0$  y  $m \neq 0$ ); así, se tienen espacios entre frecuencias de corte en los modos TM mayores que los de los modos TE, ver figuras 44 y 45.; el modo más alto con el que se puede trabajar corresponde al TE<sub>51</sub> y TM<sub>51</sub>.

**Tabla 6.** Frecuencias de corte para los modos TE y TM en una guía con dimensiones  $a = 33$  cm y  $b = 21$  cm.

<b>n m</b>	<b>Frecuencia de corte modo TE (MHz)</b>	<b>Frecuencia de corte modo TM (MHz)</b>
1 0	454,545	No existe
0 1	714,286	No existe
1 1	846,650	846,650
2 0	909,091	No existe
2 1	1 156,136	1 156,136
3 0	1 363,636	No existe
0 2	1 428,571	No existe
1 2	1 499,142	1 499,142
3 1	1 539,386	1 539,386
2 2	1 693,299	1 693,299
4 0	1 818,182	No existe
4 1	1 953,456	1 953,456
3 2	1 974,923	1 974,23
0 3	2 142,857	No existe
1 3	2 190,536	2 190,536
5 0	2 272,727	No existe
4 2	2 312,272	2 312,272
2 3	2 327,721	2 327,721
5 1	2 382,329	2 382,329

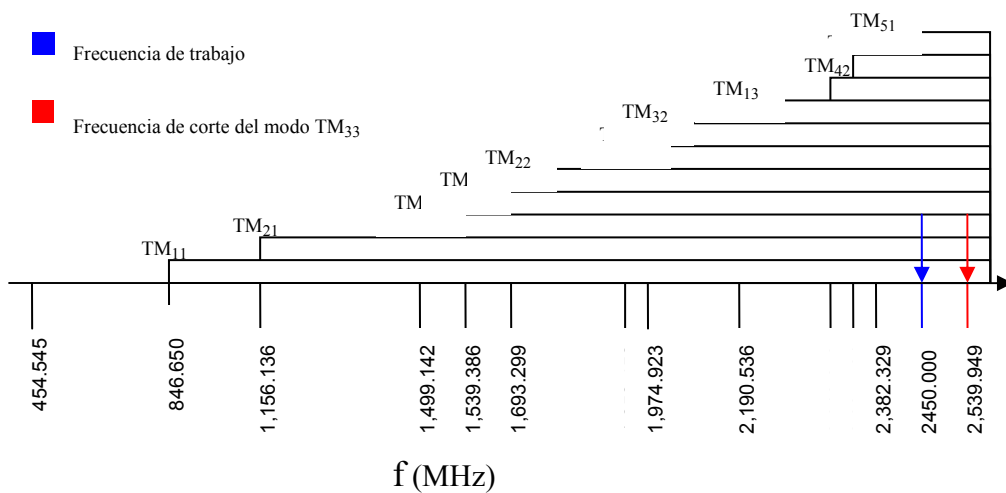
Fuente: autores

**Figura 44.** Distribución de los modos TE en rangos de frecuencia para una guía con dimensiones  $a = 0,5$  m y  $b = 0,3$  m.



Fuente: autores.

**Figura 45.** Distribución de los modos TM en rangos de frecuencia para una guía con dimensiones  $a = 0,5$  m y  $b = 0,3$  m



Fuente: autores.

Las figuras 44 y 45 muestran la distribución de las frecuencias de corte, la frecuencia de trabajo (2450 MHz) y la frecuencia de corte inmediatamente superior a esta, (modos  $TE_{33}$  y  $TM_{33}$ ).

Hasta el momento se ha determinado que 30 modos pueden propagarse en la guía de onda a la frecuencia de 2 450 MHz; para completar el análisis de la guía de onda, se calculan la constante de propagación y longitud de onda para evaluar cuales modos son de importancia para el análisis del presente trabajo.

### **3.3 CÁLCULO DE LA CONSTANTE DE PROPAGACIÓN Y LA LONGITUD DE ONDA DEL CAMPO ELECTROMAGNÉTICO EN EL INTERIOR DE LA GUÍA.**

La longitud de onda y la constante de fase en dirección “z”, se calculan utilizando las ecuaciones 26 y 30 (capítulo 1), para los modos que se pueden propagar en la guía, a la frecuencia de 2 450 MHz. La tabla 7 contiene los resultados de estos cálculos, y muestra como la constante de fase disminuye a medida que la frecuencia de corte de los modos se incrementa, contrario a lo que ocurre con las longitudes de onda; esta última tendencia se justifica por la definición de la longitud de onda dada en el primer capítulo.

En la cuarta y séptima columna de la tabla 7, se encuentra la relación entre la longitud de la guía ( $d = 33\text{cm}$ ) y media longitud de onda ( $\lambda_g/2$ ) para cada uno de los modos de propagación (con frecuencia de trabajo 2 450 MHz). Este valor se utiliza para evaluar cuantas medias longitudes de onda exactas, existen a lo largo del trayecto de guía estudiada (dirección “z”).

**Tabla 7.** Constante de fase, longitud de onda y relación  $2*d/\lambda_g$  con respecto a 2 450 MHz para los modos TE y TM en una guía con dimensiones  $a = 33\text{cm}$  y  $b = 21\text{cm}$ .

n m	Modos TE			Modos TM		
	Constante de fase $\beta$ (rad/m)	Longitud de onda $\lambda_g$ (m)	Relación $2*d/\lambda_g$	Constante de fase $\beta$ (rad/m)	Longitud de onda $\lambda_g$ (m)	Relación $2*d/\lambda_g$
1 0	50,42183211	0,12461	5,29642	No existe	No existe	No existe
0 1	49,0835062	0,12801	5,15584	No existe	No existe	No existe
1 1	48,151434	0,13049	5,05794	48,151434	0,13049	5,05794
2 0	47,64946196	0,13186	5,00521	No existe	No existe	No existe
2 1	45,2401445	0,13889	4,75213	45,2401445	0,13889	4,75213
3 0	42,63005213	0,14739	4,47796	No existe	No existe	No existe
0 2	41,6867955	0,15072	4,37888	No existe	No existe	No existe
1 2	40,5852059	0,15481	4,26316	40,5852059	0,15481	4,26316
3 1	39,9189277	0,15740	4,19317	39,9189277	0,15740	4,19317
2 2	37,0846196	0,16943	3,89545	37,0846196	0,16943	3,89545
4 0	34,39348065	0,18269	3,61277	No existe	No existe	No existe
4 1	30,9695166	0,20288	3,25311	30,9695166	0,20288	3,25311
3 2	30,3664145	0,20691	3,18976	30,3664145	0,20691	3,18976
0 3	24,8754126	0,25259	2,61297	No existe	No existe	No existe
1 3	22,9816486	0,27340	2,41404	22,9816486	0,27340	2,41404
5 0	19,16355203	0,32787	2,01298	No existe	No existe	No existe
4 2	16,9619957	0,37043	1,78173	16,9619957	0,37043	1,78173
2 3	16,008318	0,39250	1,68155	16,008318	0,39250	1,68155
5 1	11,9766929	0,52462	1,25806	11,9766929	0,52462	1,25806

Fuente: autores.

Una de las características de patrón de onda estacionario determinada en el capítulo 2, para las cavidades resonantes, es que contienen un número entero de medias longitudes de onda estacionaria en direcciones “x”, “y” y “z”.

En una guía se tienen ondas estacionarias en dirección “x” y “y”; en “z”, los campos se propagan a través de la guía. Esta condición de propagación puede ser cambiada, si un plato metálico perfectamente conductor, se ubica en los extremos de la guía. Bajo estas condiciones es posible obtener ondas electromagnéticas estacionarias en su interior, a lo largo de la dirección “z”, al igual que en una cavidad resonante.

Esta deducción se hace a partir de las ecuaciones 17 a 22 (capítulo 1), junto con las condiciones de frontera, que incluyen los platos metálicos en los extremos [3] o aplicando la teoría de reflexión de campos electromagnéticos en la guía [2], con esto la cavidad resonante es un caso particular de una guía de onda.

Los modos que mejor se ajustan a las características enunciadas anteriormente, para las dimensiones de la cavidad estudiada, son el  $TE_{20}$  y el  $TE_{50}$ , que contienen respectivamente 5,00521 y 2,01298 medias longitudes de onda aproximadamente, a lo largo de la coordenada “z”, a una frecuencia de trabajo de 2 450 MHz. La propagación en el interior de la guía se estudiará a continuación.

### 3.4 ANÁLISIS DEL MODO DE PROPAGACIÓN $TE_{20}$ y $TE_{50}$ EN EL INTERIOR DE UNA GUÍA DE ONDA FINITA.

Para realizar el análisis de una guía de onda de longitud finita se pueden utilizar dos técnicas; la primera consiste en la teoría de líneas de transmisión a bajas frecuencias [1],[12,], aplicándola en guías a altas frecuencias [9]; la segunda consiste en solucionar directamente campos electromagnéticos que se propagan en el interior de la guía, utilizando las ecuaciones de Maxwell [3], [9]. Con el primer caso se evita utilizar directamente las ecuaciones de Maxwell y con esto, solucionar las ecuaciones diferenciales parciales que esta implica.

La teoría de líneas de transmisión se limita a explicar el campo en el interior de las guías de onda uniformes en su extensión, esto es, no hay cambios en la geometría.

Las ecuaciones 31 a 36 y 37 a 42 (capítulo 1) corresponden a los campos electromagnéticos TE y TM respectivamente, en el interior de una guía de onda de extensión infinita. Para obtener estos campos en una guía de onda de longitud finita, se coloca en el extremo opuesto a la fuente una impedancia de igual valor que la de la guía infinita [1], [2] [12].

La impedancia de la guía de onda se puede encontrar con la relación del campo eléctrico transversal y magnético transversal [1], [2] [12]. La definición de la impedancia esta dada por la ecuaciones 1 y 2.

$$Z_{TE} = \frac{j\omega\mu}{\gamma} \quad (1)$$

$$Z_{TM} = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon} \quad (2)$$

En este caso se asume que no hay pérdidas en las caras de la guía de onda, entonces la constante de propagación es completamente compleja y la impedancia de la guía de onda es real. Bajo estas condiciones la impedancia depende solo del tipo material en el interior de la guía, la frecuencia de corte y la frecuencia de trabajo. Para el modo  $TE_{20}$  y  $TE_{50}$ , el valor calculado de impedancia es  $405,6971 \Omega$  y  $1\ 008,7 \Omega$  respectivamente.

Para construir la guía de onda finita y observar los campos descritos por las ecuaciones 31 a 36 (capítulo 1), utilizando los dos modos en estudio, se deben colocar las impedancias calculadas en el extremo opuesto a la ubicación de la fuente en la guía de onda

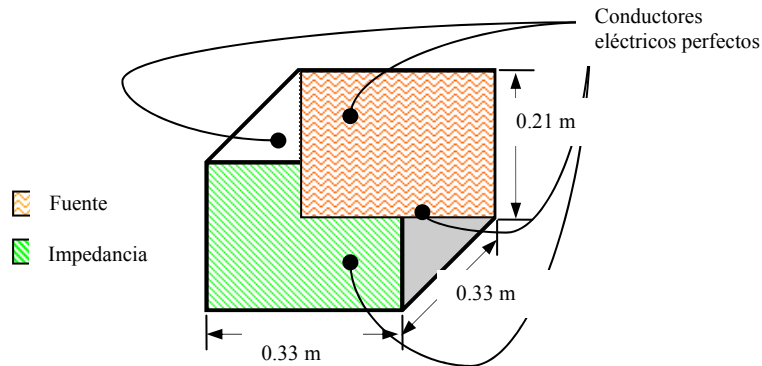
La simulación de la guía se realiza utilizando el software EMAG de ANSYS. Los parámetros de la simulación son:

- Modelo en forma de paralelepípedo con dimensiones 0,33 m en dirección “x”, 0,21 m en dirección “y” y 0,33 m en dirección “z”, las caras del modelo, tangentes a la dirección “z”, se marcan como conductores eléctricos perfectos (PEC). Las caras restantes (perpendiculares a la dirección “z”) corresponden a las posiciones de la fuente y la impedancia [para más detalles anexo B]. Las fuentes utilizadas entrega directamente el patrón de onda para el modo, es decir se rige bajo las ecuaciones 31 a 36 (capítulo 1), y se utiliza como magnitud de campo magnético en dirección “z” el valor unitario (potencia= 44,05 W).
- El material en el interior de la cavidad tiene propiedades electromagnéticas  $\mu_r = 1$ ,  $\epsilon_r = 1$ .

- El elemento utilizado para la simulación es el HF120, adecuado para evitar las soluciones espurias [A3],[ 8], [anexo A].
- El enmallado se realiza dividiendo las líneas de los bordes del modelo de tal forma que se tengan 44 elementos en dirección “x” y “z”, y 21 elementos en dirección “y”, para obtener 40656 elementos; así se garantizan 16 elementos por longitud de onda en direcciones “x” y “z” y 12 en dirección “y”, aproximadamente (como mínimo deben existir 10 elementos por longitud de onda, condición impuesta por el software para obtener resultados coherentes); el enmallado se realiza con hexaedros (forma de los elementos seleccionados) [anexo B].
- La herramienta para realizar la simulación es el Frontal Solver [anexo B] y el análisis utilizado es de tipo armónico.

La geometría y las fronteras del modelo utilizado para la simulación se muestran en la figura 46.

**Figura 46.** Geometría y fronteras de la simulación de la guía de onda acoplada.



Fuente: autores.

El tiempo de simulación empleado fue de 53 minutos aproximadamente.

Para el análisis armónico no es necesario realizar el enmallado haciendo que un número entero de elementos ( $>10$ ) contengan una longitud de onda, solo es necesario tener en cuenta el mínimo número de elementos necesarios por EMAG para realizar una correcta simulación [anexo B].

Este procedimiento se realiza para observar los campos electromagnéticos en el interior de la guía de onda para los modos  $TE_{20}$  y  $TE_{50}$ . Los resultados se pueden determinar de forma analítica utilizando las ecuaciones 31 a 36 del capítulo 1.

### 3.4.1 Modo de propagación $TE_{20}$ a 2450 MHz.

Las componentes de los campos están dadas analíticamente por: (tomando 1 A/m como amplitud del campo magnético en dirección "z")

$$H_z(x, y, z) = \cos(19,04x)e^{-j47.65Z}$$

$$H_x(x, y, z) = j2,5\text{sen}(19,04x)e^{-j47.65Z}$$

$$E_y(x, y, z) = -j1014,5\text{sen}(19,04x)e^{-j47.65Z}$$

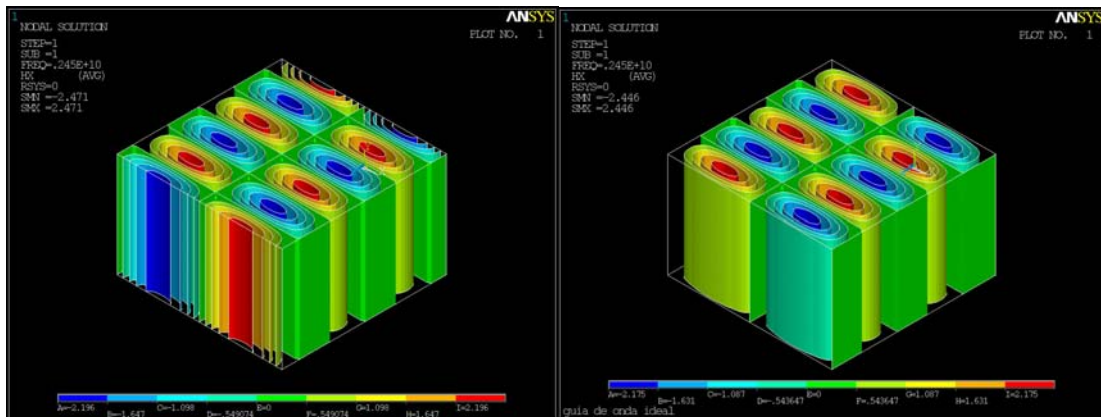
$$H_y(x, y, z) = 0$$

$$E_z(x, y, z) = 0$$

$$E_x(x, y, z) = 0$$

Para realizar la simulación del modo TE<sub>20</sub>, se utiliza una fuente de este tipo en un extremo de la guía y en el otro se coloca una impedancia acoplada de valor 405,6971 Ω. Los resultados se pueden observar en la figura 47 a 49.

**Figura 47.** Distribución de campo magnético del modo TE<sub>20</sub> en dirección “x”, imaginario y real, respectivamente, en el interior de la guía de onda acoplada.



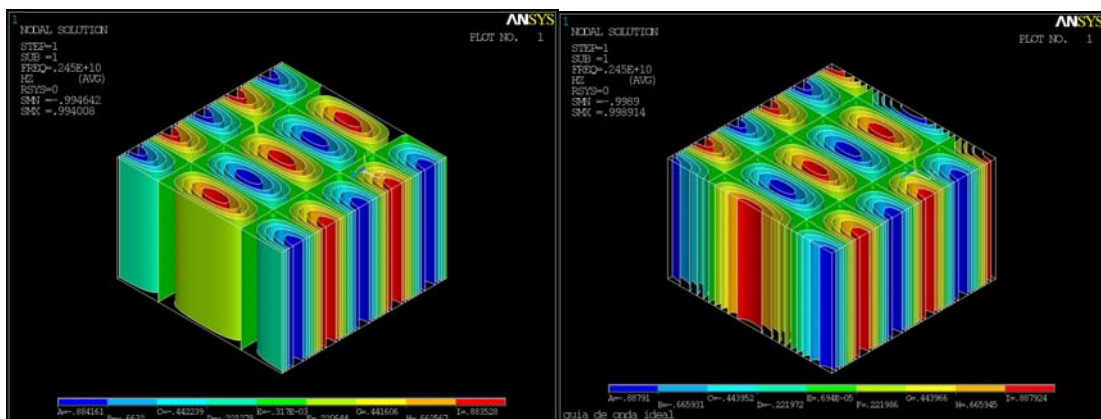
Fuente: autores.

En la figura 47 se aprecia el campo magnético real e imaginario en dirección “x” para el modo TE<sub>20</sub>. La característica de perpendicularidad entre las dos componentes (real e imaginario) se identifica como un desplazamiento del

patrón de campo en 0,04125 m (1/4 de longitud de onda, equivalente a un desplazamiento de 90°), entre dos máximos o mínimos. No se debe olvidar que este patrón de onda no es estacionario en dirección “z” (solo hay campo estacionario en direcciones “x”), esta corresponde a la dirección de propagación, por lo tanto los campos mostrados en la figura 49 corresponden a una fotografía cuando se tiene la máxima magnitud de campo. Además, es visible la independencia del campo con respecto a la coordenada “y” y el cumplimiento de las condiciones sobre las caras conductoras.

En la figura 48 se observa el patrón de onda real e imaginario de la componente “z” de campo magnético del modo TE<sub>20</sub>. La diferencia entre los dos patrones es de 90° y es clara la formación de las ondas estacionarias en dirección “x” y la independencia del campo con la coordenada “y”. La amplitud máxima del campo corresponde a la unidad, parámetro incluido desde la fuente. La forma del campo permite acomodarse a las condiciones de frontera ( $\mathbf{H}_z \cdot \mathbf{a}_z = 0$ ;  $\mathbf{a}_z$  es el vector unitario en dirección “z”).

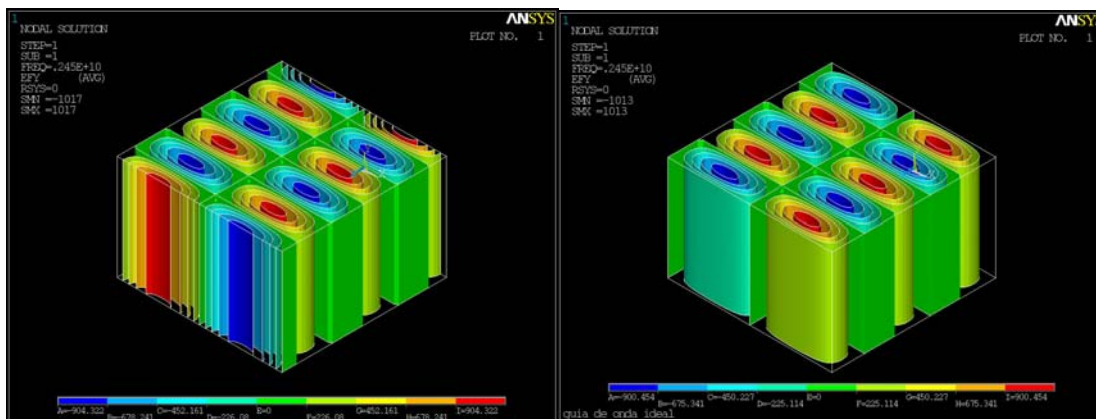
**Figura 48.** Distribución de campo magnético del modo TE<sub>20</sub> en dirección “z”, imaginario y real respectivamente, en el interior de la guía de onda acoplada.



Fuente: autores.

En la figura 49 se muestra la componente real e imaginario del campo eléctrico en dirección “y”, para el modo TE<sub>20</sub>. Nuevamente se nota que la parte real e imaginaria se encuentran corridas 90° y las condiciones de frontera de la guía se satisfacen. Por lo observado no hay dependencia del campo con respecto a la componente espacial “y”. Se producen ondas estacionarias en dirección “x”, con un valor de longitud de onda igual que el de la dimensión en esa dirección (a = 0,33 m).

**Figura 49.** Distribución de campo eléctrico del modo TE<sub>20</sub> en dirección “y”, imaginario y real respectivamente, en el interior de la guía de onda acoplada.



Fuente: autores.

Se observa en las figuras, que se han atrapado, con esta longitud de la guía, 2,5 longitudes de onda casi de manera exacta, corroborando los cálculos realizados líneas arriba para seleccionar los modos de trabajo.

Como las magnitudes de la parte real e imaginaria del los campos que aparecen en las figuras 47 a 49 son aproximadamente iguales, se puede asegurar que no hay ningún tipo de onda reflejada y por lo tanto la guía de

onda esta acoplada a la impedancia y a la fuente (esta tiene iguales características de impedancia que la guía).

Como se dijo anteriormente no se debe olvidar que los campos encontrados corresponden a los valores máximos para cada componente real e imaginario. La combinación de estas componentes y la inclusión de la variación con respecto al tiempo dan la característica de desplazamiento en dirección “z” de forma completa.

En la tabla 8 se calculan los errores obtenidos en simulación con respecto a los encontrados analíticamente. A partir de esta tabla se validan los resultados obtenidos en simulación. Los errores más altos se encuentran en la componente  $H_x$ , con un valor de 2,16% que se considera pequeño.

**Tabla 8.** Errores entre los valores analíticos y de simulación encontrados para el modo  $TE_{20}$ , a 2 450 MHz en la guía de onda.

Componente de campo	Máximo valor real analítico	Máximo valor real en simulación	% de error	Máximo valor imaginario en simulación	% de error
$H_x$	2,5 A/m	2,446 A/m	2,16	2,471 A/m	1,16
$H_z$	1 A/m	0,9989 A/m	0,11	0,994 A/m	0,6
$E_y$	1014,5 V/m	1013 V/m	0,15	1017 V/m	0,25

Fuente: autores.

### 3.4.2 Modo de propagación $TE_{50}$ a 2 450 MHz.

Las componentes de los campos están dadas de forma analítica por: (tomando como amplitud 1 A/m el campo magnético en dirección “z”)

$$H_z(x, y, z) = \cos(47,6x) \cdot e^{-j19,16z}$$

$$H_x(x, y, z) = j0,4039 \operatorname{sen}(47,6x) e^{-j19,16z}$$

$$E_y(x, y, z) = -j405,7520 \operatorname{sen}(47,6x) e^{-j19,16z}$$

$$H_y(x, y, z) = 0$$

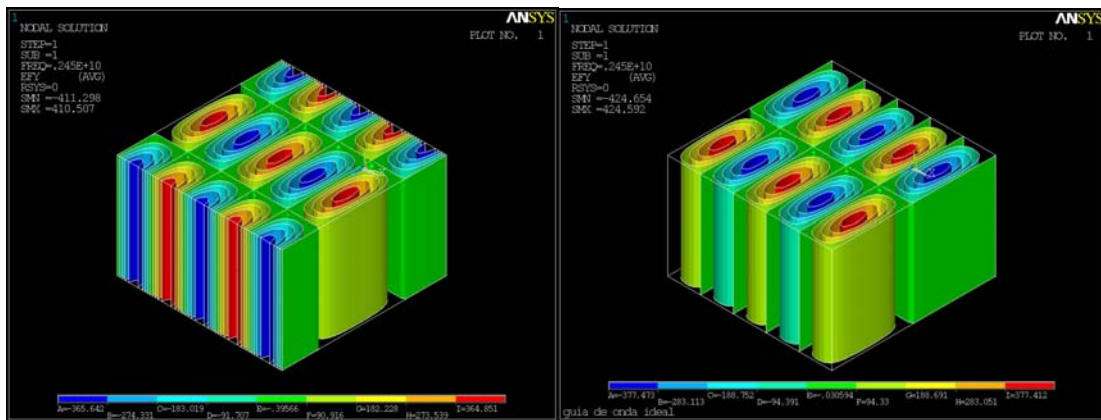
$$E_z(x, y, z) = 0$$

$$E_x(x, y, z) = 0$$

Para realizar la simulación del modo TE<sub>50</sub>, se utiliza una fuente de este tipo en un extremo de la guía y en el otro se coloca una impedancia acoplada de valor 1008,7 Ω.

Las características anotadas anteriormente para el modo TE<sub>20</sub> en el interior de la guía de onda son similares al del TE<sub>50</sub>, por tal razón solo se analiza la componente “y” del campo eléctrico de este modo (figura 50), para estudiar las características adicionales.

**Figura 50.** Distribución de campo eléctrico del modo TE<sub>50</sub> en dirección “y”, imaginario y real respectivamente, en el interior de la guía de onda acoplada.



Fuente: autores.

En la figura 50 se puede observar el campo eléctrico real e imaginario en dirección “y” en el interior de la guía de onda para el modo TE<sub>50</sub> a 2 450 MHz. Se observa que el campo real e imaginario se encuentra desplazado en aproximadamente 0,0825 m. lo que corresponde a un desfase de 90°, además se nota las cinco medias longitudes de onda en dirección “x”, (característica del modo TE<sub>50</sub>) y una longitud de onda aproximadamente contenida en dirección “z”. De igual forma como se explicó para el modo TE<sub>20</sub> se puede asegurar que la guía de onda esta acoplada. Las condiciones de frontera se cumplen no solo para esta componente, también se cumplen para H<sub>x</sub> y H<sub>z</sub>.

**Tabla 9.** Errores entre los valores analíticos y de simulación encontrados para el modo TE<sub>50</sub>, a 2450 MHz en la guía de onda.

Componente de campo	Máximo valor real analítico	Máximo valor real en simulación	% de error	Máximo valor imaginario en simulación	% de error
H <sub>x</sub>	0,4039 A/m	0,3936 A/m	2,55	0,4068 A/m	0,72
H <sub>z</sub>	1 A/m	0,99 A/m	1	1,022 A/m	2,2
E <sub>y</sub>	405,75 V/m	424,592 V/m	4,64	410,507 V/m	1,17

Fuente: autores.

Los errores obtenidos en la simulación se encuentran en la tabla 9; son un poco mayores que los encontrados para el modo TE<sub>20</sub>, pero siguen siendo pequeños. El error más grande se encuentra para el campo E<sub>y</sub> con 4,64%.

Los errores se pueden disminuir realizando un enmallado más fino, esto a costa de un aumento en el consumo de recursos del computador y tiempo de simulación.

Hasta el momento solo se ha estudiado la guía de onda, junto con algunas características que las relacionan con las líneas de transmisión. Esto en busca de un modelo de cavidad que permita que una fuente excite el patrón de onda resonante en el interior de la cavidad. Una primera aproximación a la cavidad resonante con una fuente que excite los campos electromagnéticos, es una guía de onda cortocircuitada.

### **3.5 GUIA DE ONDA CORTOCIRCUITADA.**

La guía de onda cortocircuitada tiene en un extremo una fuente de campos electromagnéticos y en el otro un plato metálico conductor.

Cuando se tiene una guía de onda de este tipo, la impedancia vista desde las terminales de la fuente (posición de la fuente), utilizando la teoría de líneas de transmisión [1],[2],[12], esta dada por:

$$Y(l) = \frac{-j \cot(\beta l)}{Z}$$

donde:

Y: es la admitancia de la guía de onda cortocircuitada.

l: es la longitud de la guía de onda desde el extremo de la fuente hasta el extremo del corto (m).

$\beta$ : es la constante de propagación definida en el capítulo 1. (rad/m)

Z: es la impedancia característica de la guía dada por la ecuación 1 ó 2. ( $\Omega$ )

Con este resultado se puede determinar el coeficiente de reflexión ( $\Gamma$ ):

$$\Gamma(l) = \frac{1 - ZY(l)}{1 + ZY(l)} = \frac{1 + j \cot(\beta l)}{1 - j \cot(\beta l)}$$

La forma total del voltaje en la guía cortocircuitada, es de la forma:

$$V(z) = V_{inc} e^{-j\beta \cdot z} + V_{ref} e^{j\beta \cdot z} = V_{inc} [e^{-j\beta \cdot z} + \Gamma(l) e^{j\beta \cdot z}]$$

$$Z \cdot I(z) = V_{inc} e^{-j\beta \cdot z} - V_{ref} e^{j\beta \cdot z} = V_{inc} [e^{-j\beta \cdot z} - \Gamma(l) e^{j\beta \cdot z}]$$

donde:

$V(z)$ : es el voltaje como función de la posición. (V)

$V_{inc}$ : es el voltaje producido por la fuente. (V)

$V_{ref}$ : es el voltaje reflejado por el corto circuito. (V)

Estos resultados pueden ser empleados para conocer los campos en el interior de la guía de onda, utilizando los resultados presentados por Marcuvitz [9], el cual expone una manera alternativa de expresar los campos electromagnéticos en el interior de la guía, relacionándolos con voltaje y corrientes. Los resultados obtenidos son:

Para el modo  $TE_{20}$ :

$$H_z(x, y, z) = \cos(19,04x) [e^{-j47,65 \cdot z} + \Gamma_1 e^{j47,65 \cdot z}]$$

$$H_x(x, y, z) = j2,5 \text{sen}(19,04x) [e^{-j47,65 \cdot z} - \Gamma_1 e^{j47,65 \cdot z}]$$

$$E_y(x, y, z) = -j1014,5 \text{sen}(19,04 \cdot x) [e^{-j47,65 \cdot z} + \Gamma_1 e^{j47,65 \cdot z}]$$

con  $\Gamma_1 = 1e^{j3.1085} = 1 \angle 178.105^\circ$

Para el modo  $TE_{50}$ :

$$\begin{aligned}
H_z(x, y, z) &= \cos(47,6x) \left[ e^{-j \cdot 19,16 \cdot Z} + \Gamma_2 e^{j \cdot 19,16 \cdot Z} \right] \\
H_x(x, y, z) &= j0,4039 \operatorname{sen}(47,6x) \left[ e^{-j \cdot 19,16 \cdot Z} - \Gamma_2 e^{j \cdot 19,16 \cdot Z} \right] \\
E_y(x, y, z) &= -j405,7520 \operatorname{sen}(47,6 \cdot x) \left[ e^{-j \cdot 19,16 \cdot Z} + \Gamma_2 e^{-j \cdot 19,16 \cdot Z} \right]
\end{aligned}$$

con :  $\Gamma_2 = 1e^{j \cdot 3,0634} = 1 \angle 175,4605^\circ$

Como existe un número aproximadamente entero de medias longitudes de onda en el interior de la guía, los coeficientes de reflexión tienen un ángulo de aproximadamente  $180^\circ$ . La magnitud del coeficiente de reflexión es igual para ambos casos con un valor unitario; este valor se esperaba, dado que se produce una reflexión total de los campos electromagnéticos incidentes.

La simulación de la guía de onda cortocircuitada se realizó utilizando el software EMAG de ANSYS, con los siguientes parámetros:

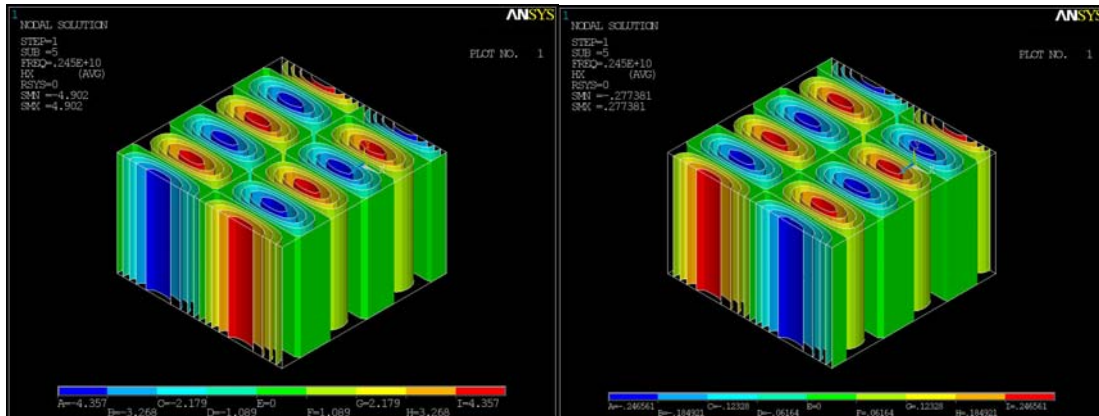
- Modelo en forma de paralelepípedo con dimensiones 0,33 m en dirección “x”, 0,21 m en dirección “y” y 0,33 m en dirección “z”; las caras del modelo, tangentes a la dirección “z”, se marcan como PEC. Las caras restantes (perpendiculares a la dirección “z”) corresponden a las posiciones de la fuente y la impedancia que para este caso es un conductor eléctrico perfecto [para más detalles anexo B]. Las fuentes utilizadas, entregan directamente el patrón de onda para el modo, es decir se rige bajo las ecuaciones 31 a 36 (capítulo 1), y se utiliza como magnitud de campo magnético en dirección “z” el valor unitario.
- El material en el interior de la cavidad tiene propiedades electromagnéticas  $\mu_r = 1$ ,  $\epsilon_r = 1$ .

- El elemento utilizado para la simulación es el HF120, adecuado para evitar las soluciones espurias [A3], [8], [anexo B].
- El enmallado se realiza dividiendo las líneas de los bordes del modelo de tal forma que se tengan 44 elementos en dirección “x” y “z”, y 21 elementos en dirección “y”, para obtener 40656 elementos; así se garantizan 16 elementos por longitud de onda en direcciones “x” y “z” y 12 en dirección “y”, aproximadamente (como mínimo deben existir 10 elementos por longitud de onda, condición impuesta por el software para obtener resultados coherentes); el enmallado se realiza con hexaedros (forma de los elementos seleccionados) [anexo B].
- La herramienta para realizar la simulación es el Frontal Solver [anexo B] y el análisis utilizado es de tipo armónico.

El tiempo de simulación empleado fue de 53 minutos aproximadamente.

Los resultados de la simulación se observan en las figuras 51 a 53 para el modo TE<sub>20</sub>.

**Figura 51.** Distribución de campo magnético del modo TE<sub>20</sub> en dirección “x”, imaginario y real respectivamente a 2450 MHz, en el interior de la guía de onda cortocircuitada.



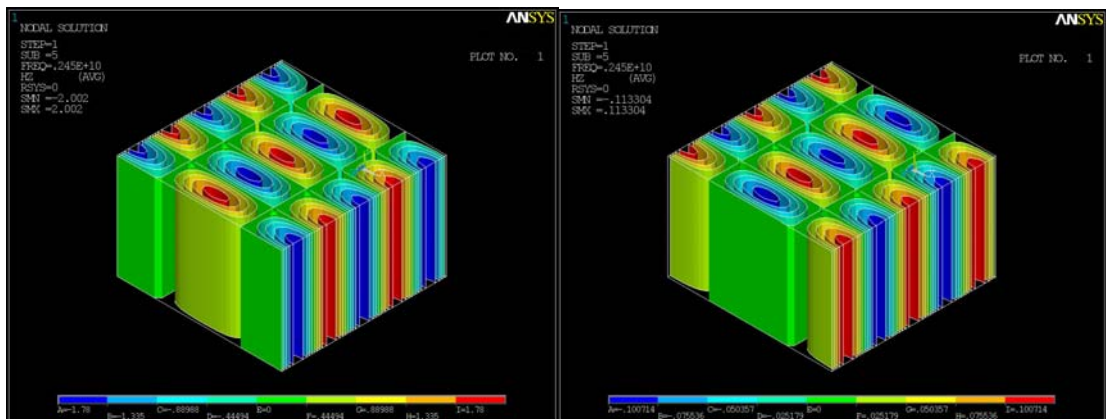
Fuente: autores.

La figura 51 muestra la distribución de campo magnético real e imaginario en dirección “z” a 2 450 MHz en el interior de una guía de onda cortocircuitada. En este caso hay desfase de 180° lo que equivale a un desplazamiento de aproximadamente 0,165 m entre las dos componentes, real e imaginario, esto se debe a que el campo satisface la condición de frontera del corto (plato metálico) junto con las ecuaciones de Maxwell, para satisfacer los demás campos ( $H_z$  y  $E_y$ ). Se observa además que no se encuentra acoplada la guía de onda, debido a que no se tienen igual valor de máximo para las componentes reales y complejas, de hecho la magnitud del campo imaginario es mucho mayor que la del campo real. Se puede asegurar que con esta característica, existe un acumulador de energía electromagnética (en términos de circuitos, hay componentes activos).

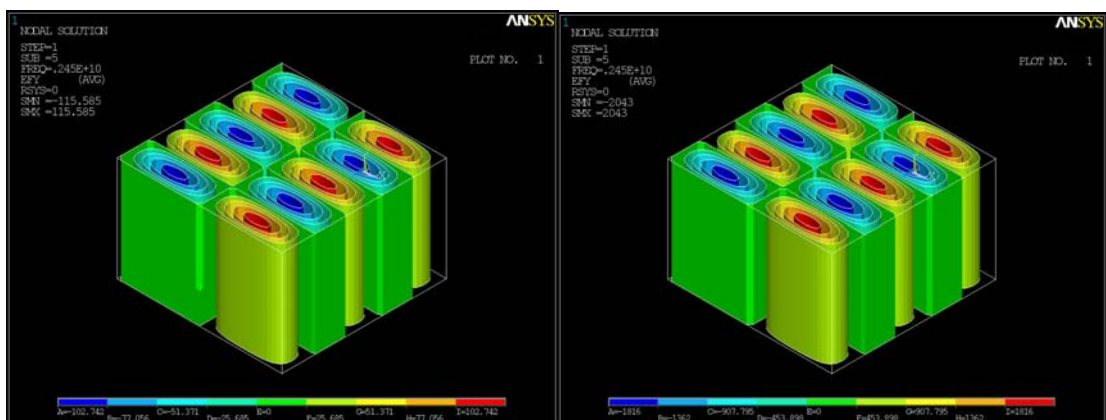
En la figura 52 se observa el patrón de onda estacionario de la componente  $H_z$  que se forma cuando se cortocircuita la guía de onda. El modo propagado

es el  $TE_{20}$  a 2 450 MHz. Nuevamente es visible el desacoplamiento de la guía de onda. El desfase entre la componente real e imaginaria es de  $180^\circ$

**Figura 52.** Distribución de campo magnético del modo  $TE_{20}$  en dirección “z”, imaginario y real respectivamente a 2 450 MHz, en el interior de la guía de onda cortocircuitada.



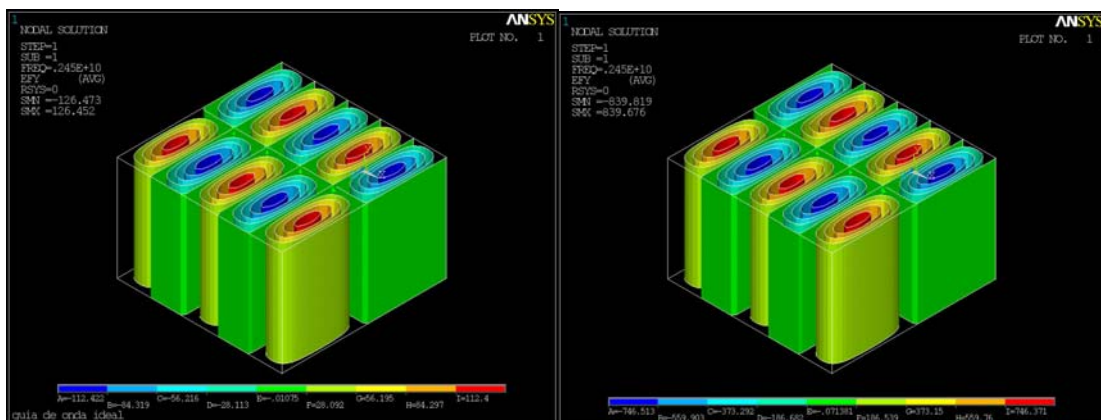
**Figura 53.** Distribución de campo eléctrico del modo  $TE_{20}$  en dirección “y”, imaginario y real respectivamente a 2 450 MHz, en el interior de la guía de onda cortocircuitada.



El campo  $E_y$  en el interior de la guía de onda se muestra en la figura 53. En esta se puede observar las características anotadas anteriormente para los campos  $H_z$  y  $H_x$ . Además junto con los otros campos se observa la longitud de onda estacionaria en dirección “x”, presente por el tipo de modo que se propaga en la guía (Modo  $TE_{20}$ ). Para este caso la componente de mayor amplitud corresponde a la real.

Las características de distribución de campos electromagnéticos en la guía, cuando la fuente emite un patrón  $TE_{50}$ , tiene las mismas que las encontradas para el modo  $TE_{20}$ , la diferencia adicional es, que existen 5 medias longitudes de onda estacionarias en la dirección “x” y dos medias longitudes de onda en dirección “z” que están aproximadamente contenidas en la guía. En la figura 54 se observa la distribución de campo eléctrico en dirección ‘y’ del modo  $TE_{50}$  en el interior de la guía de onda cortocircuitada a 2 450 MHz.

**Figura 54.** Distribución de campo eléctrico del modo  $TE_{50}$  en dirección “y”, imaginario y real respectivamente a 2 450 MHz, en el interior de la guía de onda cortocircuitada.



Fuente: autores.

En las tablas 10 y 11 se encuentran los valores de los errores en la simulación con respecto a la solución analítica. Los errores son considerablemente altos para los valores donde se encuentra que los campos son pequeños comparados con la magnitud de la otra componente. Estos problemas se pueden resolver afinando el enmallado. En contraste se encuentran errores inferiores al 4%, para las componentes de campo que tiene un valor alto, comparado con el anterior, por lo tanto se puede asegurar que los errores altos se deben a la falta de resolución del enmallado. A pesar de los errores aparentemente altos, estos no afectan la distribución de los campos en el interior de la guía cortocircuitada (esto se verifica al dibujar la solución analítica utilizando el programa Matlab), por esto se asegura que las simulaciones realizadas son buenas.

**Tabla 10.** Errores entre los valores analíticos y de simulación encontrados para el modo  $TE_{20}$ , a 2 450 MHz en la guía de onda cortocircuitada.

Componente de campo	Máximo valor real analítico	Máximo valor real en simulación	% de error	Máximo valor imaginario analítico	Máximo valor imaginario en simulación	% de error
$H_x$	-	-	-	4,9993 A/m	4,902 A/m	1,94
$H_z$	-	-	-	1,9997 A/m	2,002 A/m	0,12
$E_y$	2028,7 V/m	2043 V/m	0,704	-	-	-

Fuente: autores.

**Tabla 11.** Errores entre los valores analíticos y de simulación encontrados para el modo  $TE_{50}$ , a 2 450 MHz en la guía de onda cortocircuitada.

Componente de campo	Máximo valor real analítico	Máximo valor real en simulación	% de error	Máximo valor imaginario analítico	Máximo valor imaginario en simulación	% de error.
$H_x$	-	-	-	0,8072 A/m	0,80481 A/m	0,296
$H_z$	-	-	-	1,9985 A/m	2,002 A/m	0,175
$E_y$	810,88 V/m	839,676 V/m	3,55	-	-	-

Fuente: autores.

El patrón de onda encontrado en simulación para los campos  $H_x$  y  $H_z$  imaginarios y  $E_y$  real, en la guía cortocircuitada para los modos  $TE_{20}$  y  $TE_{50}$ , tienen similitud con la distribución de campo de los modos resonantes  $TE_{205}$  y  $TE_{502}$  (segundo capítulo), también cumplen con la característica de onda estacionaria, y las relaciones  $H_x/E_y$  y  $H_z/E_y$ . La diferencia entre estos dos patrones de onda es la aparición de componentes reales para  $H_x$  y  $H_z$  e imaginaria para  $E_y$ , debido a que 2 450 MHz no es la frecuencia de resonancia para el tamaño de cavidad estudiado. Teniendo en cuenta las similitudes entre los modos resonantes en la cavidad y los encontrados para la guía de onda cortocircuitada, y que los campos de las componentes que hacen la diferencia son pequeños comparados con las del patrón estacionario, se puede asegurar que alimentando la guía de onda cortocircuitada con una fuente que radie el modo  $TE_{20}$  se obtiene un patrón resonante del tipo  $TE_{205}$ ; de igual forma si la fuente radia el modo  $TE_{50}$ , el patrón obtenido en el interior de la guía de onda cortocircuitada es del tipo resonante  $TE_{502}$ .

Una cavidad resonante como tal, implica que todas sus fronteras sean conductores perfectos o por lo menos que una abertura en una de sus caras permita la entrada de una fuente de excitación; en el caso de la guía de onda

cortocircuitada, esta característica no está dada por completo. Además no se tiene un adecuado acoplamiento con la fuente, es decir no se realiza una máxima transferencia de potencia a la cavidad. La búsqueda del acople adecuado para la cavidad de realizará en el siguiente capítulo.

## 4. MODELOS DE CAVIDAD RESONANTE Y PAVIMENTO

### 4.1 INTRODUCCIÓN

En este capítulo se condensará gran parte de la investigación realizada en el presente trabajo de grado, ya que se presentará el desarrollo del modelo de cavidad resonante, el modelo dieléctrico del pavimento y la interacción de los campos con la muestra de pavimento ubicada en el interior de la cavidad resonante.

La cavidad resonante se construye a partir de una guía de onda cortocircuitada y un iris. Para caracterizar el modelo de cavidad resonante se utiliza la teoría de líneas de transmisión y se incluye el concepto de iris.

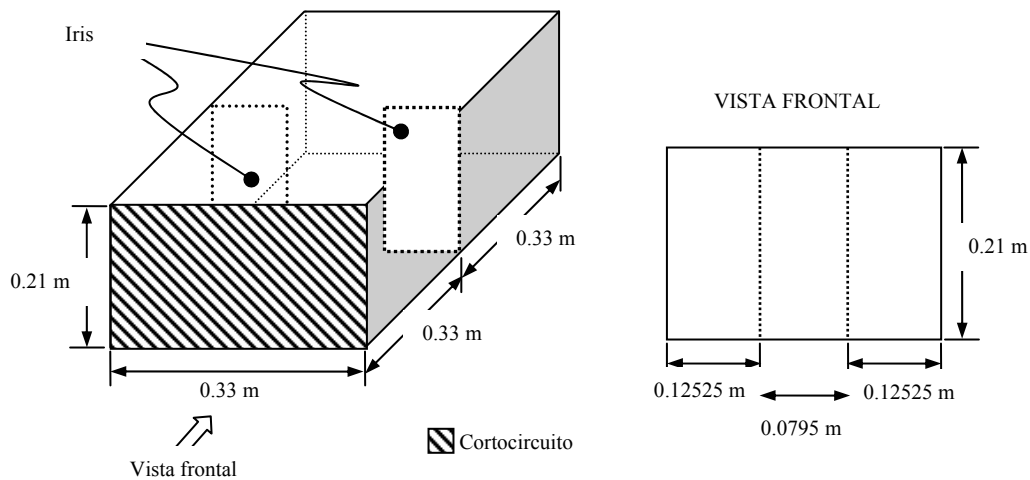
La construcción del modelo de pavimento se realiza teniendo en cuenta tres parámetros: permitividad, permeabilidad y resistividad eléctrica. Para determinar los valores de estos tres parámetros se utiliza el artículo *Dieléctric Mixture Model for Asphalt-Aggregate Mixtures* por P.Subedi e I. Chatterjee. Adicionalmente se plantea un intervalo de resistividades eléctricas para reconocer diferentes comportamientos de la muestra de pavimento.

Con la caracterización de los dos modelos se construyen varias simulaciones (variando el valor de resistividad eléctrica) para estudiar la interacción de los campos en el conjunto cavidad resonante-pavimento. El estudio se realiza en el interior de la muestra de pavimento y en su exterior.

## 4.2 MODELO DE CAVIDAD RESONANTE ALIMENTADA POR UNA GUÍA DE ONDA DE ONDA.

El modelo de cavidad resonante escogido corresponde a una guía de onda cortocircuitada con un iris acoplado. La selección de la cavidad se hace teniendo en cuenta los resultados de las simulaciones obtenidos en el capítulo 3, que dejaron en evidencia la similitud de los patrones de campo electromagnético en el interior de la guía de onda cortocircuitada y la cavidad resonante. Por lo estudiado hasta el momento se sabe que para producir el patrón resonante  $TE_{205}$  en la guía de onda cortocircuitada se utiliza, para excitar los campos, el modo  $TE_{20}$  y para el modo resonante  $TE_{502}$ , el modo  $TE_{50}$ , el análisis se centrará en utilizar como fuente de excitación al  $TE_{20}$ . La metodología utilizada para el estudio del modo  $TE_{20}$  puede ser reproducida de igual forma para el modo  $TE_{50}$ .

**Figura 55.** Modelo de cavidad resonante con iris, alimentada por una guía de onda



Fuente: autores.

En la figura 55 se puede observar la cavidad que forma el iris con el extremo de guía cortocircuitada y la guía de onda que la alimenta.

El modelo seleccionado es adecuado para obtener el patrón resonante  $TE_{205}$ , en el interior de la cavidad y además para acoplarla con la fuente  $TE_{20}$ .

#### **4.2.1 JUSTIFICACIÓN DEL MODELO DE CAVIDAD RESONANTE.**

En el tercer capítulo se da una aproximación a una cavidad resonante como una guía de onda cortocircuitada, que utiliza una fuente para excitar el patrón de campo estacionario en su interior, pero este modelo no cumple con las características de la cavidad expuestas en el primer capítulo, es decir todas las caras de la cavidad no son perfectamente conductoras.

Para utilizar el modelo de guía de onda cortocircuitada, como una cavidad, de forma más aproximada, se incluye una pared metálica (iris) con una abertura (figura 55), por la cual se excita el patrón resonante (utilizando una guía de onda). Este arreglo permite además, mejorar el acople de la fuente con la cavidad. Para lograr este objetivo se debe realizar un estudio previo de las características del iris (dimensiones).

El modelo general de cavidad utilizado, se toma del libro *Principles of Microwaves Circuits* [4], donde se expone el conjunto, guía de onda cortocircuitada e iris, como parámetros concentrados de circuitos. Estos últimos son de importancia para un desarrollo sencillo del acople con la guía de onda que alimenta la cavidad. El desarrollo se realiza utilizando la teoría de líneas de transmisión hasta donde sea posible.

En el tercer capítulo se mostró, utilizando la teoría de líneas de transmisión, la admitancia de una guía de onda cortocircuitada de longitud “l”, asumiendo que existen pérdidas en las paredes de la guía y que se encuentra cerca de la resonancia ( $l \approx n \cdot \lambda_g / 2$ ,  $n = 1, 2, \dots$ ) entonces se puede aproximar la impedancia de la guía cortocircuitada a:

$$Z(l) = Z_o \frac{\alpha l + j \tan(\beta l)}{1 + j \alpha l \tan(\beta l)} \quad (1)$$

donde:

$Z(l)$ : es la impedancia de la guía de onda cortocircuitada de longitud ‘l’ ( $\Omega$ ).

$Z_o$ : es la impedancia característica de la guía de onda ( $\Omega$ ).

l: es la longitud de la guía de onda cortocircuitada (m).

$\alpha$ : es la constante de atenuación de la guía (Np/m).

$\beta$ : es la constante de propagación de la guía (rad/m).

La constante de atenuación para el modo  $TE_{20}$ , está dado por:

$$\alpha = \frac{R_c}{\eta_o \cdot b} \frac{\left[ 1 + \frac{2 \cdot b}{a} \cdot \left( \frac{f_c}{f} \right)^2 \right]}{\sqrt{1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2}}$$

$R_c$ : es la resistencia sobre las caras de la cavidad ( $\Omega$ ).

$\eta_o$ : impedancia del espacio libre ( $\Omega$ ).

a, b: dimensiones de la guía (m).

$f_c$ : frecuencia de corte definida por la ecuación 29 del primer capítulo (Hz).

f: frecuencia de trabajo (Hz).

La resistencia sobre las caras de la cavidad esta dada por

$$R_c = \sqrt{\frac{\pi\mu}{\sigma_c}} \sqrt{f}$$

$\mu$ : permeabilidad del conductor (H/m).

$\sigma_c$ : es la conductividad del material conductor (S/m).

Las ecuaciones son tomadas de *Waveguide Handbook vol 10* [9] y *Líneas de transmisión* [2]

Asumiendo que las paredes de la cavidad son de aluminio, su conductividad se toma según la tabla 2-3 de *Advanced Engineering Electromagnetics* [3] de  $3,96 \cdot 10^7$  S/m, en DC. Utilizando este valor de conductividad y tomando  $\mu_r = 1$ , se obtiene que  $R_c = 0,011045 \Omega$  a una frecuencia de 2 450 MHz. La constante de atenuación para el modo TE<sub>20</sub>, es entonces igual a  $1,76597 \cdot 10^{-4}$  Np/m. Como este valor es pequeño al multiplicarlo por la longitud de la guía de onda, la ecuación 1 se puede reducir aún más, y además teniendo en cuenta que se esta trabajando cerca de la frecuencia de resonancia se tiene:

$$Z \cong Z_o \left( al + j \frac{\lambda_g^2}{\lambda^2} \frac{\pi}{\omega_o} \delta \right)$$

con:

$$\delta = \omega - \omega_o$$

donde:

$\lambda_g$ : es la longitud de onda en la guía de onda (m).

$\lambda$ : es la longitud de onda de una onda plana. (m).

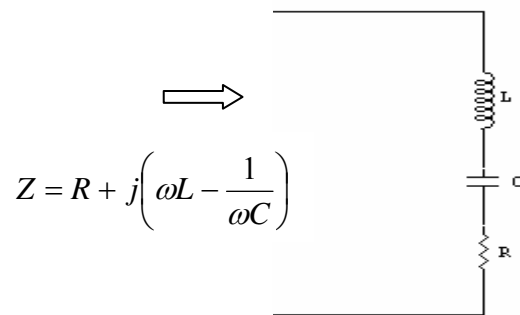
$\omega_0$ : es la frecuencia angular de resonancia (rad/s).

$\omega$ : es la frecuencia angular de trabajo (rad/s).

Para más detalles sobre el desarrollo de esta aproximación se recomienda el libro *Principles of Microwave Circuits* [4].

La impedancia obtenida se puede comparar con la encontrada en un circuito RLC serie (figura 56), para encontrar los parámetros concentrados de la guía de onda cortocircuitada.

**Figura 56.** Circuito RLC serie.



Fuente: autores.

Cerca de la resonancia, la impedancia del circuito RLC se puede aproximar a:

$$Z = R + 2jL\delta$$

Teniendo en cuenta que para este circuito:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

Comparando el valor de esta última impedancia, con el modelo encontrado se obtiene:

$$R = Z_o \alpha l$$
$$L = \frac{Z_o \lambda_g^2 \pi}{2 \lambda^2 \omega_o}$$

La frecuencia angular  $\omega_o$  se toma del valor del modo de resonancia  $TE_{205}$ . Esta selección se realizó en el tercer capítulo por la similitud de los campos en el interior de la guía cortocircuitada cuando se excita con un modo  $TE_{20}$ . La frecuencia de resonancia según la tabla 3 (segundo capítulo) es 2453.8 MHz, entonces la frecuencia angular es 15417.68 Mrad/s.

Realizando los cálculos para encontrar los parámetros de circuitos de la cavidad resonante, se obtiene que:

$$R = 0,022 \Omega$$
$$L = 44,541 nH$$
$$C = 0,09445 pF$$

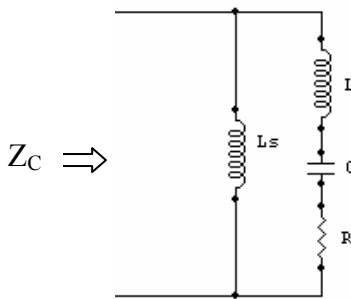
La impedancia de la guía de onda cortocircuitada cerca de la resonancia es igual a :

$$Z = 0,022 - j2,1269 \Omega$$

En resonancia se espera que el valor de la impedancia tenga solo la componente real. Para este caso, esta característica no se cumple y se debe buscar la forma de compensar el valor complejo que aparece en la impedancia. Por teoría de circuitos se puede buscar una impedancia en paralelo que corrija el factor imaginario obtenido (figura 57).

Una inductancia es un dispositivo adecuado para compensar esta impedancia.

**Figura 57.** Circuito RLC modificado para obtener resonancia a 2 450 MHz.



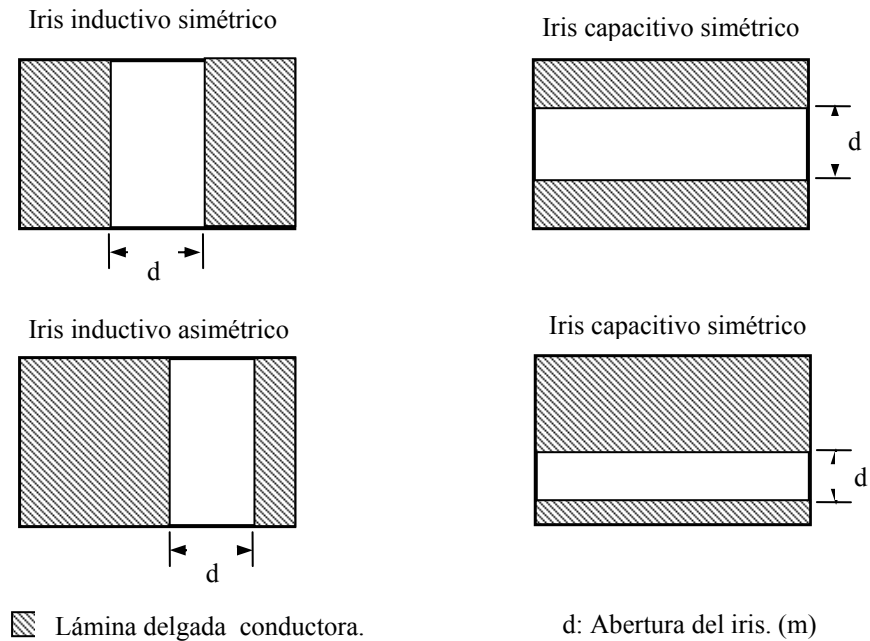
Fuente: autores.

El valor adecuado para  $\omega \cdot L_s$  es  $2.1271687 \Omega$ , con este valor se alcanza un valor de impedancia  $Z_C = 2.0593 \Omega$ .

El valor de inductancia necesario para alcanzar completamente la resonancia se puede obtener a partir de un obstáculo (iris), en el interior de la guía de onda.

**4.2.1.1 Iris inductivo.** El iris es una lámina que se ubica en el interior de la guía de onda en posición transversal a la dirección de propagación de los campos electromagnéticos, para provocar efectos inductivos, capacitivos o una combinación de estos; el iris causa deformación del patrón de campo electromagnético, en los alrededores donde se encuentra ubicado y además provoca reflexiones hacia la fuente de excitación. Dependiendo de su forma geométrica, se define el tipo de efecto que origina, figura 58.

**Figura 58.** Vista frontal de la guía de onda, de dos clases de iris, inductivo y capacitivo para los modos  $TE_{n0}$ .



Fuente: autores

Los valores de la inductancia o capacitancia asociada al iris, dependen del tamaño de la abertura “ $d$ ” y la simetría del mismo. En otros términos, la magnitud de la reactancia es proporcional a la diferencia entre las energías de los campos eléctricos y magnéticos en los alrededores del iris, [4].

Un iris inductivo se obtiene cuando las caras de las láminas conductoras son paralelas a la dirección del campo eléctrico; sobre esta dirección no deben existir discontinuidades del material de la lámina conductora que forma el iris (figura 58).

Para el modo  $TE_{10}$ , se tienen ecuaciones y tablas que determinan el valor de la reactancia [9]. Para un desarrollo analítico del cálculo de la reactancia del iris, para el modo  $TE_{20}$ , se requiere de herramientas avanzadas de cálculo

como el método variacional, el método de la ecuación integral, el método del equivalente estático o el método de la transformada, [9]. Aún así, los valores que se encuentren del análisis corresponderán a aproximaciones y no a valores exactos y diferirán aun más al tener en cuenta la conductividad del material con el cual esta construido el iris.

Se utiliza para acoplar la guía de onda cortocircuitada y a la guía de onda de alimentación, un iris inductivo simétrico (figura 58)

**4.2.1.2 Metodología para el cálculo de la abertura de iris.** La determinación de la abertura del iris para el acoplamiento de guía cortocircuitada y guía de alimentación, se realiza utilizando el software EMAG de ANSYS.

Las paredes del modelo se construyen de aluminio, con una conductividad de  $3.96 \cdot 10^7$  S/m, tal como se explicó anteriormente, para determinar los parámetros concentrados de circuitos de la cavidad. El iris también se construye con este tipo de material.

Como el iris tiene pérdidas sobre su superficie, el modelo circuital de este, incluye un valor de inductancia y un valor de resistencia en serie (o en paralelo), esto cambia las características del modelo planteado en la figura 57 y complica el desarrollo analítico.

Para determinar por medio de simulación la abertura del iris que acopla la guía cortocircuitada (cavidad) y la guía de alimentación se utilizan los parámetros de dispersión.

Los parámetros de dispersión también conocidos como parámetros 'S' (por Scattering) son utilizados para modelar por medio de un sencillo sistema de ecuaciones, las propiedades de transmisión y reflexión de un obstáculo en el interior de una guía de onda [2, 4]. Los parámetros 'S', para un sistema de múltiples puertos (fuentes), son ensamblados en una matriz que es conocida como matriz de dispersión; a partir de esta se construye el sistema de ecuaciones mencionado anteriormente.

La matriz de dispersión es simétrica para la mayoría de los obstáculos introducidos en la cavidad (tiene característica de reciprocidad). La diagonal principal de esta matriz son los coeficientes de reflexión y los demás son los coeficientes de transmisión.

La guía de onda en estudio tiene solo un puerto que permite la excitación de campos electromagnéticos, entonces la matriz de dispersión se reduce a un escalar denominado ' $S_{11}$ '. Este parámetro determina el coeficiente de reflexión. La matriz de dispersión es en general compleja, entonces el valor de  $S_{11}$ , tiene asociada una magnitud y un ángulo. El valor del ángulo depende de la distancia a la cual se ubique la fuente del obstáculo y la magnitud corresponde a la razón del campo reflejado con respecto al valor de excitación de la fuente.

Se asegura que una guía de onda se encuentra acoplada cuando no se tiene onda reflejada, tal como se explicó en el tercer capítulo, para una guía de onda acoplada. Además cuando hay un acoplamiento perfecto entre la fuente y la cavidad se logra la máxima transferencia de potencia.

La metodología para establecer la abertura apropiada del iris, que acople la guía de onda y la cavidad resonante, consiste en realizar simulaciones con

diferentes dimensiones de abertura y encontrar las magnitudes del parámetro “ $S_{11}$ ”.

El rango que se debe recorrer para determinar los parámetros “ $S_{11}$ ” de la abertura se encuentra entre  $0,21 \text{ m} < d < 0 \text{ m}$ . Para evitar realizar el estudio completo dentro del rango, se evalúa cualitativamente el comportamiento que se tiene de la abertura en sus valores extremos.

Si la abertura tiene una dimensión  $d = 0 \text{ m}$ , entonces la guía que alimenta la cavidad se encuentra cortocircuitada y es de esperar que el coeficiente de reflexión sea igual a la unidad, y se tiene desacople completo. Por otro lado si no existe iris que es el caso cuando la abertura es igual a  $0,21 \text{ m}$ , se tiene dos guías de onda unidas pero con un corto al final, entonces se tiene que la magnitud del  $S_{11}$  es igual a la unidad, y nuevamente la guía de onda y la cavidad se encuentran desacopladas. Teniendo en cuenta este análisis previo, el rango de análisis se reduce a  $0,15 \text{ m} < d < 0,05 \text{ m}$ .

**4.2.1.3 Cálculo de la abertura de iris utilizando simulación.** Se realizaron en total 20 simulaciones para determinar el cambio del parámetro  $S_{11}$ , con respecto a la variación de la abertura del iris.

Para cada una de las simulaciones se utilizaron los siguientes parámetros:

- Modelo en forma de paralelepípedo con dimensiones  $0,33 \text{ m}$  en dirección “ $x$ ”,  $0,21 \text{ m}$  en dirección “ $y$ ” y  $0,66 \text{ m}$  en dirección “ $z$ ”, las caras del modelo, tangentes a la dirección “ $z$ ”, se marcan como conductores eléctricos perfectos (PEC) y además con valor de resistividad igual a  $3,96 \cdot 10^7 \Omega \text{ m}$ , como ya se había mencionado líneas arriba. Las caras restantes (perpendiculares a la dirección “ $z$ ”)

corresponden a las posiciones de la fuente y del plato metálico (con conductividad finita). Además se incluyen un par de áreas interiores que forman el iris (con conductividad finita). La fuente utilizada es de tipo TE<sub>20</sub>, externa, e impedancia [ver anexo B], [7]. La amplitud del campo magnético de la fuente en dirección 'z' es unitario (equivalente a una potencia de 44,05 W). El valor de la impedancia asociada con la fuente es de igual valor que la impedancia característica de la guía de onda.

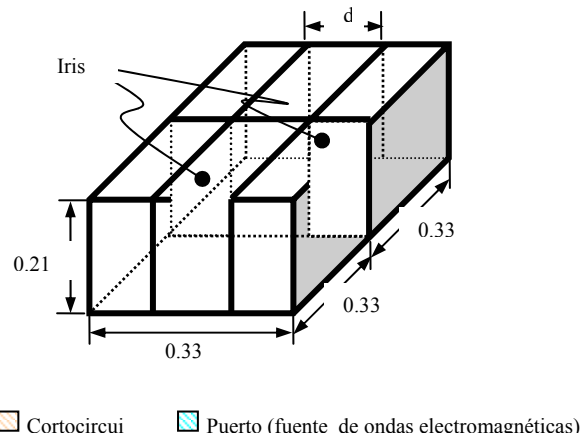
- El material en el interior de la cavidad tiene propiedades electromagnéticas  $\mu_r = 1$ ,  $\epsilon_r = 1$ .
- El elemento utilizado para la simulación es el HF120, adecuado para evitar las soluciones espurias [A3], [8], [anexo B]. El elemento HF120 es de primer orden.
- El enmallado se realiza dividiendo las líneas de los bordes del modelo de tal forma que se tengan 33 elementos en dirección "x", 110 en "z", y 21 elementos en dirección "y", para obtener 76230 elementos que conforman el volumen del modelo; así se garantizan 20 elementos por longitud de onda en direcciones "z", y 12 en dirección "y" y "x", aproximadamente (como mínimo deben existir 10 elementos por longitud de onda, condición impuesta por el software para obtener resultados coherentes); el enmallado se realiza con hexaedros (forma de los elementos seleccionados) [anexo B], [7].
- La herramienta utilizada para resolver la simulación es el *Incomplete Cholesky Conjugate Gradient* (ICCG) [7], con una tolerancia de  $10^{-10}$  [anexo]; el análisis utilizado es de tipo armónico a 2 450 MHz. El ICCG es utilizado en esta ocasión debido a su buen desempeño en cuanto a

precisión de resultados, su bajo consumo de recursos y tiempo de simulación.

El enmallado conserva las características generales para todas las simulaciones anotadas arriba (número de elementos en cada dirección), pero la forma de realizarlo cambia, dependiendo del tamaño del iris; esto se debe a que el modelo es construido a partir de 6 volúmenes que se pegan entre si. Esta geometría es adecuada para facilitar la ubicación del iris en el interior del modelo.

La geometría y cargas aplicadas al modelo simulado se muestran en la figura 5.

**Figura 59.** Geometría y cargas utilizadas en la simulación del modelo de cavidad resonante alimentada por una guía de onda.



Fuente: autores.

El tiempo de simulación promedio empleado para cada simulación fue de 32 minutos utilizando para resolver la simulación el ICCG. El Frontal Solver no fue utilizado debido a que aumentaba el consumo de recursos de memoria (>2 GB) y tiempo de simulación (>45 min).

Los resultados de la magnitud del parámetro de dispersión  $S_{11}$  para las 20 simulaciones, con el respectivo valor de la abertura, se muestran en la tabla 12.

**Tabla 12.** Valores de los parámetros “ $S_{11}$ ”, para variaciones de la abertura del iris en  $0,21 \text{ m} < d < 0\text{m}$ .

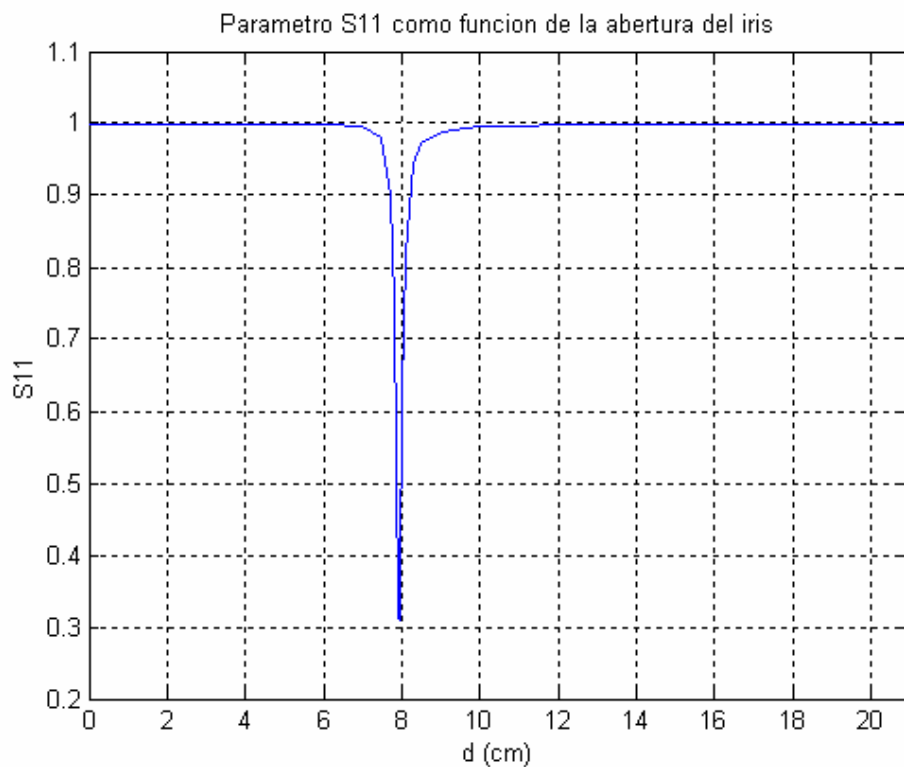
Valor de la abertura del iris (cm)	Magnitud del parámetro de dispersión $S_{11}$	Ángulo del parámetro de dispersión $S_{11}$ (°)
0	1	180
5	0,999957	-177,1134
6	0,999618	-177,8765
7	0,996371	179,5757
7,5	0,979731	174,4161
7,7	0,899699	163,6844
7,8	0,748962	153,2084
7,9	0,315155	154,6962
7,95	0,310215	-148,5629
7,96	0,358768	-143,3052
8	0,622369	-141,25118
8,1	0,818289	-150,4131
8,3	0,943543	-161,6517
8,5	0,971874	-165,9775
9	0,989374	-169,9679
10	0,99542	-172,1061
11	0,997014	-172,8234
12	0,997633	-173,0932
13	0,998098	-173,284
14	0,998326	-173,345
15	0,999859	-173,4185
21	1	180

Fuente: autores.

Para una mejor interpretación de los resultados obtenidos, la magnitud del parámetro  $S_{11}$  se grafica en la figura 60.

En la figura 60 se puede observar que la variación del parámetro  $S_{11}$ , tiene un cambio abrupto de magnitud en los alrededores de una abertura de 8 cm. Es precisamente aquí donde se obtiene el menor valor de  $S_{11}$ , igual a 0,31, para 7,95 cm de abertura. Es importante notar la alta tendencia selectiva del valor de la abertura para obtener el mejor acople de la configuración en estudio. Esta última cualidad del modelo de guía de onda iris y guía de alimentación deja a la vista que se deben aplicar técnicas de sintonización [1],[ 2], [4] para obtener el valor de parámetro  $S_{11}$  más pequeño.

**Figura 60.** Variación del parámetro  $S_{11}$ , en función de la abertura del iris.



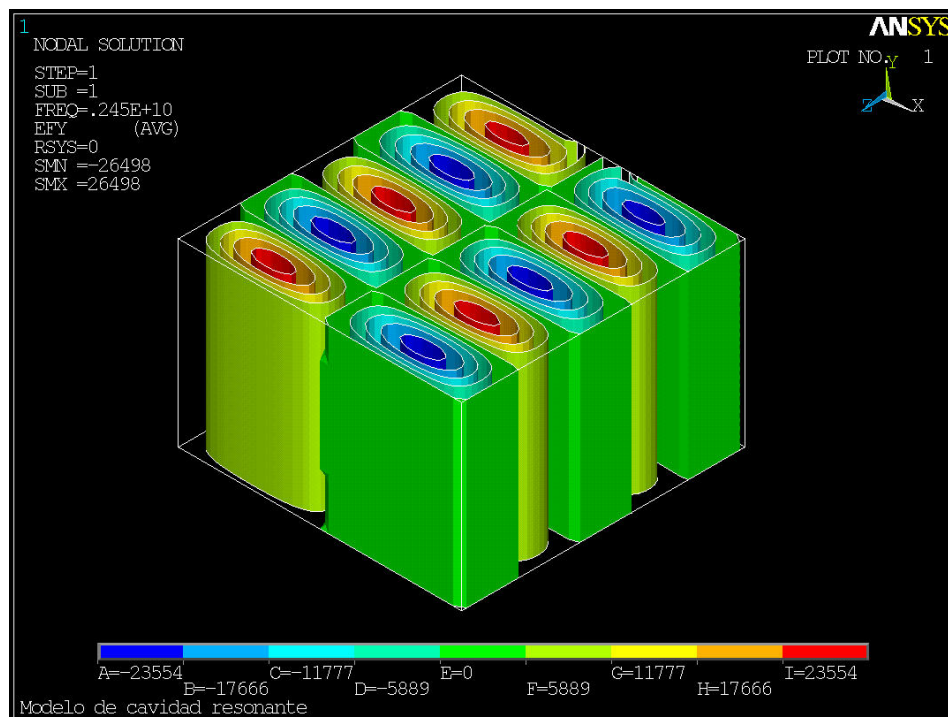
Fuente: autores.

El iris seleccionado tiene como dimensión de la abertura 7,95 cm. Aunque en la práctica obtener esta precisión no es fácil, para efectos de simulación, permite realizar un estudio sobre el mejor comportamiento que se puede obtener del modelo: guía cortocircuitada, iris y guía de alimentación.

#### 4.2.2. DISTRIBUCIÓN DE CAMPO ELECTROMAGNÉTICO EN EL INTERIOR DE LA CAVIDAD RESONANTE.

Los resultados de la simulación utilizando un iris de 7,95 cm de abertura se realizo en el ítem anterior para determinar el parámetro  $S_{11}$ .

**Figura 61.** Distribución de campo eléctrico en dirección “y” en el interior del modelo de cavidad resonante.

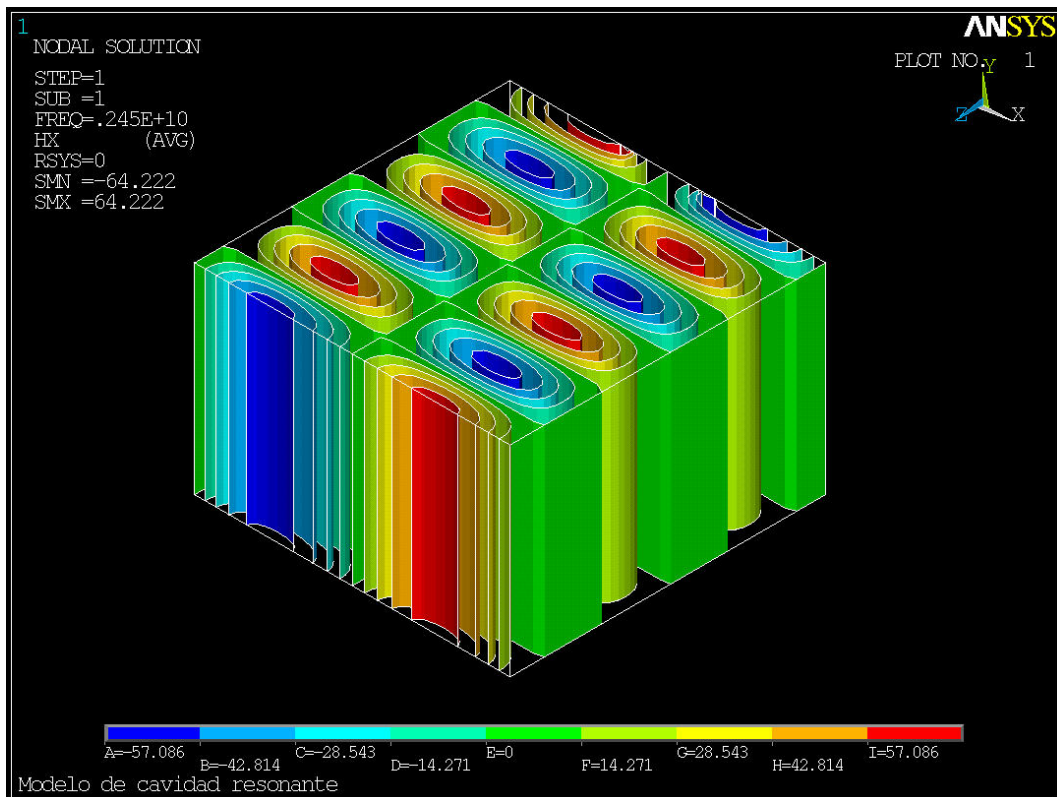


Fuente: autores.

En la figura 61, se muestra la distribución de la componente imaginaria del campo eléctrico en dirección “y”, en el interior de la cavidad formada por la guía de onda cortocircuitada e iris. La magnitud del campo imaginario es pequeña comparada con la encontrada para la componente real ( $< 0,1$ ), razón por la cual, se considera que no influye sobre el campo total y su estudio no es incluido.

En la figura 62, se puede observar el patrón de la componente real de campo magnético en dirección “x”, en el interior de la cavidad resonante

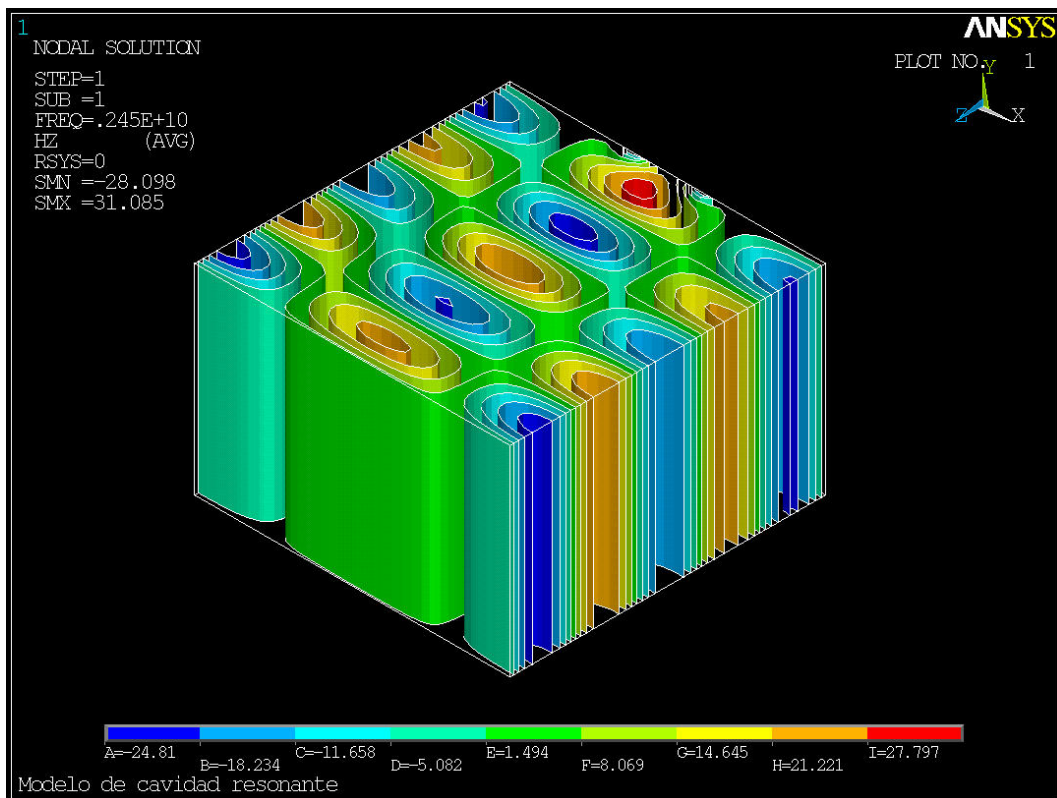
**Figura 62.** Distribución de campo magnético en dirección “x”, en el interior del modelo de cavidad resonante.



Fuente: autores.

La figura 63, muestra la distribución de campo magnético en dirección “z” de la componente real. Las componentes imaginarias del campo magnético no se estudian porque la relación con respecto a las componentes reales son pequeñas ( $< 0,1$ ).

**Figura 63.** Distribución de campo magnético en dirección “z”, en el interior del modelo de cavidad resonante.



Fuente: autores.

La distribución de campo electromagnético en el interior de la cavidad resonante, formada por una guía de onda cortocircuitada y un iris acoplado, es similar al encontrado para un paralelepípedo resonante, estudiado el segundo capítulo; la similitud en la distribución de los campos se encuentra

comparando los resultados obtenidos aquí con los de la figura 25, 28 y 34 del segundo capítulo.

Se nota una pequeña distorsión de los campos electromagnéticos, en los alrededores del iris, debido a los efectos de borde.

La magnitud de los campos, encontradas en el segundo capítulo se encuentran normalizadas, con respecto al campo eléctrico en dirección “y”. La magnitud de los campos en el interior del modelo de cavidad aumenta considerablemente con respecto al valor de las magnitudes de los campos de la fuente.

La amplificación de los campos electromagnéticos en el interior de la cavidad resonante es una de las características de almacenamiento de energía. Una forma de medir la cantidad de energía almacenada en el interior de la cavidad resonante es utilizando el factor de calidad (Q):

$$Q = \omega \cdot \frac{\text{Energía almacenada}}{\text{Potencia disipada}}$$

Determinar el factor de calidad en el interior de la cavidad resonante no es una tarea fácil. Para determinar el factor de calidad de la cavidad ideal en estudio se utiliza el comando *QFACT* en el software EMAG. Este parámetro se determina al ejecutar la simulación de la cavidad resonante ideal. El factor de calidad es finito si el material de las paredes tiene pérdidas, de lo contrario el factor de calidad es infinito.

Para el modo de resonancia  $TE_{205}$ , y paredes con conductividad de  $3,96 \cdot 10^7$  S/m, la cavidad resonante tiene un factor de calidad igual a 5 7831,3671 (obtenido a partir de la simulación). Con base en este valor y teniendo en

cuenta que el puerto proporciona una potencia de 44,051 W, y que en el mejor de los casos esta potencia es absorbida por completo por la cavidad, entonces es de esperar que las amplitudes de los campos aumenten en 72,944, esta es la ganancia de los componentes del campo en el interior de la cavidad resonante.

En el modelo de cavidad en estudio, la ganancia calculada no se obtiene debido a que el iris tiene asociado además de una inductancia una resistencia que no permite que toda la potencia sea absorbida completamente por la cavidad. Además como no hay un acople perfecto ( $|S_{11}| \neq 0$ ) la potencia suministrada al modelo completo no corresponde a la entregada por la fuente.

La razón de la magnitud del campo eléctrico máximo en dirección “y” con la de campo magnético en dirección “x” ( $E_y/H_x$ ), para la cavidad resonante ideal estudiada en el segundo capítulo es igual a: 419,2872  $\Omega$ . En el modelo estudiado, esta relación tiene un valor de 412,6  $\Omega$ ; el error porcentual entre estos dos valores es de 1,6%, lo que corrobora que los resultados obtenidos, están acorde con los de la cavidad ideal.

La ganancia de los campos en el interior de la cavidad se puede determinar comparando la magnitud máxima del campo magnético en dirección ‘z’ radiada por la fuente y la magnitud del campo magnético máxima generada en el interior de la cavidad resonante; este resultado es igual a 29.6. Los campos en el interior de la cavidad se incrementan en 29.6 con respecto a las magnitudes máximas de los campos excitados por la fuente. La ganancia determinada con respecto a la obtenida de la cavidad resonante ideal, es mucho menor, y se debe a la apertura del iris y que la potencia no es suministrada directamente a la cavidad (parte es consumida por la resistencia que tiene asociado el iris).

Ya determinado y validado el modelo de cavidad resonante, queda por definir el modelo dieléctrico del pavimento, que será insertado luego en el modelo de cavidad resonante, para estudiar el cambio de distribución de los campos, debido a su presencia.

### **4.3 MODELO DE PAVIMENTO**

El pavimento es una mezcla asfáltica compuesta de cuatro elementos principalmente: aire, asfalto, agregado y agua [A1].

La definición del pavimento indica que este tipo de material no es homogéneo, y es posible que algunos de sus componentes sean no lineales o anisotrópicos.

Para facilitar la comprensión del fenómeno de calentamiento de una muestra del pavimento, se plantea que el modelo de esta sea lineal, isotrópico y además que la mezcla sea tratada como un material homogéneo; para lograr esta última condición se utiliza el artículo *Dielectric mixture model for asphalt-aggregate mixtures*, Journal of microwave power and electromagnetic [A.1].

Frecuentemente las permitividades dieléctricas de cada uno de los elementos constituyentes de una mezcla, son conocidas, pero la permitividad de la mezcla final no.

El propósito del artículo escrito por P. Subedi y I. Chatterjee es predecir de forma acertada la permitividad de una mezcla conociendo las propiedades dieléctricas y las fracciones de volumen de cada uno de los constituyentes.

Por esa razón se han escogido las ecuaciones planteadas por ellos para realizar el modelo del asfalto que se utilizará en este trabajo de grado.

El modelo de Permitividad fue desarrollado basado en observaciones experimentales y está compuesto por dos partes. Una de ellas es la intrínseca, la cuál es proporcional al volumen de los constituyentes y la otra parte tiene que ver con la interacción de los diferentes materiales entre si.

El modelo de permitividad de la mezcla dieléctrica es dado por: [A1]

$$\varepsilon' = \sum_{i=1}^n v_i \varepsilon'_i + \left\{ \begin{array}{l} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n v_i v_j (\varepsilon'_i - \varepsilon'_j) \rightarrow \varepsilon'_i > \varepsilon'_j \\ \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n v_i v_j (\varepsilon'_j - \varepsilon'_i) \rightarrow \varepsilon'_j > \varepsilon'_i \end{array} \right\} \quad (2)$$

Donde:

$v$  = Fracción de volumen del i-ésimo constituyente

$\varepsilon'_i, \varepsilon'_j$  = Permitividad dieléctrica relativa del i-ésimo y j-ésimo constituyente, respectivamente.

$n$  = Número de constituyentes de la mezcla.

Los datos de las fracciones volumétricas de cada constituyente y sus correspondientes permitividades se tomaron de la tabla 1 del artículo de P.Subedi y I. Chatterjee, tabla 13:

**Tabla 13.** Permitividad dieléctrica de la mezcla de asfalto agregado según el artículo de P.Subedi e I. Chatterjee.

TABLA 1					
Permitividad dieléctrica de la mezcla Asfalto-agregado utilizando la ecuación 1 y valores medidos experimentalmente ( $n=4$ , $\epsilon'_1 = 1.0$ , $\epsilon'_2 = 3.23$ , $\epsilon'_3 = 3.32$ , $\epsilon'_4 = 80$ ), Densidad de la muestra seca: 2.03g/cc.					
$V_1$	$V_2$	$V_3$	$V_4$	Medido	Ec. 1.
0.07	0.19	0.74	0	3.31	3.30
0.0601	0.19	0.75	0.0099	4.98	4.82
0.0554	0.19	0.74	0.0146	5.61	5.53
0.0544	0.19	0.74	0.0156	5.52	5.68
0.0534	0.19	0.74	0.0166	5.83	5.83
0.0521	0.19	0.74	0.0179	5.87	6.03
0.0519	0.19	0.74	0.0181	5.92	6.06
0.0477	0.19	0.74	0.0223	6.84	6.69
0.0464	0.19	0.74	0.0236	7.01	6.89
0.0459	0.19	0.74	0.0241	7.02	6.96
0.0456	0.19	0.74	0.0244	7.08	7.01
0.0404	0.19	0.74	0.0296	7.88	7.78
0.0385	0.19	0.74	0.0315	8.02	8.07
0.0347	0.19	0.74	0.0353	8.42	8.63

Fuente: [A1]

donde:  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$ , y  $V_4$  son los volúmenes del aire, asfalto, agregado y agua, respectivamente.

El asfalto utilizado en las mediciones presentadas en el artículo referencia fue el RTFO1 130.

Los valores de permitividad medidos fueron promediados a frecuencias entre los 250 MHz y 3 GHz ya que no varía en este rango. Las medidas se hicieron a temperatura ambiente.

La permitividad relativa de la mezcla dieléctrica se tomó en 5.83 F/m (fila sombreada de la tabla 13). El criterio para la elección de este valor fue el error de 0% que se presentó entre la medición en laboratorio, de la permitividad, y el calculado con la ecuación 1. Para esta permitividad, se tiene que la cantidad de aire sobrepasa a la cantidad de agua en 3.22 veces para esta mezcla.

Se calcularán los valores de permeabilidad y resistividad del modelo de pavimento, utilizando la ecuación 2.

Los cuatro componentes de la mezcla son materiales diamagnéticos [1], [3],[12], al utilizar la ecuación 2 (reemplazando permitividad relativa por permeabilidad relativa), para determinar un valor de permeabilidad total de la mezcla, se obtiene que es igual a la unidad.

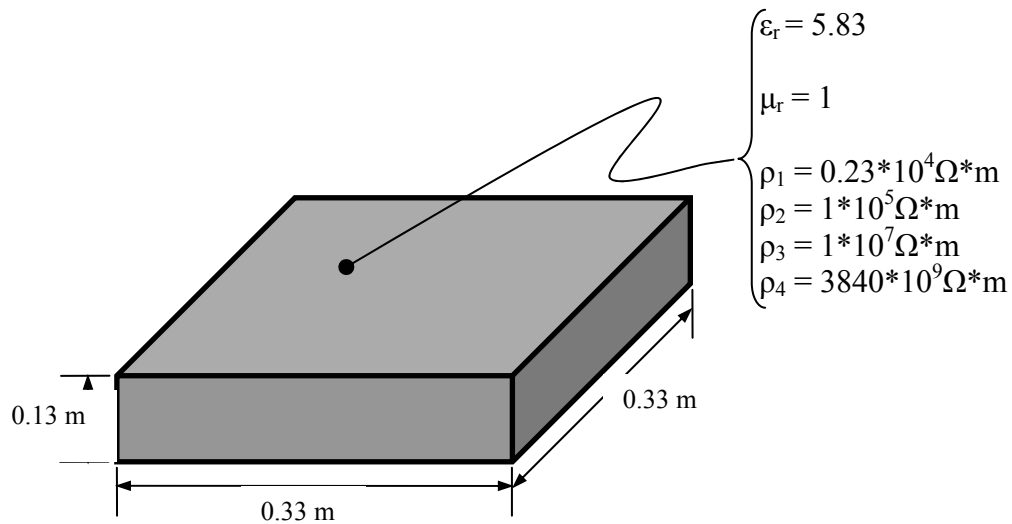
La resistividad del asfalto se toma de  $10^{13} \Omega\text{m}$  [11]; la resistividad del agua es igual a  $100 \Omega\text{m}$  [3] y la resistividad del agregado (se toma el valor del silicio), es de  $0.23 \cdot 10^4 \Omega\text{m}$  [3]. La resistividad del aire no se encuentra tabulada, y debido a que su valor es alto se toma igual al del asfalto que corresponde al valor de más alta resistividad de la mezcla.

Utilizando los valores anotados de resistividad para cada componente de la mezcla y reemplazándolos en la ecuación de 2 (en lugar de la permitividad) se obtiene que el valor de resistividad de la mezcla homogénea es igual a  $3840 \cdot 10^9 \Omega\text{m}$ . Este es un valor de resistividad estimado, y no hay ningún valor experimental (en la literatura) que lo sustente. Teniendo en cuenta que la mayor parte de la mezcla esta constituida por agregado, es posible asegurar que la resistividad de la mezcla tenga un valor más pequeño que el calculado.

Para determinar los efectos de la variación de la resistividad de la muestra, y teniendo en cuenta de que no existe un valor estimado que lo sustente, se utilizan cuatro valores diferentes de esta,  $0.23 \cdot 10^4 \Omega \cdot m$ ,  $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ ,  $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot m$  y  $3840 \cdot 10^9 \Omega \cdot m$ .

La geometría del modelo del pavimento, junto con las constantes dieléctricas que lo caracterizan se observan en la figura 64.

**Figura 64.** Modelo geométrico y propiedades de la mezcla de pavimento.



Fuente: autores.

La geometría utilizada por la muestra es tal que permite que se ocupe completamente la región de la cara inferior del modelo de cavidad resonante. El grosor del pavimento se toma de una muestra de laboratorio.

La interacción de los campos electromagnéticos al ubicar la muestra en el interior de la cavidad se tratará a continuación.

#### 4.4 INTERACCIÓN DIELECTRICO MICROONDAS.

Para estudiar el efecto en la distribución de los campos electromagnéticos en el interior de la cavidad resonante (figura 59) al introducir una muestra de pavimento (figura 64), se realiza la simulación de estos dos modelos, con las condiciones previamente enunciadas para cada uno de ellos.

Como no se definió un único valor de resistividad, se realizará una simulación para cada valor de esta.

Los parámetros generales de la simulación son los siguientes:

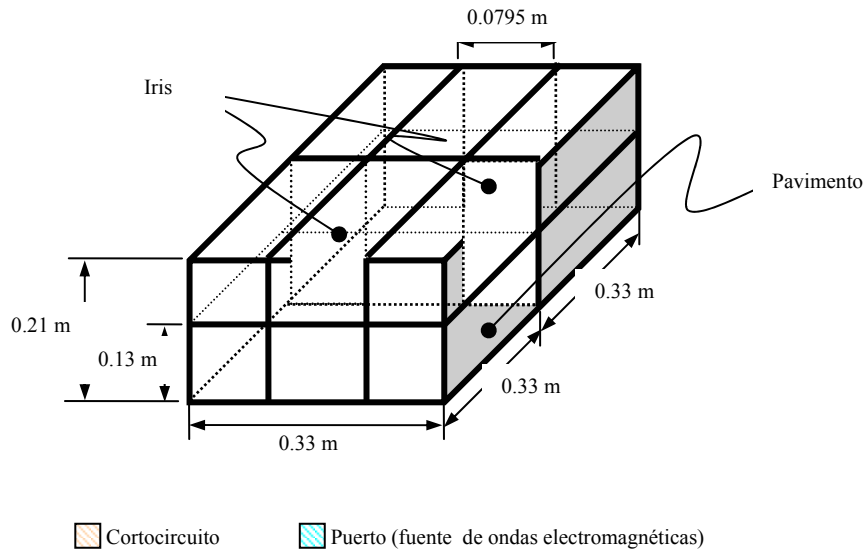
- El modelo es similar al de la figura 59, pero adicionalmente se introduce el modelo del pavimento (figura 64) con las dimensiones previamente anotadas. Las caras de la guía de onda y la cavidad resonante (incluyendo al iris), se marcan como condición de frontera PEC y se aplica un valor de conductividad igual a  $3.96 \cdot 10^7$  S/m. La fuente utilizada es de tipo  $TE_{20}$ , externa, de tipo impedancia [ver anexo B]. La amplitud del campo magnético de la fuente en dirección 'z' es de 5 A/m o equivalente a una potencia de 1101,275 W. El valor de la impedancia asociada con la fuente es de igual valor que la impedancia característica de la guía de onda. Para definir correctamente los diferentes materiales que componen el modelo y para facilitar el enmallado, éste se construye con 12 paralelepípedos que son pegados entre si para crear el modelo completo de cavidad-guía de onda-pavimento, figura 65.
- El material del pavimento tiene las siguientes propiedades electromagnéticas  $\mu_r = 1$ ,  $\epsilon_r = 5.83$  y  $\rho = 0.23 \Omega \cdot m$ ,  $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ ,  $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot m$  y  $3840 \cdot 10^9 \Omega \cdot m$  (cada uno de estos valores corresponden a

diferentes simulaciones). El material exterior al pavimento es el espacio libre con las siguientes propiedades:  $\mu_r = 1$ ,  $\epsilon_r = 1$ , no se considera valor de resistividad.

- El elemento utilizado para la simulación es el HF120, adecuado para evitar las soluciones espurias [A3], [8], [anexo A]. El tipo de elemento seleccionado es de primer orden.
- El enmallado se realiza dividiendo las líneas de los bordes del modelo de tal forma que se tengan 33 elementos en dirección “x”, 110 en “z”, y 21 elementos en dirección “y”, para obtener 76 230 elementos que conforman el volumen del modelo; así se garantizan 20 elementos por longitud de onda en direcciones “z”, y 12 en dirección “y” y “x”, aproximadamente (como mínimo deben existir 10 elementos por longitud de onda, condición impuesta por el software para obtener resultados coherentes); el enmallado se realiza con hexaedros (forma de los elementos seleccionados) [anexo A].
- La herramienta utilizada para resolver la simulación es el *Incomplete Cholesky Conjugate Gradient* (ICCG), con una tolerancia de  $10^{-10}$  [anexo B]; el análisis utilizado es de tipo armónico a 2 450 MHz. El ICCG es utilizado en esta ocasión debido a su buen desempeño en cuanto a precisión de resultados, su bajo consumo de recursos y tiempo de simulación.

El tiempo empleado para cada simulación es de 442 minutos.

**Figura 65.** Geometría y cargas utilizadas en la simulación del modelo de cavidad resonante alimentada por una guía de onda y con pavimento en su interior.



Fuente: autores.

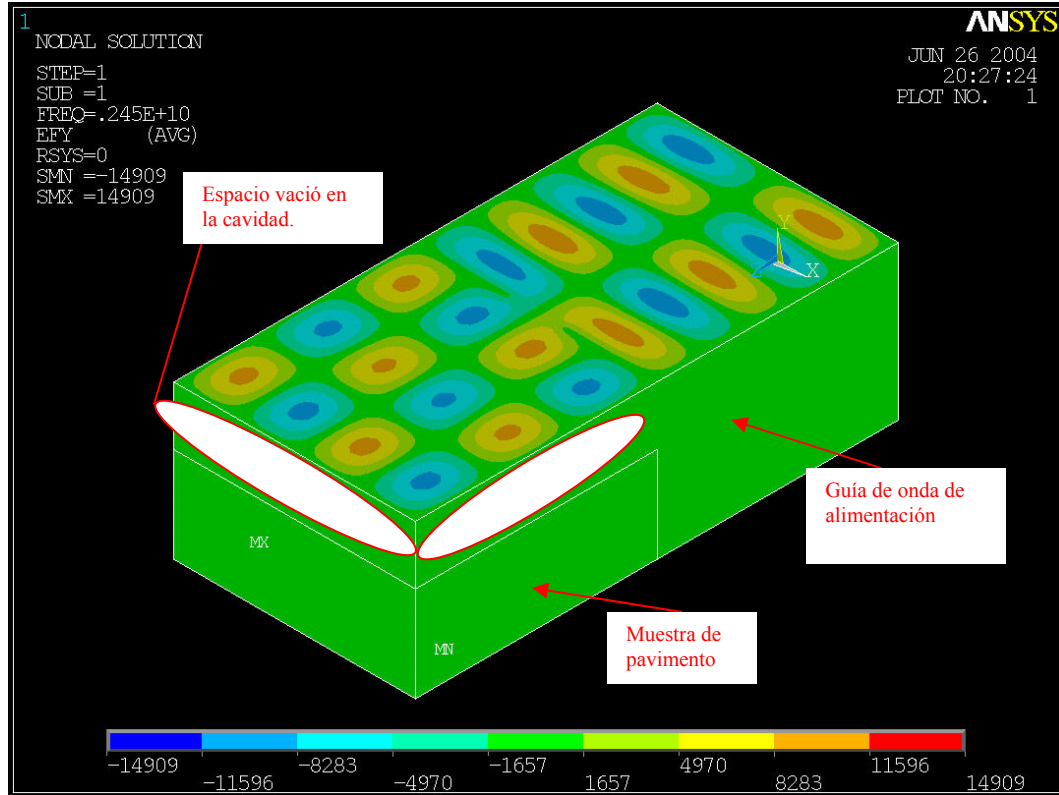
Los resultados obtenidos de las simulaciones, dentro y fuera de la muestra de pavimento, son clasificados de acuerdo al valor de resistividad.

#### 4.4.1 MUESTRA DE PAVIMENTO CON RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DE $0.23 \cdot 10^4 \Omega \cdot m$ .

En la figura 66 se observa el campo eléctrico en el conjunto cavidad resonante, guía de onda y muestra de pavimento.

La figura 66 deja a la vista el cambio de distribución de campo electromagnético en el interior de la cavidad, con respecto a las obtenidas para la cavidad sin la muestra de pavimento en su interior (figuras 61 a 63).

**Figura 66.** Isocontornos del campo eléctrico imaginario en el interior de la cavidad resonante con pavimento en su interior (vista isométrica).

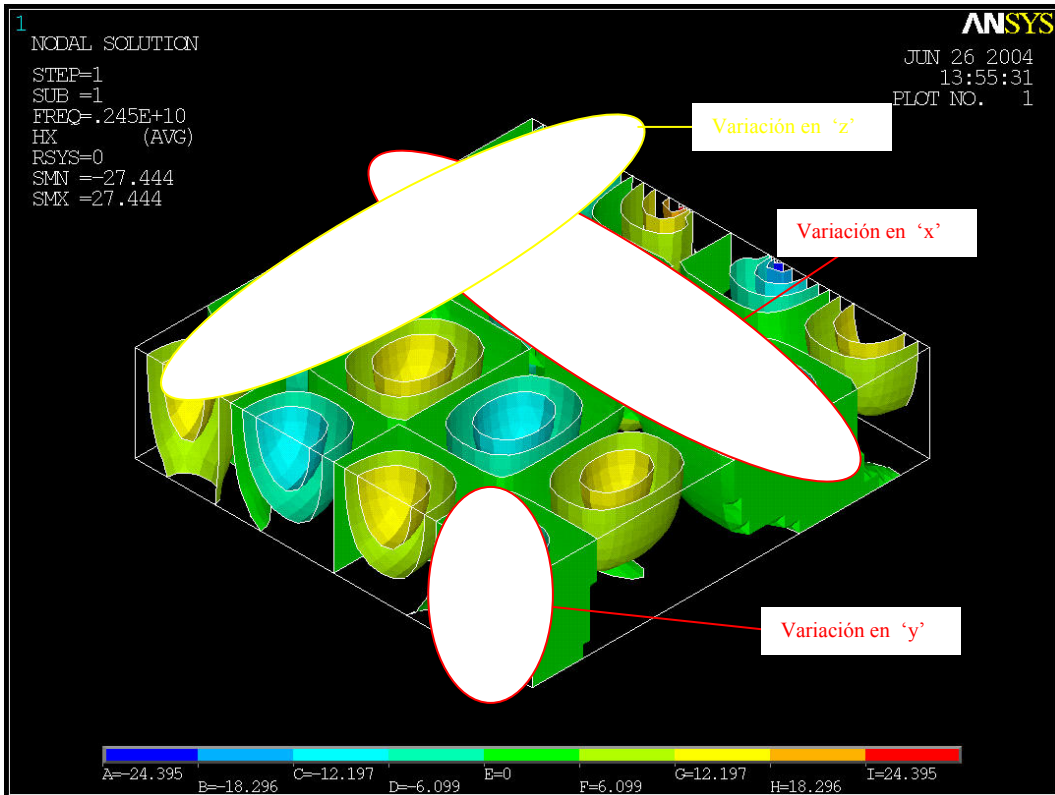


Fuente: autores.

A partir de la figura 66 no se pueden observar detalles de la distribución de los campos en el interior y exterior de la muestra de pavimento; para facilitar este análisis se extraen la muestra de pavimento y el espacio que queda vacío dentro de la cavidad resonante, después de realizar la simulación del modelo completo.

La distribución de campo magnético en dirección “x”, en el espacio vacío dentro de la cavidad (espacio no ocupado por la muestra de pavimento), se muestra en la figura 67.

**Figura 67.** Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección “x”, en el espacio vacío, dentro de la cavidad (vista isométrica).

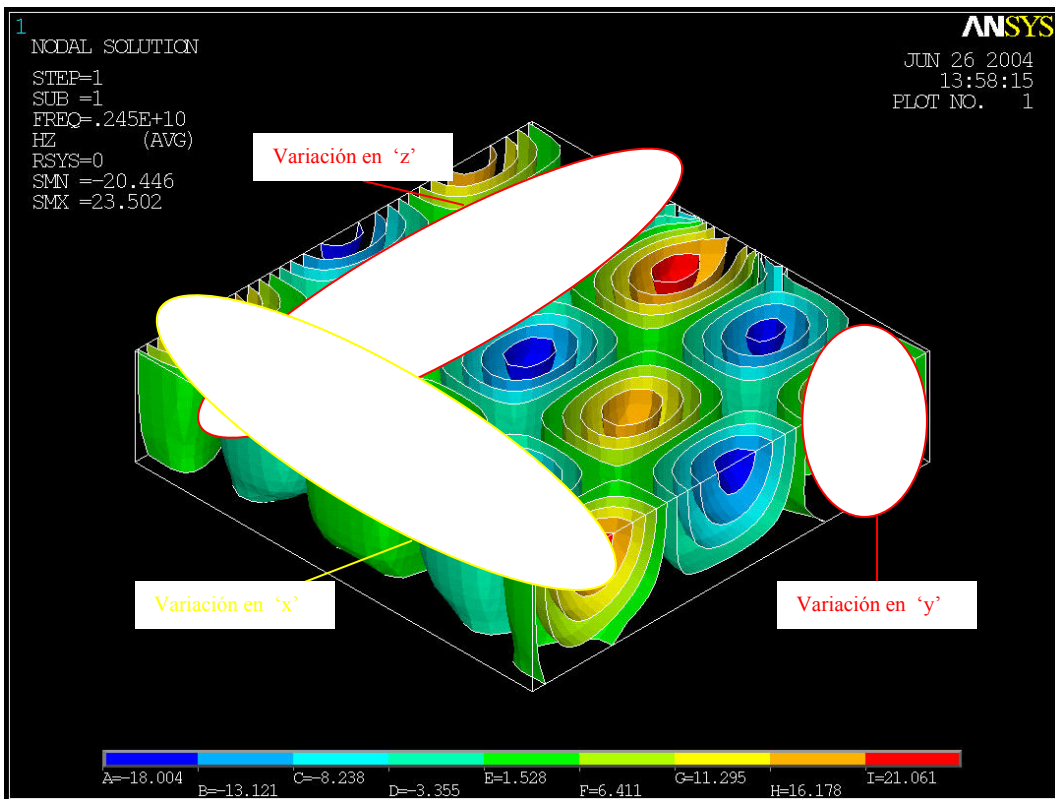


Fuente: autores.

En la figura 67 se observa que el patrón de campo no es del tipo  $TE_{205}$ , como se había encontrado para la cavidad sin la muestra de pavimento en su interior. En esta figura, se puede identificar un patrón que no obedece a los modos resonantes tratados hasta el momento. El campo varía con las tres componentes espaciales. De acuerdo con la distribución que se observa es posible asegurar que existe campo estacionario en direcciones “x” y “z”, entonces es posible calcular las constantes de propagación en estas direcciones si se tiene en cuenta que hay cuatro medias longitudes de onda estacionaria en dirección “x” y tres medias longitudes de onda en dirección

“z”. En dirección “y”, se tiene la presencia de un cuarto de longitud de onda estacionaria. En la figura también se observa que las condiciones de frontera sobre las caras conductoras se satisfacen para la componente  $H_x$ .

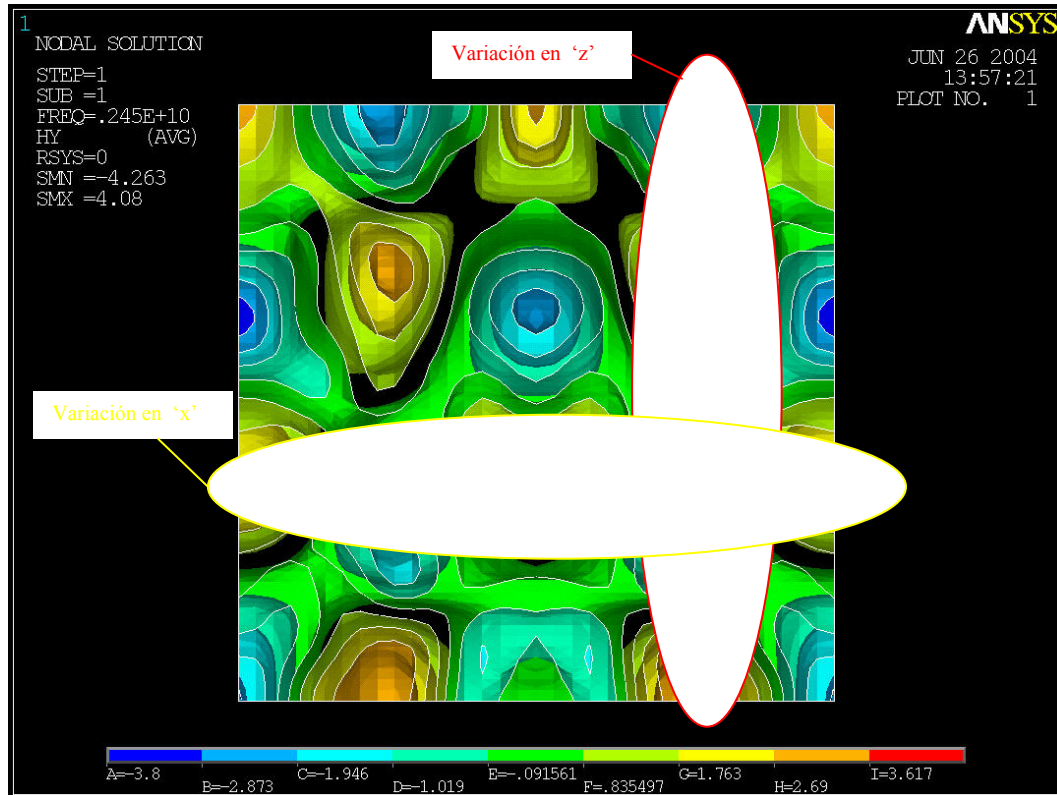
**Figura 68.** Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección “z”, en el espacio vacío, dentro de la cavidad (vista isométrica).



Fuente: autores.

En la figura 68 se pueden observar las características similares que tiene el campo magnético en dirección “z” con las observadas para el campo magnético imaginario en dirección “x”

**Figura 69.** Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección “y”, en el espacio vacío, dentro de la cavidad (vista inferior).

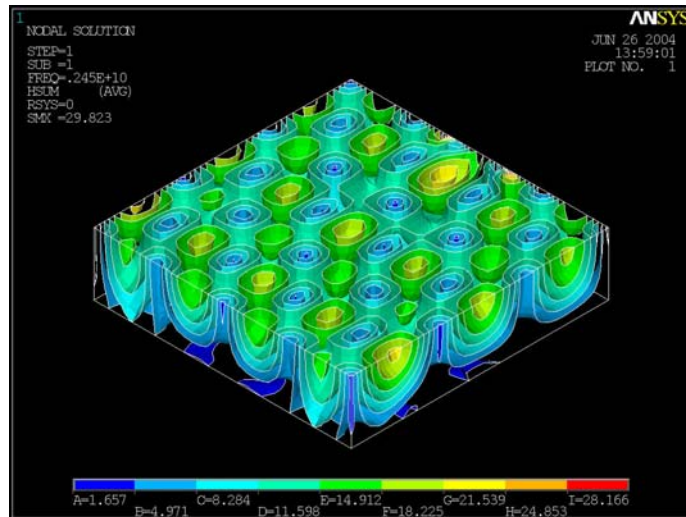


Fuente: autores.

En la figura 69 se observa la componente de campo  $H_y$ . Esta componente aparece como consecuencia del cambio de frontera impuesto por la muestra de pavimento en el interior de la cavidad resonante. Según la figura, la distribución de los campos para esta componente tiene una forma distorsionada con respecto a los encontrados para las componentes  $H_x$  y  $H_z$ .

A pesar de la existencia del la componente  $H_y$ , la contribución de esta al campo magnético total es pequeña. Esto se puede observar a partir distribución del campo magnético total en cualquiera de las componentes (real o imaginaria), figura 70.

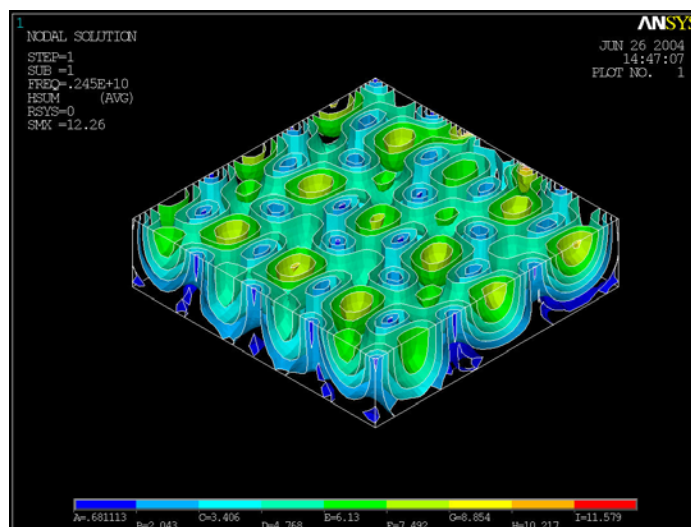
**Figura 70.** Isosuperficies de la componente imaginaria de campo magnético total, en el espacio vacío de la cavidad (vista isométrica).



Fuente: autores.

Estas características también se observan para la componente real de campo magnético. Figura 71.

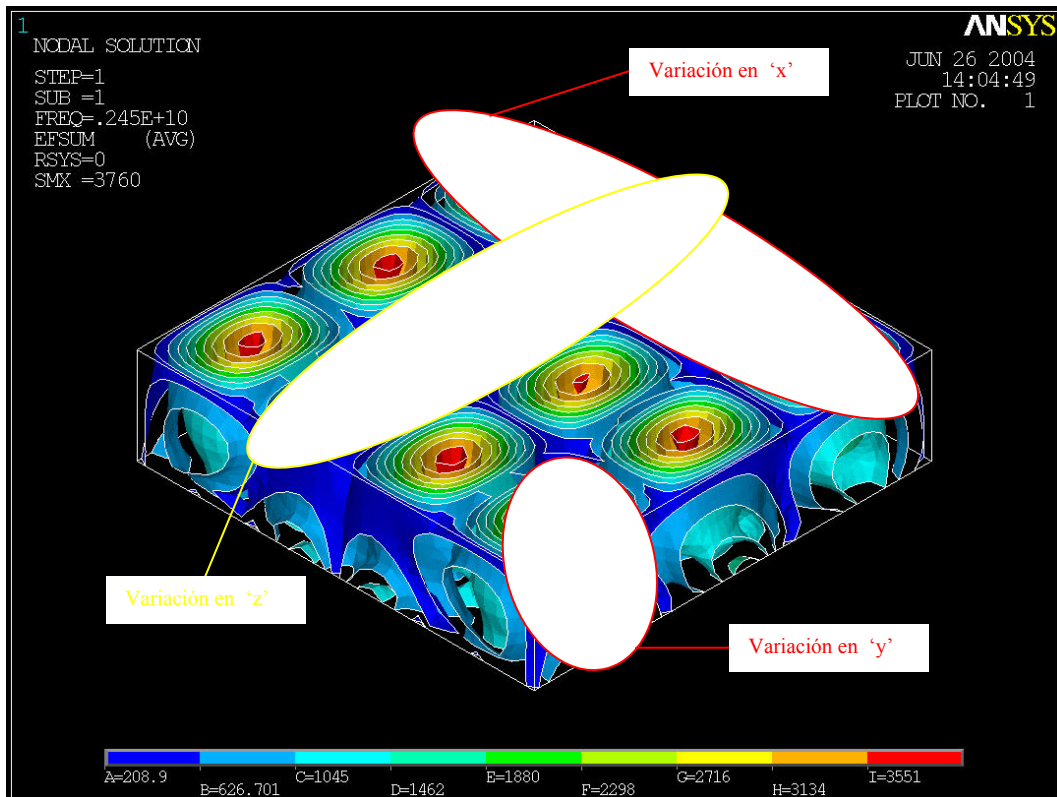
**Figura 71.** Isosuperficies de la componente real de campo magnético total, en el espacio vacío de la cavidad (vista isométrica).



Fuente: autores.

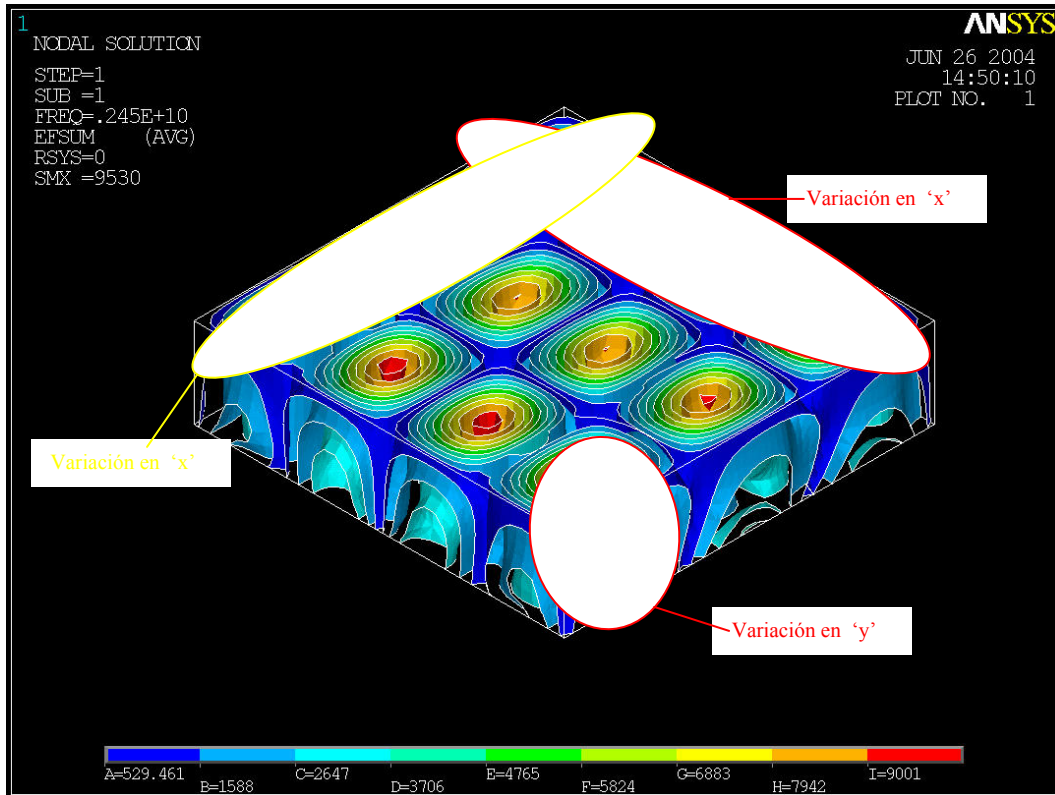
En el interior del espacio vacío de la cavidad, la componente de campo eléctrico de mayor amplitud es  $E_y$ . Las componentes  $E_x$  y  $E_z$  tienen magnitudes pequeñas con respecto a la componente  $E_y$ , por lo tanto el campo eléctrico total tiene aproximadamente la forma y magnitud de  $E_y$ ; esta característica se da para la componente imaginaria y real, figuras 72 y 73, respectivamente.

**Figura 72.** Isosuperficies de la componente imaginaria de campo eléctrico total, en el espacio vacío de la cavidad (vista isométrica).



Fuente: autores.

**Figura 73.** Isosuperficies de la componente real de campo magnético total, en el espacio vacío de la cavidad (vista isométrica).

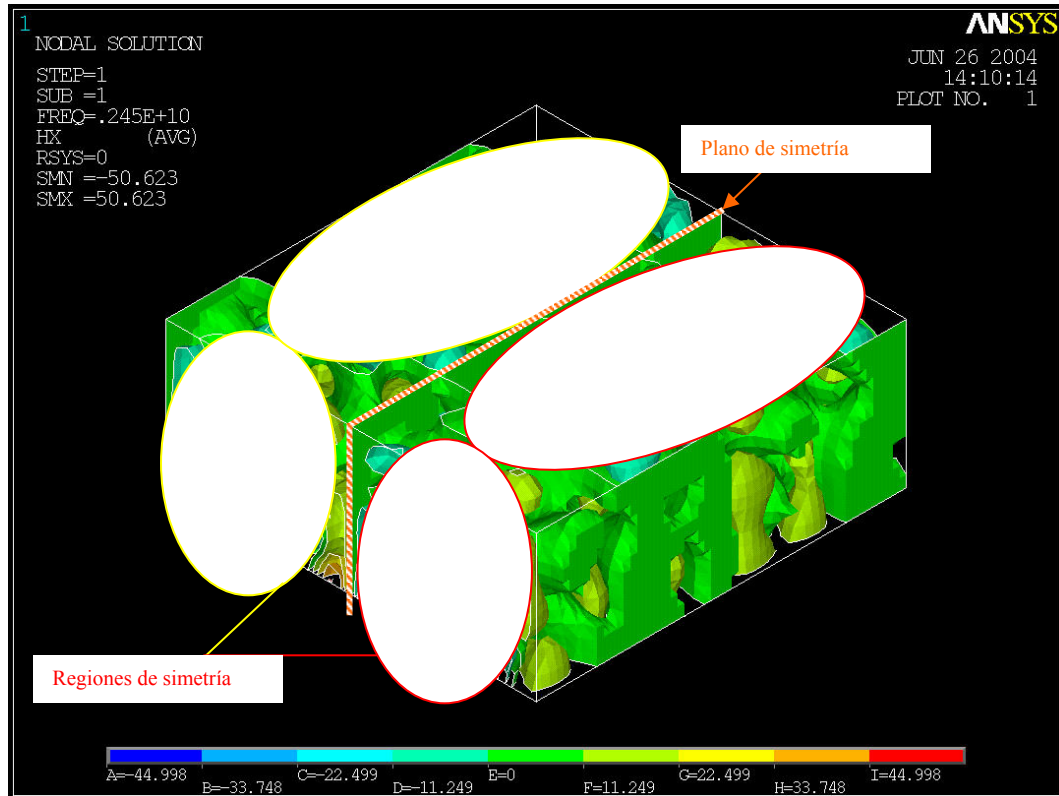


Fuente: autores.

Las características de estacionaridad explicadas para los campos magnéticos se puede también observar en las figuras 72 y 73.

En el interior de la muestra los campos no tienen un patrón común (como los modos estudiados en el segundo capítulo). Una particularidad de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento, es que presentan simetría con respecto a un plano geométrico que atraviesa por el centro, tal como se ilustra en la figura 74, para la componente imaginaria de campo magnético en dirección "x".

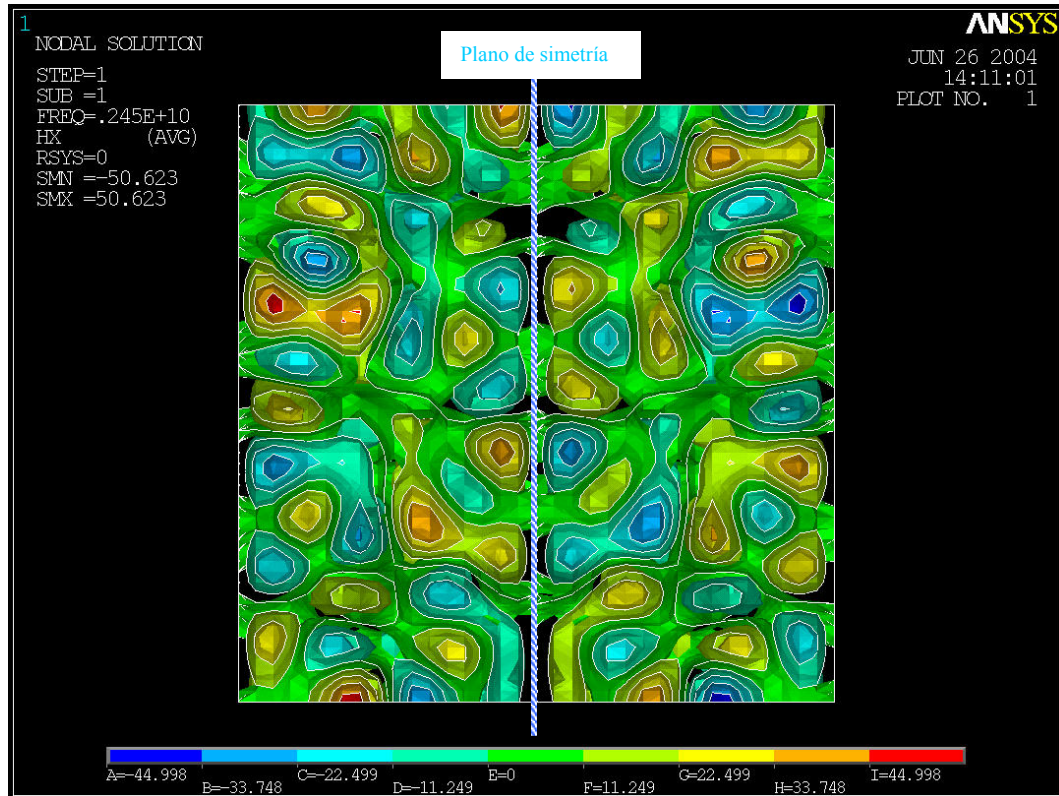
**Figura 74.** Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección “x”, en el interior de la muestra de pavimento (vista isométrica).



Fuente: autores.

Para ver más detalles de la distribución de los campos en el interior de la muestra de pavimento y observar con claridad el plano de simetría, se toma la vista inferior de la figura 75.

**Figura 75.** Isosuperficies del campo magnético imaginario en dirección “x”, en el interior de la muestra de pavimento (vista inferior).



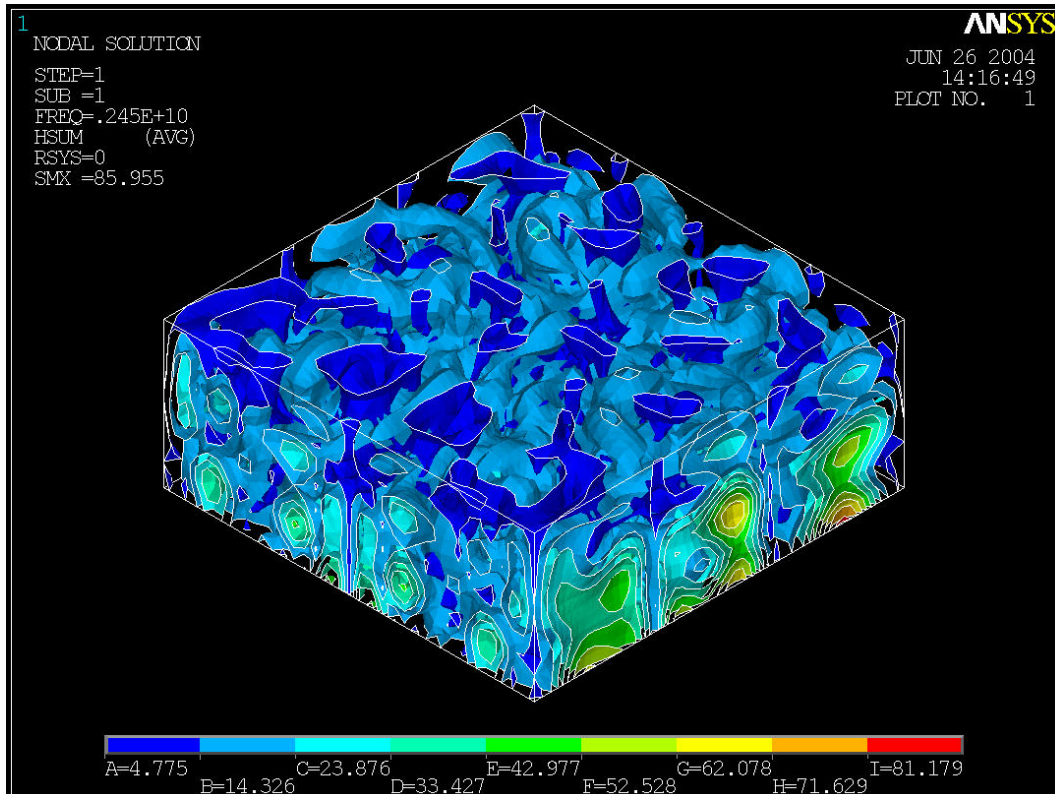
Fuente: autores.

Este plano de simetría se extiende hasta el espacio vacío de la cavidad, tal como se puede apreciar en las figuras 67 y 68 para el campo magnético.

Para evitar seguir realizando análisis particulares y verificar los efectos globales de los campos eléctricos y magnéticos en el interior de la muestra de pavimento se realizará, detalladamente, el análisis de los campos magnético y eléctrico totales.

En la figura 76 se muestra la componente imaginaria del campo magnético total en el interior de la muestra de pavimento.

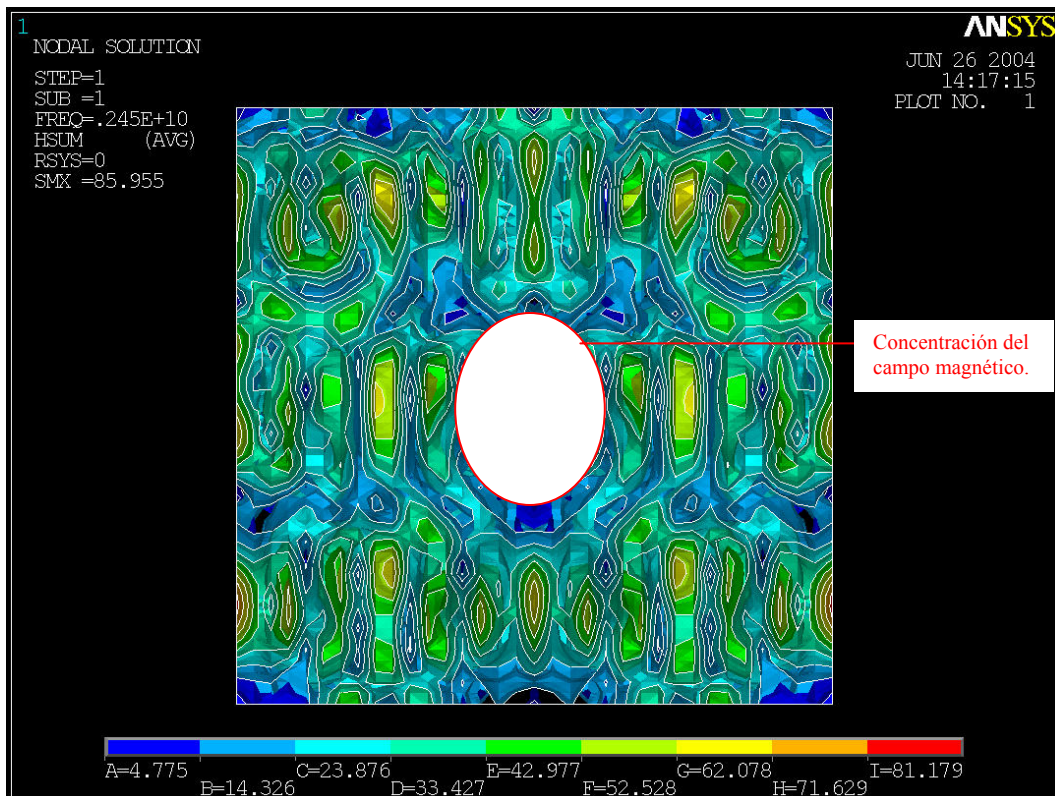
**Figura 76.** Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el interior de la muestra de pavimento (vista isométrica).



Fuente: autores.

La figura 76 muestra que en la superficie superior de la muestra no hay casi interacción del campo magnético. Las caras laterales de la muestra no tienen interacción con el campo magnético.

**Figura 77.** Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el interior de la muestra de pavimento (vista isométrica).



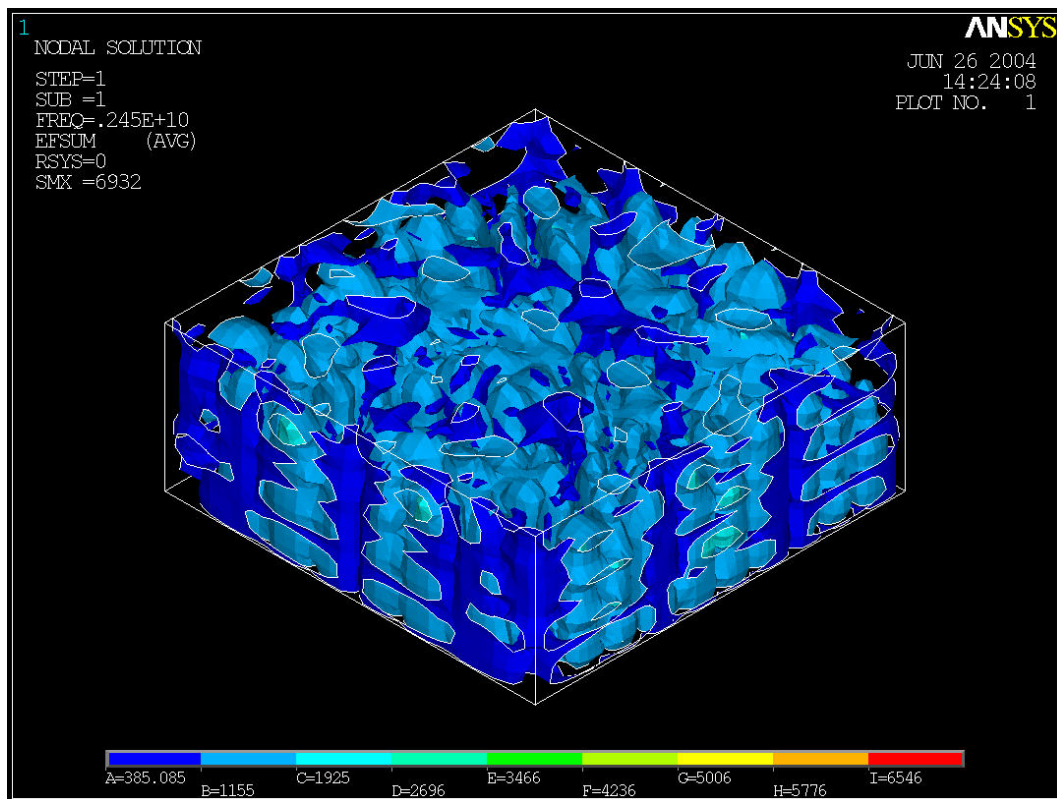
Fuente: autores.

En la figura 77 se puede observar que el campo magnético concentra su interacción sobre esta cara y más específicamente hacia el centro geométrico de la muestra de pavimento.

Igual conclusiones se obtiene de la interacción del la componente real del campo magnético total.

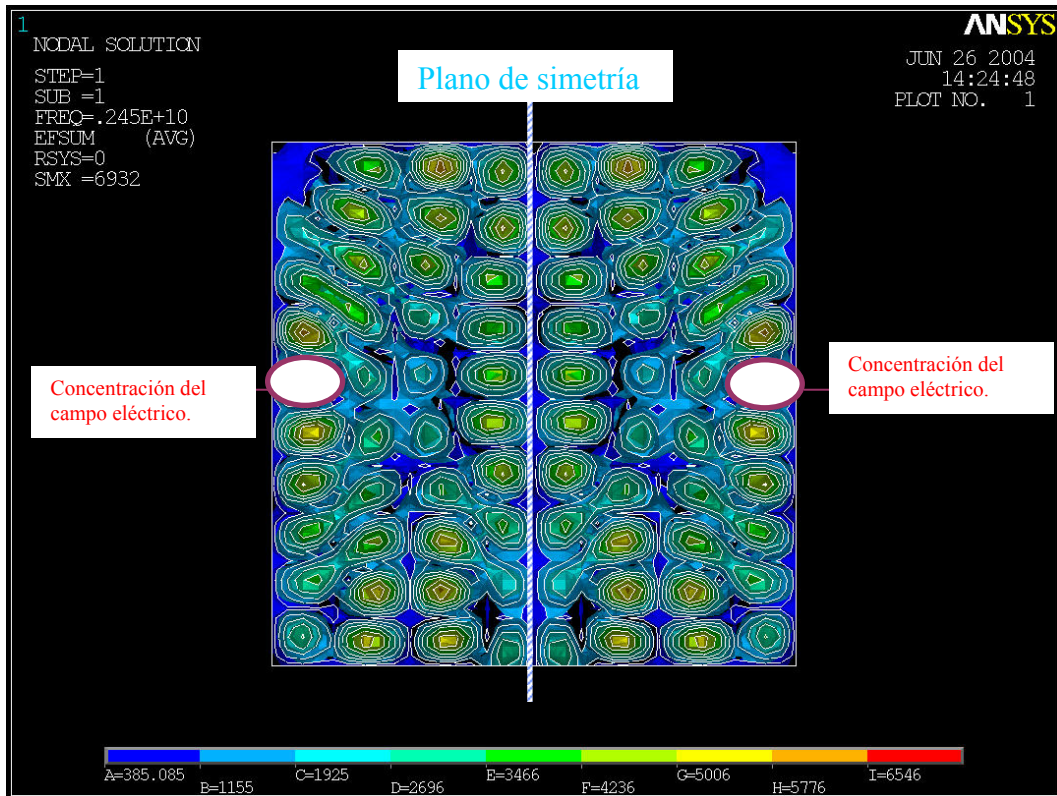
La figura 78 muestra que no hay influencia del campo eléctrico en las caras laterales y en la cara superior, y para ser más precisos existe una pequeña distancia a partir de estas superficies para la cual comienza la aparición de campo eléctrico. Sobre la cara inferior se concentran los valores máximos del campo eléctrico, tal como lo muestra la figura 79.

**Figura 78.** Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el interior de la muestra de pavimento (vista isométrica).



Fuente: autores.

**Figura 79.** Isosuperficies de la componente imaginaria del campo eléctrico total, en el interior de la muestra de pavimento (vista inferior).



Fuente: autores.

Las amplitudes máximas de los campos dentro y fuera de la muestra de pavimento se encuentran respectivamente anotadas en las tablas 14 y 15.

**Tabla 14.** Magnitud de los campos electromagnéticos en el exterior de la muestra de pavimento con resistividad igual a  $0.23 \cdot 10^4 \Omega \cdot m$ .

Componente de campo	Magnitud de la componente imaginaria	Magnitud de la componente real
$H_X$	27,444 A/m	11,548 A/m
$H_Y$	4,263 A/m	1,536 A/m
$H_Z$	20,446 A/m	8,997 A/m
$H_{Total}$	29,826 A/m	12,26 A/m
$E_X$	1 668 V/m	4 006 V/m
$E_Y$	3 760 V/m	9 530 V/m
$E_Z$	1 538 V/m	4 646 V/m
$E_{Total}$	3 760 V/m	9 530 V/m

Fuente: autores.

**Tabla 15.** Magnitud de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento con resistividad igual a  $0.23 \cdot 10^4 \Omega \cdot m$ .

Componente de campo	Magnitud de la componente imaginaria	Magnitud de la componente real
$H_X$	50,623 A/m	35,22 A/m
$H_Y$	6,294 A/m	3,866 A/m
$H_Z$	85,955 A/m	30,712 A/m
$H_{Total}$	85,955 A/m	32,225 A/m
$E_X$	1 750 V/m	4 006 V/m
$E_Y$	6 901 V/m	1 5019 V/m
$E_Z$	1 817 V/m	4 646 V/m
$E_{Total}$	6 932 V/m	1 521 V/m

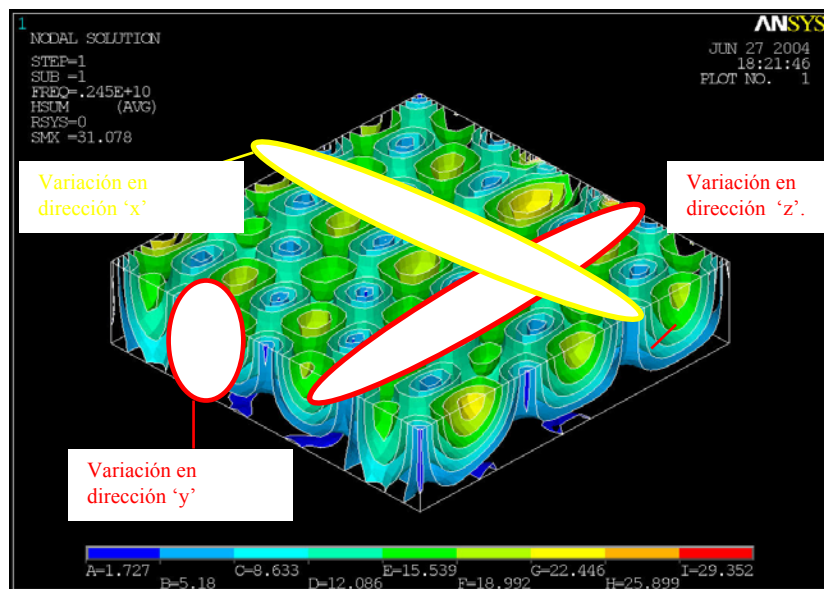
Fuente: autores.

Comparando las magnitudes de las tablas 14 y 15 se encuentra que existe mayor amplitud de campo electromagnético en el interior de la muestra de pavimento que en el exterior de la misma.

#### 4.4.2 MUESTRA DE PAVIMENTO CON RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DE $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ .

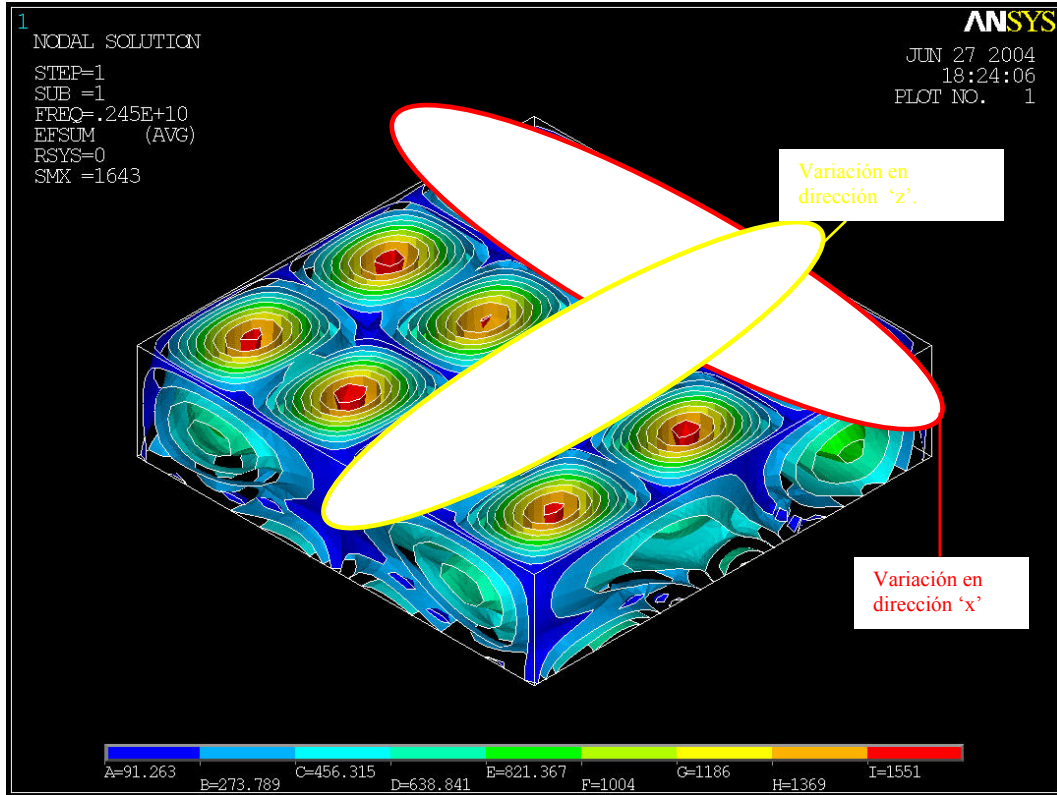
El estudio de la distribución de campo magnético y eléctrico se puede realizar a partir del campo total para cada una de éstas. Las propiedades enunciadas en el ítem anterior siguen manteniéndose, tal como se puede observar en las figuras 80 y 81 para el campo en el exterior de muestra de pavimento y, 82 y 83 para el campo electromagnético en el interior de la muestra.

**Figura 80.** Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el exterior de la muestra de pavimento (vista isométrica).



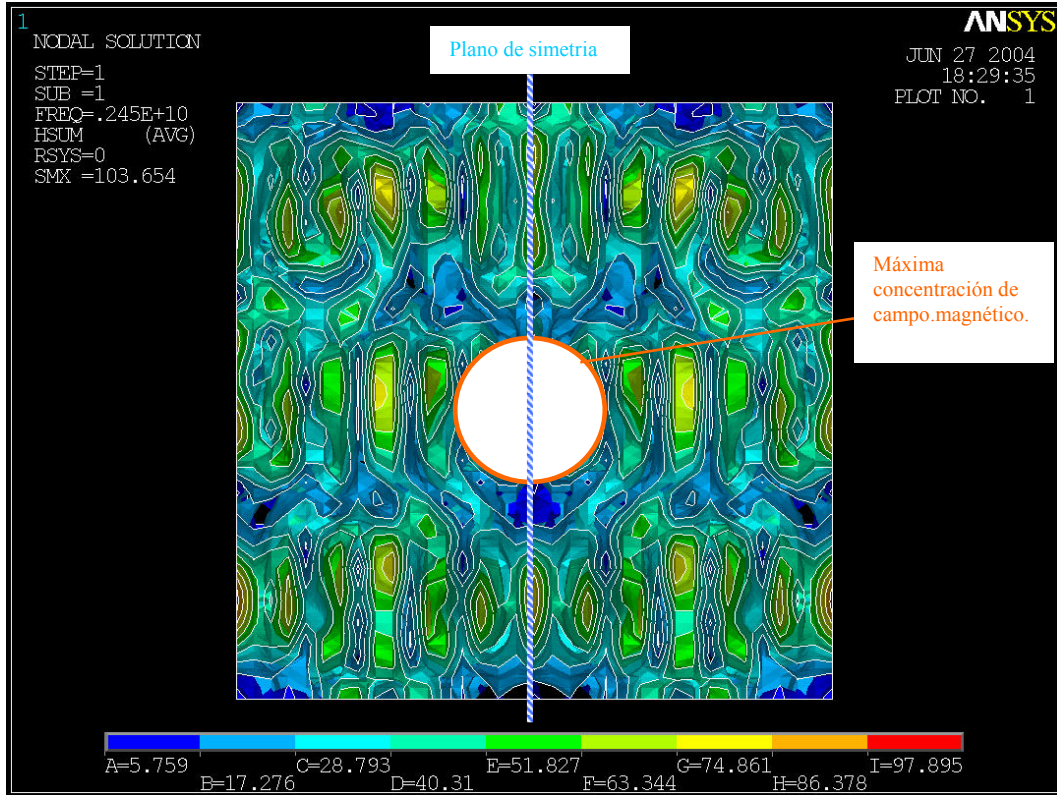
Fuente: autores.

**Figura 81.** Isosuperficies de la componente imaginaria del campo eléctrico total, en el exterior de la muestra de pavimento (vista isométrica).



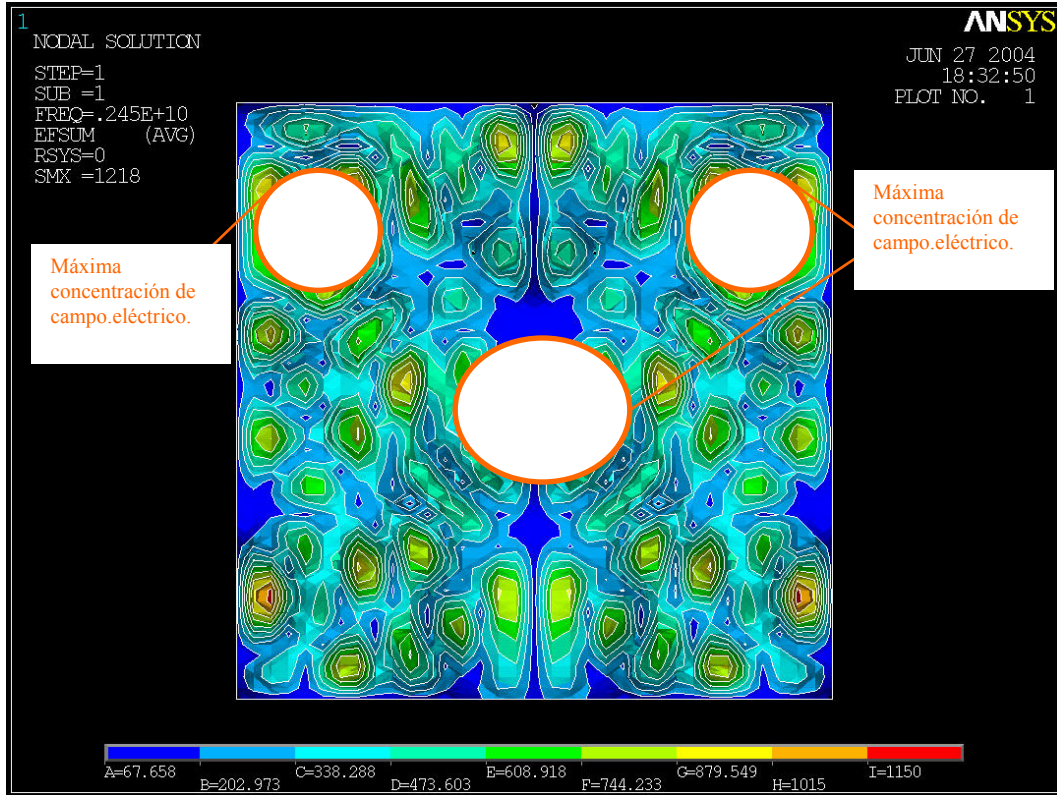
Fuente: autores.

**Figura 82.** Isosuperficies de la componente imaginaria del campo magnético total, en el interior de la muestra de pavimento (vista inferior).



Fuente: autores.

**Figura 83.** Isosuperficies de la componente imaginaria del campo eléctrico total, en el interior de la muestra de pavimento (vista inferior).



Fuente: autores.

En las tablas 16 y 17 se encuentran los valores máximos de las magnitudes de los campos electromagnéticos en el exterior e interior de la muestra de pavimento respectivamente.

**Tabla 16.** Magnitud de los campos electromagnéticos en el exterior de la muestra de pavimento con resistividad igual a  $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ .

Componente de campo	Magnitud de la componente imaginaria	Magnitud de la componente real
$H_x$	28,661 A/m	6,727 A/m
$H_y$	4,856 A/m	1,297 A/m
$H_z$	25,545 A/m	4,568 A/m
$H_{Total}$	31,078 A/m	7,27 A/m
$E_x$	893,618 V/m	4 369 V/m
$E_y$	1 643 V/m	1 0236 V/m
$E_z$	1 218 V/m	5 066 V/m
$E_{Total}$	1 643 V/m	1 0236 V/m

Fuente: autores.

**Tabla 17.** Magnitud de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento con resistividad igual a  $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ .

Componente de campo	Magnitud de la componente imaginaria	Magnitud de la componente real
$H_x$	58,993 A/m	6,37 A/m
$H_y$	6,728 A/m	2,664 A/m
$H_z$	103,654 A/m	8,22 A/m
$H_{Total}$	103,654 A/m	8,22 A/m
$E_x$	1 026 V/m	4 369 V/m
$E_y$	1 212 V/m	18 288 V/m
$E_z$	803,364 V/m	5 066 V/m
$E_{Total}$	1 218 V/m	18 288 V/m

Fuente: autores.

Nuevamente se encuentra que el campo electromagnético en el interior de la muestra tiene amplitudes mayores que las encontradas en el exterior de la misma.

Para las pruebas restantes no se mostrarán campos adicionales debido a que tienen igual información que la mostrada hasta el momento con resistividades de  $0.23 \cdot 10^4 \Omega \cdot m$  y  $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ , para la muestra de pavimento, y la forma de los campos electromagnéticos se asemejan a los encontrados para este último valor.

#### 4.4.3 MUESTRA DE PAVIMENTO CON RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DE $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot m$ .

En las tablas 18 y 19 se encuentran las magnitudes máximas para los campos electromagnéticos en el exterior e interior de la muestra de pavimento con  $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot m$ .

**Tabla 18.** Magnitud de los campos electromagnéticos en el exterior de la muestra de pavimento con resistividad igual a  $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot m$ .

Componente de campo	Magnitud de la componente imaginaria	Magnitud de la componente real
$H_x$	28,661 A/m	6,95 A/m
$H_y$	4,68 A/m	1,97 A/m
$H_z$	25,73 A/m	4,49 A/m
$H_{Total}$	31,87 A/m	7,33 A/m
$E_x$	874,59 V/m	4 371 V/m
$E_y$	1 587 V/m	10 242 V/m
$E_z$	1 208 V/m	5 073 V/m
$E_{Total}$	1 587 V/m	10 242 V/m

Fuente: autores.

**Tabla 19.** Magnitud de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento con resistividad igual a  $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot m$ .

Componente de campo	Magnitud de la componente imaginaria	Magnitud de la componente real
$H_x$	59,17 A/m	5,11 A/m
$H_y$	6,33 A/m	2,86 A/m
$H_z$	103,37 A/m	8,57 A/m
$H_{Total}$	103,37 A/m	8,57 A/m
$E_x$	1 015 V/m	4 371 V/m
$E_y$	1 161 V/m	18 327 V/m
$E_z$	779.987 V/m	5 073 V/m
$E_{Total}$	1 177 V/m	18 327 V/m

Fuente: autores.

Como se menciona anteriormente, no es necesario bosquejar las componentes de campo electromagnético, debido a que éstas comparten la distribución del campo con las encontradas para la muestra de pavimento con resistividad eléctrica de  $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ .

#### **4.4.5 MUESTRA DE PAVIMENTO CON RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DE $3840 \cdot 10^9 \Omega \cdot m$ .**

En las tablas 20 y 21 se encuentran las magnitudes máximas para los campos electromagnéticos en el exterior e interior de la muestra de pavimento con resistividad de  $3 840 \cdot 10^9 \Omega \cdot m$ .

**Tabla 20.** Magnitud de los campos electromagnéticos en el exterior de la muestra de pavimento con resistividad igual a  $3\,840 \cdot 10^9 \, \Omega \cdot \text{m}$ .

Componente de campo	Magnitud de la componente imaginaria	Magnitud de la componente real
$H_X$	28,661 A/m	6,594 A/m
$H_Y$	4,869 A/m	1,297 A/m
$H_Z$	25,573 A/m	4,448 A/m
$H_{\text{Total}}$	31,087 A/m	7,131 A/m
$E_X$	874,77 V/m	4 371 V/m
$E_Y$	1 586 V/m	10 242 V/m
$E_Z$	1 208 V/m	5 073 V/m
$E_{\text{Total}}$	6 932 V/m	10 242 V/m

Fuente: autores.

**Tabla 21.** Magnitud de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento con resistividad igual a  $3\,840 \cdot 10^9 \, \Omega \cdot \text{m}$ .

Componente de campo	Magnitud de la componente imaginaria	Magnitud de la componente real
$H_X$	59,118 A/m	5,604 A/m
$H_Y$	6,733 A/m	2,687 A/m
$H_Z$	103,839 A/m	8,254 A/m
$H_{\text{Total}}$	103,839 A/m	8,254 A/m
$E_X$	1 014 V/m	4 371 V/m
$E_Y$	1 160 V/m	18 327 V/m
$E_Z$	779,75 V/m	5 073 V/m
$E_{\text{Total}}$	1 177 V/m	18 327 V/m

Fuente: autores.

Los resultados encontrados para los campos electromagnéticos en el exterior de la muestra de pavimento dejan a la vista la independencia de estos con respecto a los cambios de resistividad en la muestra de pavimento.

El patrón de onda en el interior de la muestra de pavimento, no es fácil interpretar, y solo se puede hablar de las zonas en las cuales aparece el valor máximo de campo electromagnético y del plano de simetría que aparece (figura 82).

A pesar que la cavidad no se comporta como un sistema resonante como los estudiados previamente, debido a que se obtiene componente real e imaginaria para cada dirección de campo, existe un valor de amplificación, característica de los sistemas resonantes estudiados. La evidencia de esto son las altas magnitudes en el interior de la cavidad resonante, comparadas con las de la fuente de excitación.

Se pudo determinar que la zona de la muestra de pavimento que menos interacción tiene con los campos electromagnéticos, es la superficie que forma la interfaz entre la muestra de pavimento y el espacio libre en el interior de la cavidad (frontera entre los dos materiales).

La magnitud del parámetro  $S_{11}$ , se determinó para cada valor de resistividad utilizado, encontrando valores de 0.963 para  $0.23 \cdot 10^4 \Omega \cdot m$ , 0.9922 para  $1 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ , 0.993 para  $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot m$  y 0.993 para  $3.840 \cdot 10^9 \Omega \cdot m$ . Con estos resultados se nota una pequeña variación en los valores del parámetro  $S_{11}$ , que identifica la existencia de desacople entre el conjunto cavidad-muestra de pavimento y guía de onda de alimentación. La magnitud de los parámetros  $S_{11}$ , indican que una pequeña fracción  $((1-|S_{11}|^2))$  de la potencia

transmitida por la fuente de excitación es absorbida por la cavidad-muestra de pavimento

El campo electromagnético en el interior de la muestra de pavimento depende de la resistividad del material. Si el material tiene una resistividad baja, entonces la magnitud de los campos en su interior disminuirá con respecto a los valores altos de resistividad, de lo contrario los campos electromagnéticos aumentarán, hasta encontrar un valor límite (conseguido con una resistividad infinita). La disminución de la intensidad de los campos es el resultado del efecto JOULE, provocando pérdidas por calentamiento en el material. Estos detalles serán tratados en el siguiente capítulo.

## **5. ANÁLISIS TÉRMICO**

### **5.1 INTRODUCCIÓN**

En este capítulo se expondrá la forma de realización del análisis térmico, los pasos para la obtención del perfil de temperaturas en la muestra de pavimento (dieléctrico) y el análisis de los resultados obtenidos.

En primera instancia se presentarán brevemente las bases teóricas sobre las que reposa el análisis térmico realizado por ANSYS. Luego se abordará el tema de análisis acoplados y la justificación de la utilización de uno en particular para la obtención del perfil de temperaturas. Se continuará con la explicación paso a paso de la realización de las simulaciones y para finalizar el capítulo, se presentarán los resultados obtenidos con sus respectivas conclusiones.

## 5.2 BASE TEÓRICA DEL ANÁLISIS TÉRMICO EN ANSYS.

El análisis térmico que realiza E-mag de ANSYS se basa principalmente en la primera ley de la termodinámica que establece la conservación de la energía [10]. La solución que se encuentra por medio del método de elementos finitos en ANSYS, calcula las temperaturas en cada nodo de cada elemento y luego las utiliza para obtener otras cantidades térmicas.

ANSYS utiliza tres métodos básicos de transferencia de calor: conducción, convección (libre y forzada) y radiación. Estos tres tipos de transferencia de calor se pueden realizar en análisis de estado estable, transitorio, de tipo lineal y no lineal.

La ecuación matricial de transferencia de calor en un sistema que se va a solucionar por medio del método de elementos finitos es:

$$[C]\{\dot{T}\} + [K]\{T\} = \{Q\} \quad (1)$$

donde:

$[C]$  = Matriz de calor específico.

$\{\dot{T}\}$  = Derivada temporal de la temperatura nodal

$[K]$  = Matriz de conductividad térmica efectiva.

$\{T\}$  = Vector de temperatura nodal.

$\{Q\}$  = Vector de flujo de calor nodal efectivo.

### 5.2.1 Análisis en estado estable

El análisis térmico en estado estable predice la distribución de temperaturas y las ratas de flujo de calor estables en el modelo. Se pueden aplicar cargas

como superficies de convección, flujos de calor, ratas de flujo de calor, tasas de generación de calor y temperaturas. Los análisis pueden ser lineales o no lineales.

Aquí no es necesario aplicar calores específicos o propiedades de los materiales que dependan con la temperatura.

En cuanto a la ecuación 1, en este análisis, la derivada temporal de la temperatura  $\{\dot{T}\}$  se hace cero y la matriz de conductividad térmica  $[K]$  se vuelve constante, entonces la ecuación 1 se reduce a:

$$[K]\{T\} = \{Q\} \quad (2)$$

Este grupo de ecuaciones lineales se resuelven con una sola iteración en el procesador de soluciones y es aplicable a fenómenos de conducción y convección lineales, debido a esto, se obtienen tiempos de simulación del análisis térmico del orden de los 5 min.

En un análisis no lineal en estado estable, no se consideran los efectos que dependan del tiempo, pero algunas propiedades de los materiales como coeficientes de convección, pueden variar con la temperatura y con algunos efectos de radiación.

La matriz de conductividad en un análisis no lineal, se expresa como función de la temperatura y se resuelve por métodos iterativos. En ANSYS, este método iterativo se basa en el Método de Newton Raphson, en el cual, una serie de ecuaciones lineales se resuelven sucesivamente hasta converger a una solución no lineal. La ecuación para el análisis de transferencia de calor en estado estable no lineal es:

(3)

$$[K]_i \{\Delta T\}_{i+1} = \{Q^A\} - \{Q^{NR}\}_i$$

donde  $i$  es el número de la iteración.

La primera iteración resuelve la ecuación asumiendo una temperatura inicial especificada por el usuario y las subsecuentes iteraciones utilizan las temperaturas de iteraciones previas para así calcular la matriz de conductividad. Este proceso se lleva a cabo hasta que se converge a una solución. El criterio de convergencia es definido por el usuario.

### 5.2.2 Análisis transitorio

Este tipo de análisis se utiliza para determinar la distribución de temperaturas en el modelo, como función del tiempo y para hallar las ratas de transferencia de calor en un sistema. El análisis transitorio puede ser lineal o no lineal y la ecuación que gobierna el fenómeno (ecuación 4) debe ser integrada con respecto al tiempo:

$$[C]\{\dot{T}\} + [K]\{T\} = \{Q\} \quad (4)$$

Esto se realiza a través del método de integración de Crank/Nicholson/Euler theta, en el cuál la ecuación se resuelve para puntos discretos de tiempo en el transitorio, los cuales, el usuario puede definir y son conocidos en ANSYS como paso de tiempo de integración o 'time step integration'.

Cuando se ha obtenido la solución, en la etapa de postproceso, se pueden realizar gráficas de temperatura vs. tiempo para puntos específicos en el modelo.

Para el caso de este trabajo de grado, no se realizó análisis transitorio debido a que los tiempos que se obtuvieron experimentalmente fueron muy grandes, por esta razón decidió hacerse el análisis en estado estable.

### 5.3 ANÁLISIS ACOPLADO

Un análisis acoplado, es un tipo de análisis que tiene en cuenta la interacción entre dos ó más campos de la ingeniería. Para el presente caso, se acopló un análisis electromagnético con uno térmico, para observar el perfil de temperaturas en la muestra de pavimento.

Se pueden realizar dos tipos de análisis acoplados en ANSYS: el secuencial y el directo.

**Método Secuencial:** Está comprendido por dos o más análisis, pertenecientes a diferentes campos de la ingeniería, que se realizan, como su nombre lo indica, de forma secuencial. Para cada análisis se deben definir características como: unidades, tipo de elemento, condiciones de frontera, cargas etc... que serán guardadas en un archivo de tal forma que los resultados que se obtengan puedan aplicarse, en forma de cargas, al siguiente análisis y así sucesivamente. La transferencia de resultados se realiza de forma explícita, utilizando los diferentes archivos creados y que en ANSYS toman el nombre de 'Ambientes físicos'.

**Método Directo:** En este método se realiza un solo análisis en donde el tipo de elemento que se utiliza para enmallar el modelo sólido, contenga todos los grados de libertad necesarios para obtener la solución deseada.

Para hacer esto, se utilizan elementos especiales con los que se pueden realizar diferentes tipos de análisis de manera simultánea [7].

Para obtener el perfil de temperaturas en la muestra, se utilizó el método secuencial, ya que no se encontró un elemento que reuniera todos los grados de libertad necesarios para este análisis y por lo tanto, fue necesario separarlos y en consecuencia, buscar dos elementos que fuesen compatibles, uno para el análisis electromagnético (*HF120*)[7] y otro para el análisis térmico(*SOLID 90*)[7].

### **5.3.1 Pasos del análisis secuencial:**

Como se mencionó anteriormente, se utilizará el concepto de ambientes físicos. Este término se refiere a los archivos que el usuario crea y que contienen todos los parámetros y características de un análisis en particular, perteneciente a un campo específico de ingeniería. Un archivo de ambiente físico es de tipo ASCII y contiene los siguientes parámetros de un análisis:

- Tipos de elementos y características.
- Constantes reales propias del elemento.
- Propiedades de cada material.
- Sistemas de coordenadas de los elementos.
- Opciones de solución.
- Condiciones de frontera.
- Preferencias de la interfaz gráfica.
- Título del análisis.

Se deben crear todos los ambientes físicos, luego cargarlos y resolverlos uno por uno.

El primer análisis a realizar es el electromagnético, sus características se establecieron completamente en el capítulo 4 de este trabajo de grado.

Después de establecer todas estas características del análisis electromagnético, se procede a guardarlas en un ambiente físico por medio del comando *physics* de la siguiente forma:

*physics,write,electromagnetico*

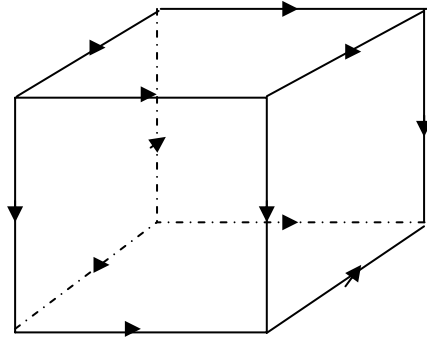
Electromagnético es un nombre que se le asigna para que el archivo luego pueda estar disponible y ser utilizado.

Luego se ingresa el comando *physics,clear* para borrar todas las características previamente ingresadas en el análisis electromagnético, ya que éstas se encuentran salvadas en su respectivo ambiente físico. Ejecutar este comando, implica borrar inclusive las propiedades del material, pero cabe resaltar que la geometría y el tipo de enmallado sigue siendo el mismo y se mantiene durante el análisis térmico.

Para iniciar con el planteamiento del análisis térmico en ANSYS, se empieza de nuevo con el preproceso [Anexo B], definiendo el tipo de elementos a utilizar. Ansys, permite el cambio de elementos con la condición de que sean compatibles, es decir, que tengan el mismo número de nodos [7]. Cuando se realiza este cambio, todas las propiedades del elemento son colocadas a su valor por defecto y por lo tanto deben establecerse en los valores requeridos por las características de simulación.

El elemento utilizado en el análisis térmico es el *solid90* [7] y está formado por 20 nodos y tiene la temperatura como único grado de libertad. (figura 84)

**Figura 84.** Elemento utilizado en el análisis térmico solid 90



Fuente: Autores

Se utilizan dos tipos de materiales [ver anexo B para definición de elementos en ANSYS] el aire libre y el pavimento, sus conductividades térmicas son las siguientes:

**AIRE:** 0.025 W/m\*K [1.1]

**PAVIMENTO:** Se tomaron varias conductividades en el modelo del pavimento para observar el cambio en la distribución e intensidad del perfil de temperaturas. Las 4 conductividades térmicas son las siguientes:

Conductividad No 1: 0.35 W/m\*K (conductividad del teflón [11])

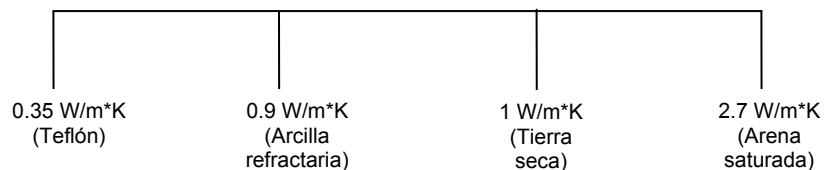
Conductividad No 2: 0.9 W/m\*K (Arcilla refractaria [11])

Conductividad No 3: 1 W/m\*K (tierra seca [11])

Conductividad No 4: 2.7 W/m\*k (conductividad de la arena saturada [A.4]).

Las conductividades 2 y 3 se tomaron arbitrariamente para observar el cambio del perfil cuando la conductividad térmica de la mezcla varía de un valor muy pequeño (material poco conductor del calor) a uno grande (buen conductor de calor).

**Figura 85.** Variación de la conductividad térmica en la muestra de pavimento



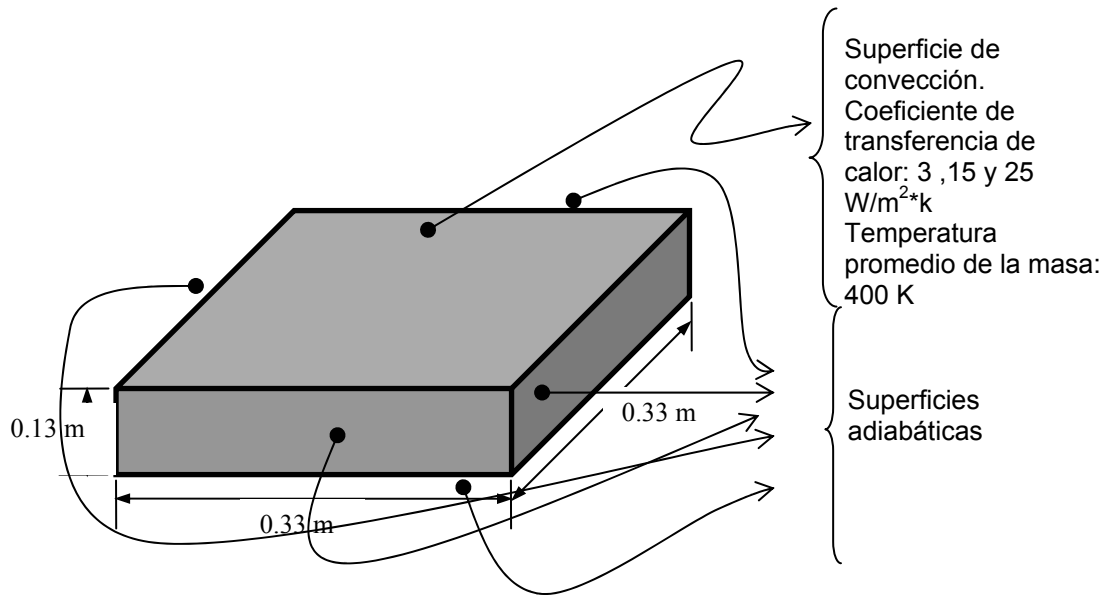
Fuente:Autores

A pesar de que la resistividad eléctrica es un parámetro aplicable en simulaciones electromagnéticas, vale la pena mencionar que para que el análisis térmico pueda ser llevado a cabo, es de suma importancia la escogencia de este valor.

Debido a que ANSYS calcula la generación de calor dentro de la muestra de asfalto gracias al fenómeno de calentamiento de Joule, si la resistencia eléctrica del material es muy grande (Resistividad  $> 1 \cdot 10^7 \Omega \cdot m$ ), no se observará patrón de temperaturas en la muestra. Es por esto que la resistividad eléctrica se varió en un rango específico (ver capítulo 4)

**Cargas:** Se aplicó convección en el área superior de la muestra (ver figura 86). Las demás caras se consideraron adiabáticas suponiendo que las paredes internas de la cavidad están recubiertas por un tipo de material o pintura que no permite que se dé la conducción entre éstas y las paredes del asfalto.

**Figura 86.** Dimensiones y cargas aplicadas en la muestra de pavimento.



Fuente: Autores

El coeficiente de transferencia de calor se varió en un rango de 3 a 25  $W/m^2 \cdot K$ , tomando valores específicos de 3  $W/m^2 \cdot K$ , 15  $W/m^2 \cdot K$  y 25  $W/m^2 \cdot K$ . Se tomó este rango debido a que la convección es libre, y el fluido es aire, además, de forma general un coeficiente de transferencia de calor está asociado a las conductividades térmicas de los fluidos, a las velocidades de flujo y al área de las superficies donde se presenta el fenómeno, y para este caso se puede decir que las conductividades térmicas de los fluidos y las velocidades de flujo que participan, son pequeñas, ya que es convección libre, y la superficie se considera de tamaño mediano (mayores ó iguales a  $0.1 m^2$ ).

La temperatura promedio de la masa o 'bulk temperature' se tomó en 400 K, considerando este valor como la temperatura promedio de la muestra.

**Tipo de análisis:** Se realizó un análisis en estado estable, utilizando el solucionador Frontal.

Luego de describir las características del análisis, se procede a guardarlo en un ambiente físico con el siguiente comando:

*Physics,write,termico*

Se guarda la simulación en la base de datos.

Hasta este punto se tienen los parámetros de ambas simulaciones, la electromagnética y la térmica, cada una en su propio ambiente físico.

El siguiente paso es salvar la base de datos y cargar al archivo electromagnético para ejecutarlo. Los resultados de este análisis se pueden encontrar en el capítulo 4 de este trabajo de grado.

Después de revisar los resultados electromagnéticos, se limpia el ambiente físico con el comando '*physics,clear*' y se carga el ambiente del análisis térmico con el comando '*physics,read,termico*'.

A continuación, se lee el resultado *HGEN*, calculado en el electromagnético, y se aplica al volumen dieléctrico. Este resultado conocido como *HGEN* representa el flujo de calor generado debido al efecto joule, es calculado automáticamente en el análisis electromagnético y se puede transferir a otro tipo de análisis, en forma de cargas, por medio del comando *LDREAD* [7]

## **5.4 RESULTADOS OBTENIDOS**

Para realizar las simulaciones, se variaron tres parámetros para observar el cambio del perfil de temperaturas y la influencia del parámetro variable, sobre los resultados.

Los parámetros variados fueron: Resistividad eléctrica (análisis electromagnético), conductividad térmica de la muestra de pavimento y coeficiente de película asociado al área de convección.

### **5.4.1 Resultados del análisis térmico variando la resistividad eléctrica.**

Se realizaron simulaciones con cuatro diferentes valores de resistividad eléctrica. Dependiendo de esta resistividad, se van a poder obtener o no, resultados en el análisis térmico. Entonces se puede observar, que algunos parámetros utilizados para el primer análisis, pueden influir de manera determinante en los resultados que se obtendrán en el segundo análisis. Por esto es de suma importancia, tomar valores coherentes, teniendo en cuenta el fenómeno físico que se está analizando.

Los valores de resistividad son:

Resistividad No 1:  $0.23e4 \Omega \cdot m$ . (Agregado)

Resistividad No 2:  $1e5 \Omega \cdot m$ .

Resistividad No 3:  $1e7 \Omega \cdot m$ .

Resistividad No 4:  $3840e9 \Omega \cdot m$ , (Resistividad obtenida utilizando la ecuación de Chatterjee).

Es importante aclarar que cuando se varió la resistividad, se mantuvieron constantes, la conductividad térmica del asfalto en  $1W/m \cdot K$ , el coeficiente de película en  $5 W/m^2 \cdot K$  y la temperatura promedio de la muestra en  $400 K$ .

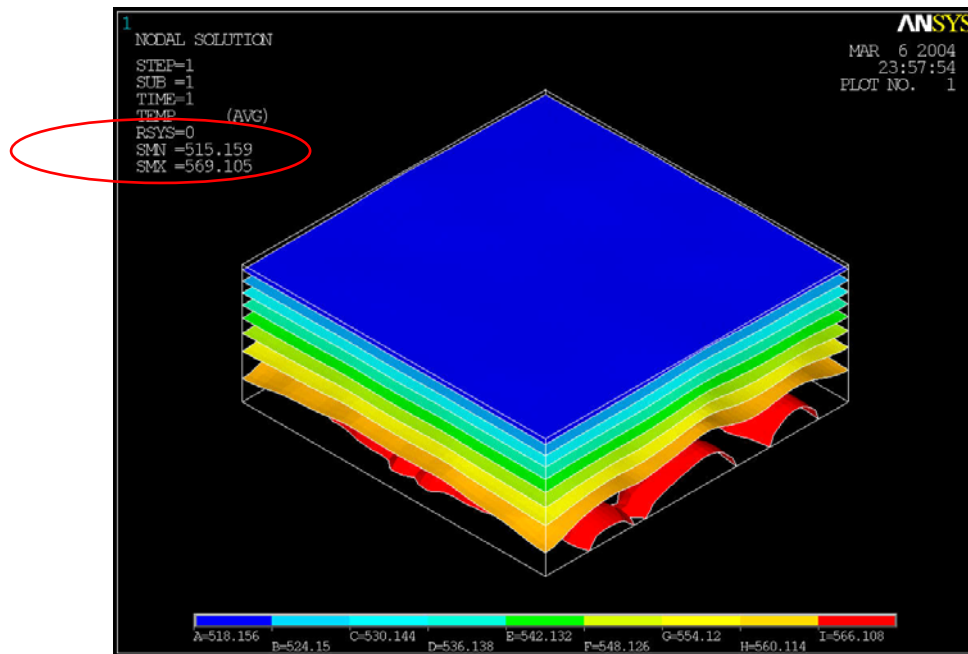
En la figura 87 se observa el perfil de temperaturas para la muestra de pavimento. Se puede notar que la máxima temperatura es de  $569.105 K$  (aprox.  $296.105 \text{ }^\circ C$ ) y se presenta en la parte inferior de la muestra. La mínima temperatura es de  $515.159 K$  (aprox.  $242.159 \text{ }^\circ C$ ) y se presenta en la parte superior de la muestra. También se observa un incremento de la temperatura a medida que se recorre la muestra, desde su parte superior hasta la parte inferior. Esto corrobora la teoría de calentamiento con microondas que dice que los materiales al ser calentados con ondas electromagnéticas a las frecuencias de las microondas, presentan un calentamiento de adentro hacia fuera, encontrándose puntos más calientes en el interior de la muestra y los puntos más fríos en las partes externas.

En las figuras 88 y 89 se presenta el mismo perfil de temperatura pero desde una vista inferior.

Las figuras 90 y 91 presentan el flujo y el gradiente térmico respectivamente.

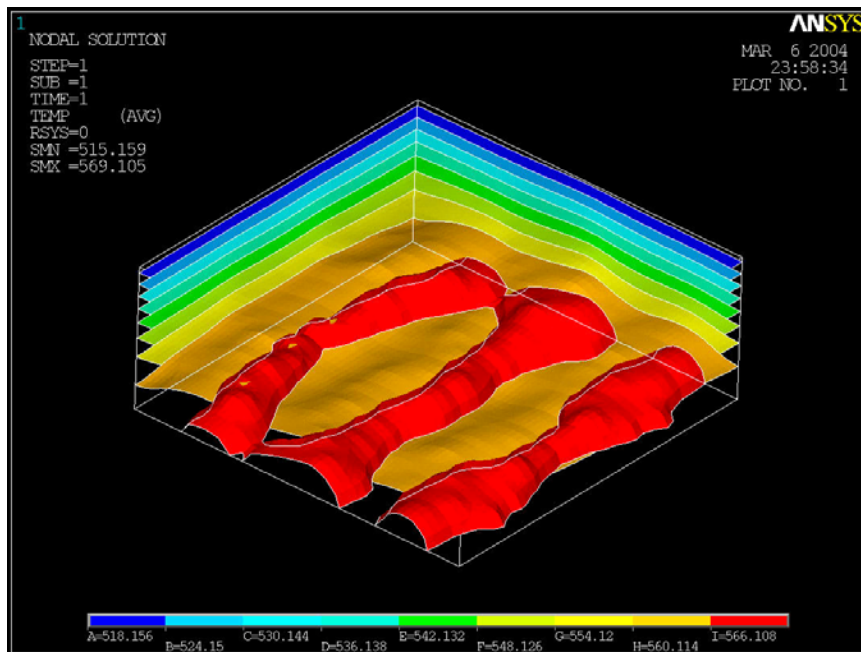
Se observa que la dirección del flujo térmico es hacia la parte superior de la muestra, en donde está menos caliente y se encuentra la zona de convección. La magnitud del flujo térmico máximo es de  $587.481 W/m^2$  y el mínimo es de  $26.455 W/m^2$ . La dirección del gradiente térmico es contraria a la del flujo térmico, como era esperado, y con valores máximos y mínimos aproximadamente iguales a los del flujo térmico.

**Figura 87.** Superficies isotérmicas del Perfil de temperaturas en la muestra de pavimento con resistividad No 1(vista isométrica).



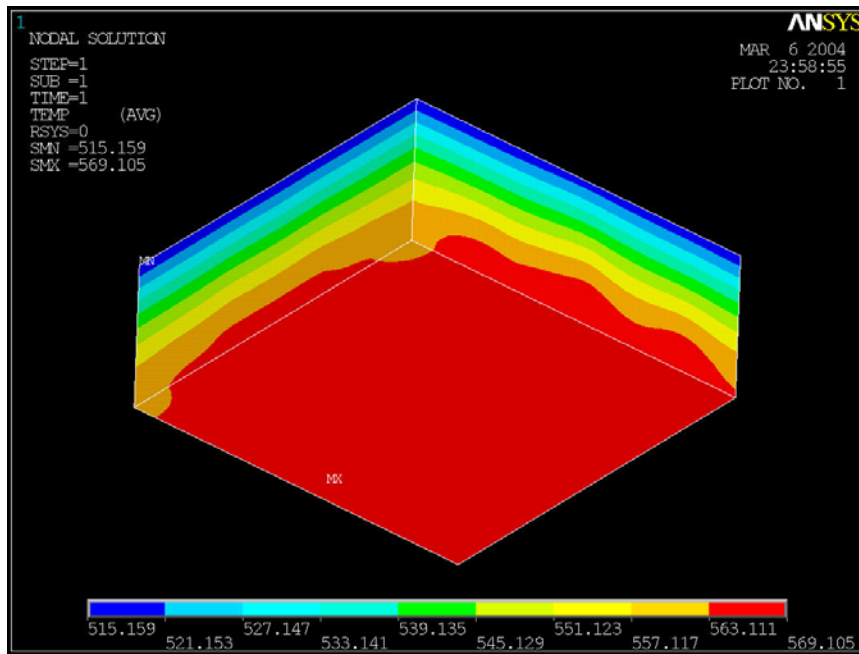
Fuente: Autores

**Figura 88.** Superficies isotérmicas del Perfil de temperaturas en la muestra de pavimento con resistividad No 1(vista inferior)



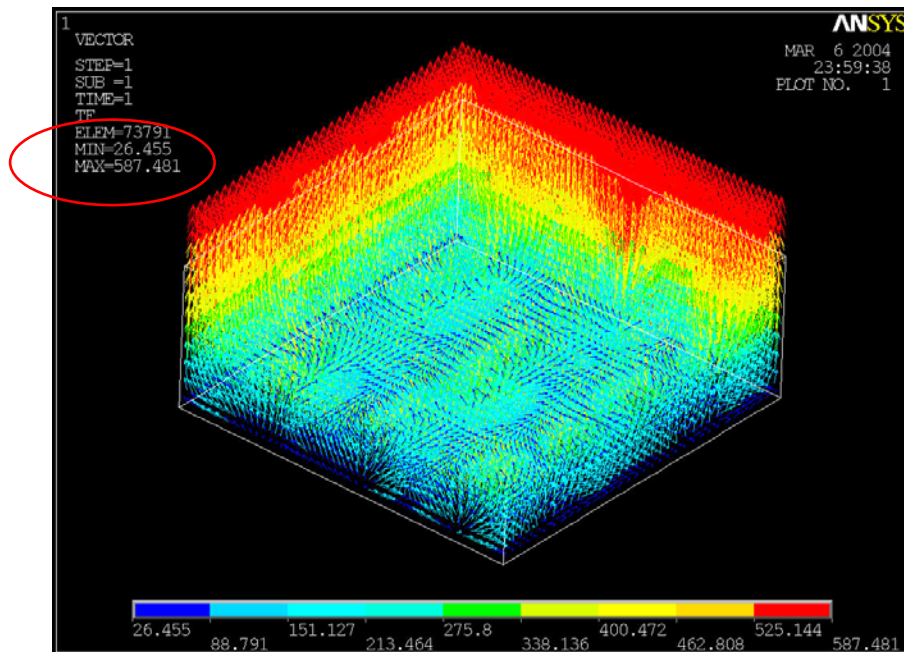
Fuente: Autores

**Figura 89.** Contornos del perfil de temperaturas en la muestra de pavimento con resistividad No 1 (vista inferior)



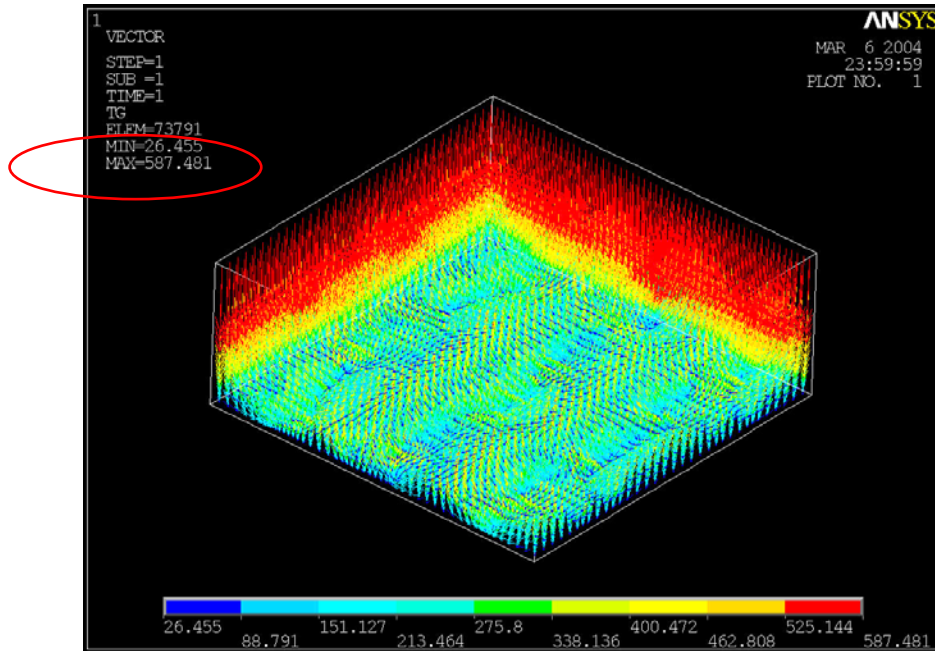
Fuente: Autores

**Figura 90.** Flujo térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 1 (vista inferior)



Fuente: Autores

**Figura 91.** Gradiente térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 1 (vista inferior)

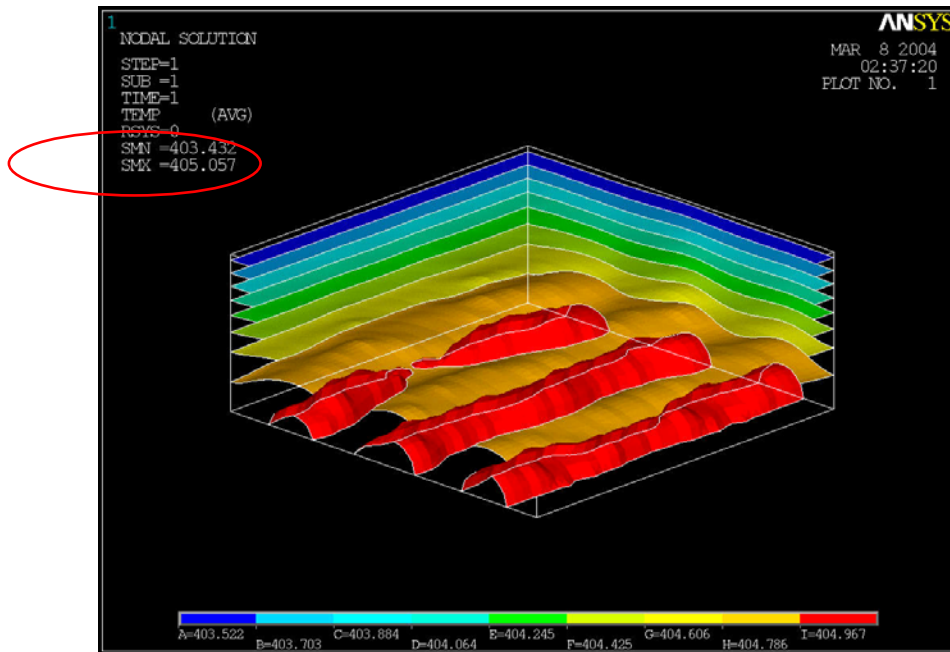


Fuente: Autores

En la figura 92 se puede observar que cuando la muestra de pavimento tiene resistividad No 2, se empieza a notar una disminución drástica en la temperatura, pasa de 569.105 K (figura 89) a 405.057 K en sus zonas de intensidad máxima. Esto se puede explicar sabiendo que a medida que aumente la resistividad de la muestra, las temperaturas que se obtienen en ella son menores, porque se presenta poco efecto Joule.

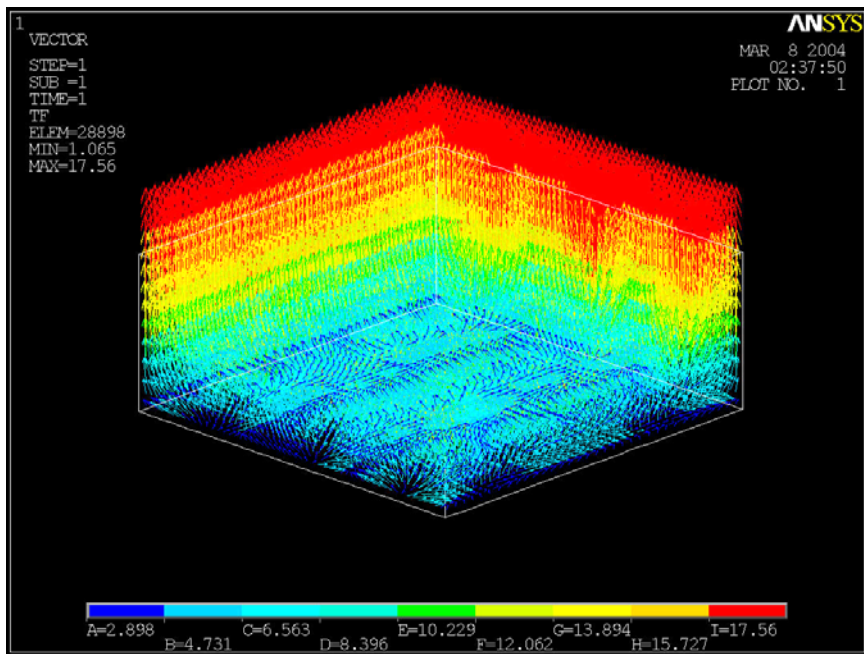
También se puede notar en las gráficas 93 y 94 que el flujo y el gradiente térmico, respectivamente, disminuyen sus magnitudes pero mantienen su patrón y dirección.

**Figura 92.** Superficies isotérmicas en la muestra de pavimento con resistividad No 2 (vista inferior)



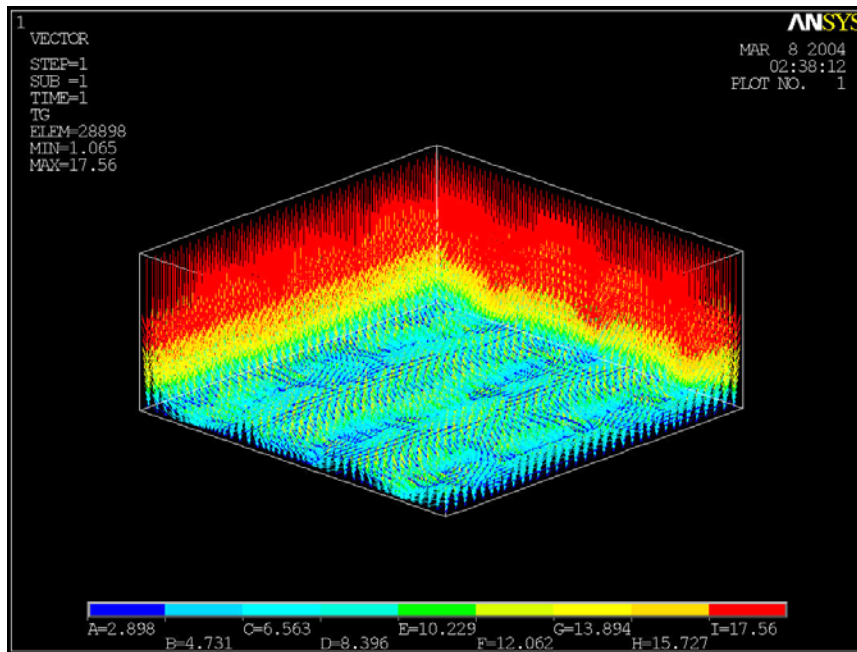
Fuente: Autores

**Figura 93.** Flujo térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 2 (vista isométrica).



Fuente: Autores

**Figura 94.** Gradiente térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 2 (vista inferior).

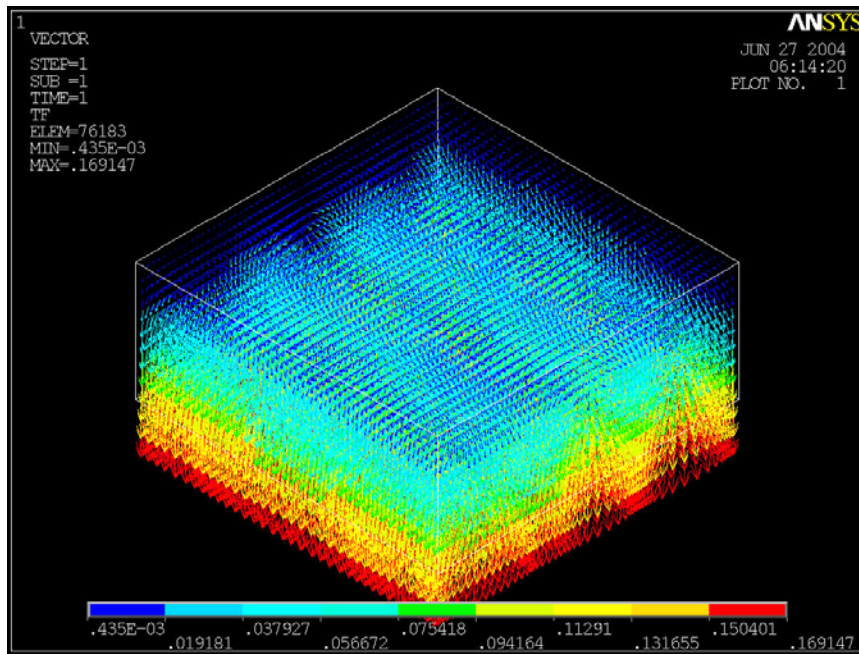


Fuente: Autores

En las gráficas 95 y 96 se observan los flujos y gradientes térmicos respectivamente, en la muestra para la resistividad No 3. No se muestra temperatura porque la resistividad del material es muy grande y por lo tanto no se presenta calentamiento por efecto Joule.

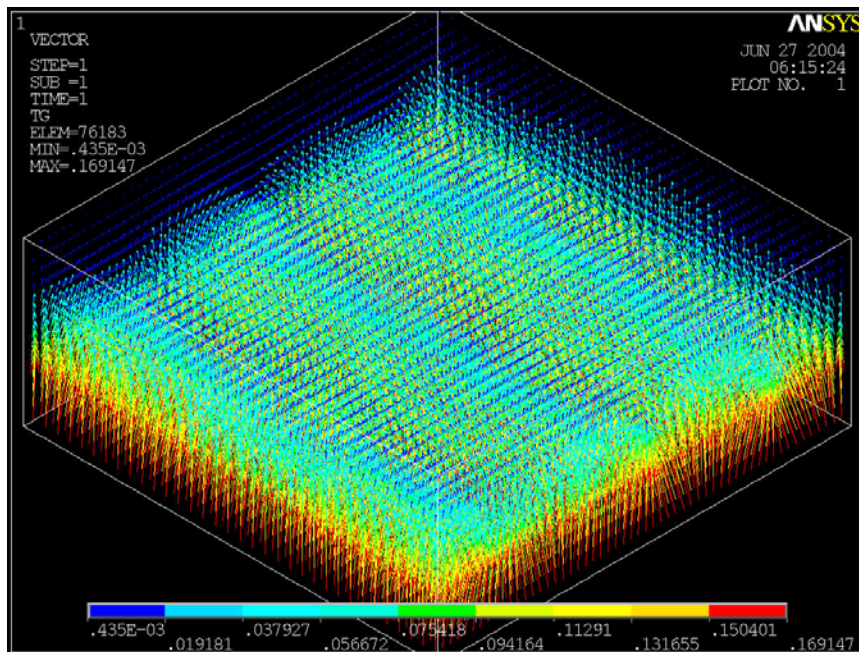
En las gráficas 97 y 98 se muestran los flujos y gradientes térmicos respectivamente, en la muestra, para la resistividad No 4 (obtenida con la ecuación de Chatterjee). Aquí tampoco se muestra perfil de temperaturas debido a que no se presentó efecto Joule porque la resistividad es muy grande. Se puede notar que las magnitudes de los flujos térmicos ya son muy pequeñas (menores que 1).

**Figura 95.** Flujo térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 3 (vista isométrica)



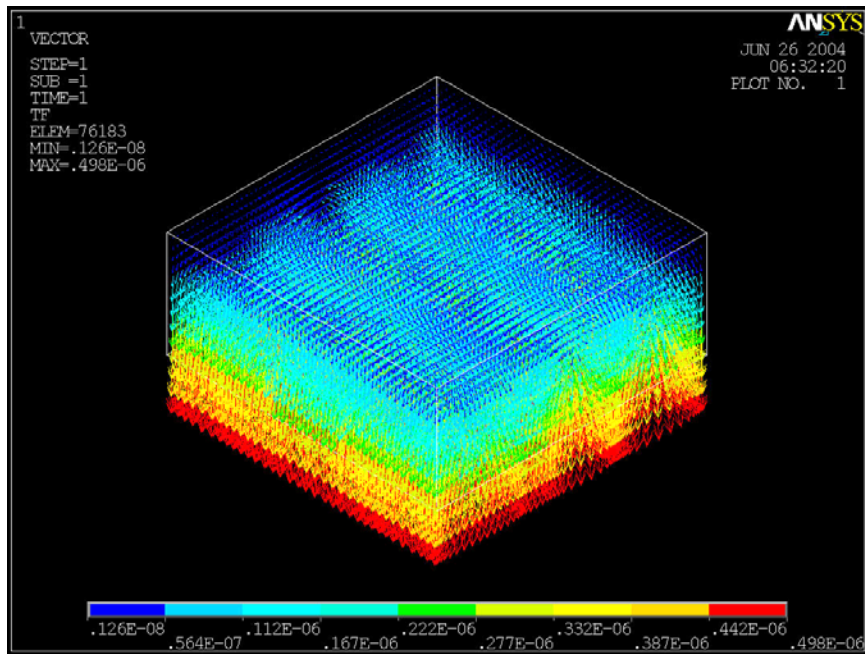
Fuente: Autores

**Figura 96.** Gradiente térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 3 (vista isométrica)



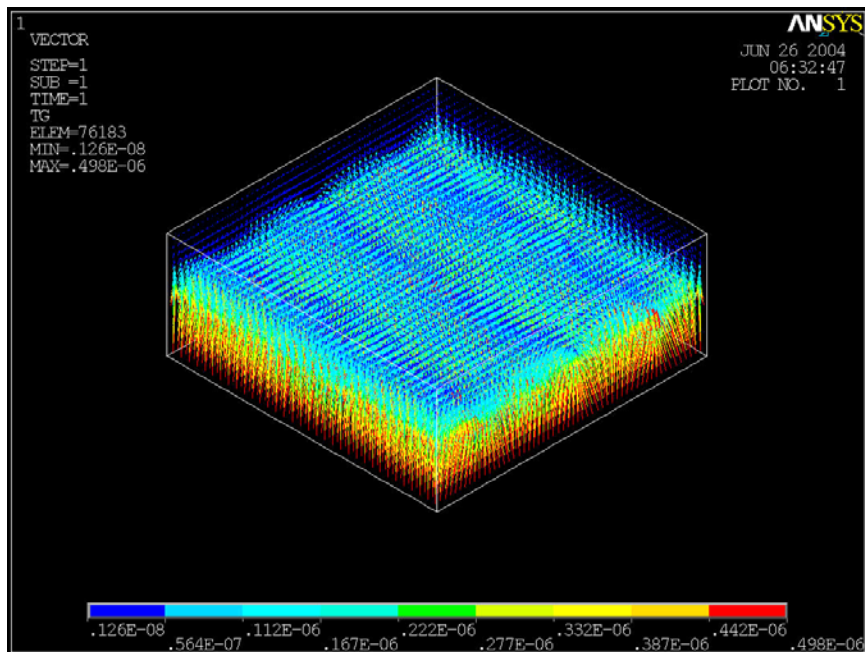
Fuente: Autores

**Figura 97.** Flujo térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 4 (vista isométrica)



Fuente: Autores

**Figura 98.** Gradiente térmico en la muestra de pavimento con resistividad No 4 (vista isométrica)



Fuente: Autores

Como conclusión a la variación de la resistividad eléctrica, se puede decir que entre mayor sea (mayor que  $10 \cdot 10^7$ ), no se podrá observar calentamiento en la muestra, porque el efecto joule es casi imperceptible. También, a medida que aumenta la resistividad, las magnitudes de los flujos y gradientes térmicos disminuyen y sus direcciones se mantienen constantes.

#### **5.4.2 Resultados del análisis térmico variando la conductividad térmica.**

Se realizaron simulaciones para cuatro valores diferentes de conductividad térmica. Se tomaron valores extremos de conductividad, es decir, el más bajo, corresponde a un buen aislante del calor y el valor más alto, es el de un material buen conductor de calor.

Estos valores son:

Conductividad No1: 0.35 W/m\*K (teflón).

Conductividad No 2: 0.9 W/m\*K (arcilla refractaria).

Conductividad No 3: 1 W/m\*K (tierra seca).

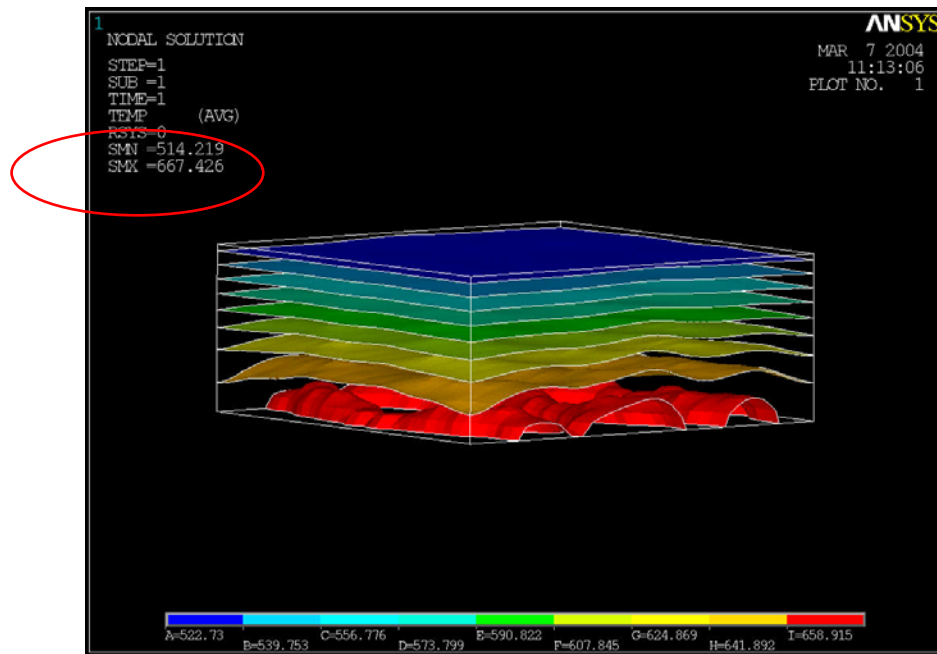
Conductividad No 4: 2.7 W/m\*K (tierra saturada)

Para estas variaciones de conductividad, se mantuvieron constantes los valores de Resistividad eléctrica en  $0.23e4 \Omega \cdot m$ , Coeficiente de transferencia de calor en  $5 \text{ W/m}^2 \cdot \text{k}$  y temperatura promedio de la muestra en 400 K.

En las figuras 99 y 100 se observa el perfil de temperaturas a la conductividad térmica No1. Se obtiene una temperatura máxima de 667.426

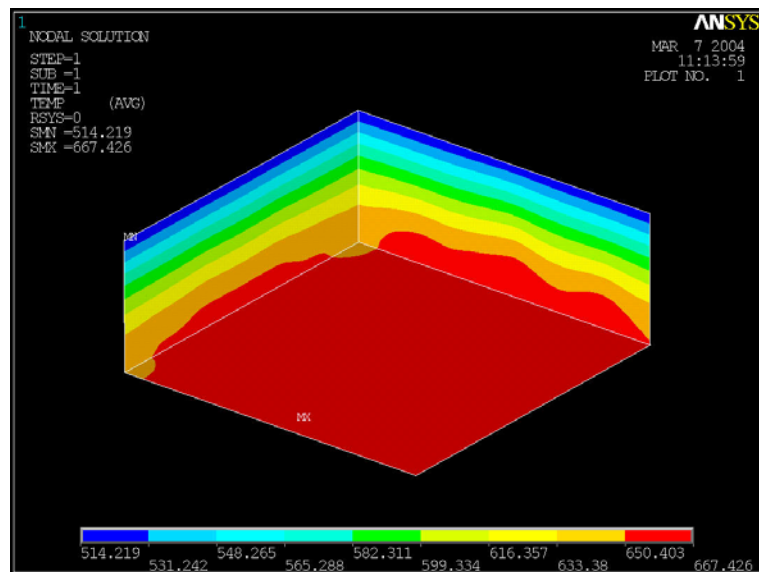
K (aprox 394.426 °C) y una temperatura mínima de 514.219 K (aprox. 241.219 °C). El patrón que se observa será el mismo durante todas las simulaciones, lo que si cambiará serán las temperaturas y las magnitudes de los flujos y gradientes térmicos.

**Figura 99** Superficies isotérmicas en la muestra de pavimento con conductividad No 1.(vista isométrica)



Fuente: Autores

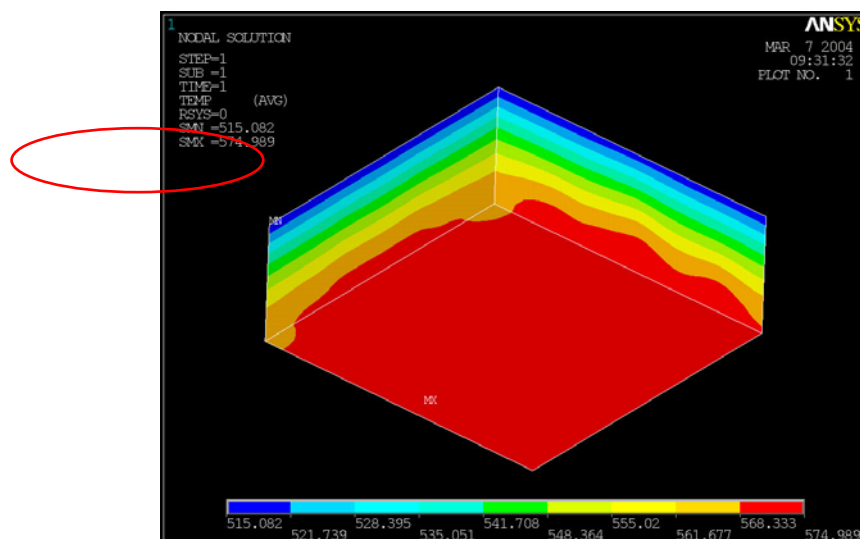
**Figura 100.** Contornos de temperatura en la muestra de pavimento con conductividad No 1.(vista inferior)



Fuente: autores.

Las figuras 101 y 102 muestran los perfiles de temperatura en la muestra para la conductividad No 2. En este caso, la temperatura máxima disminuyó con respecto a la obtenida con la conductividad No1.

**Figura 101** Contornos de temperatura en la muestra de pavimento con conductividad No 2.(vista inferior)

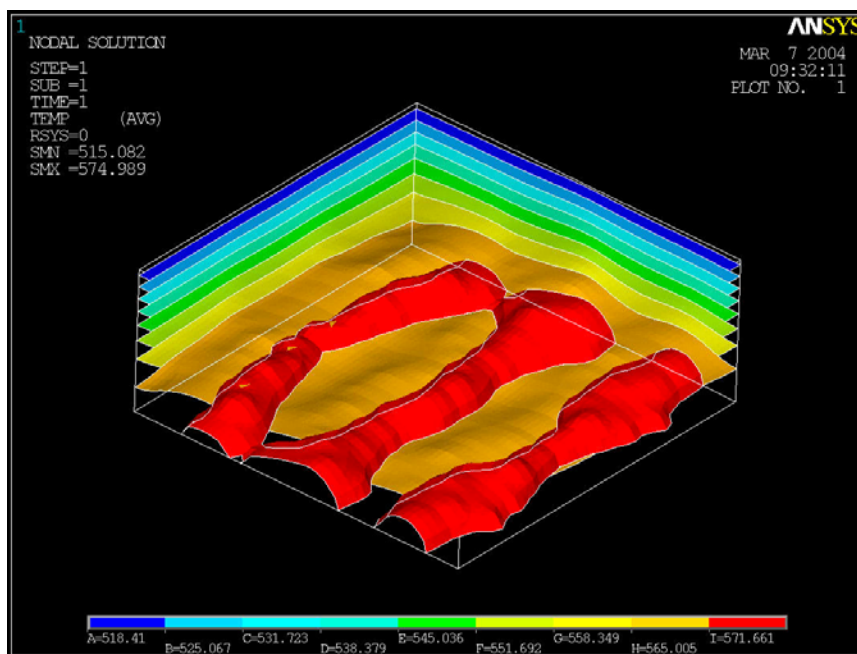


Fuente: Autores.

La temperatura máxima obtenida es de 574.989 K (aprox. 301.989 °C) y la mínima es de 515.082 K (aprox. 242.082°C). El patrón de calentamiento sigue siendo el mismo.

La figura 102 muestra las isotermas para el mismo caso.

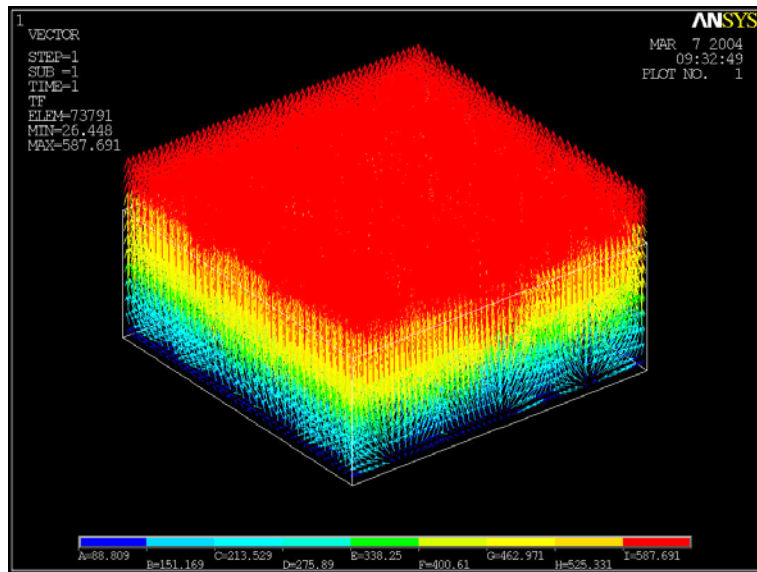
**Figura 102.** Isosuperficies de temperatura en la muestra de pavimento con conductividad No 2.(vista inferior).



Fuente: Autores.

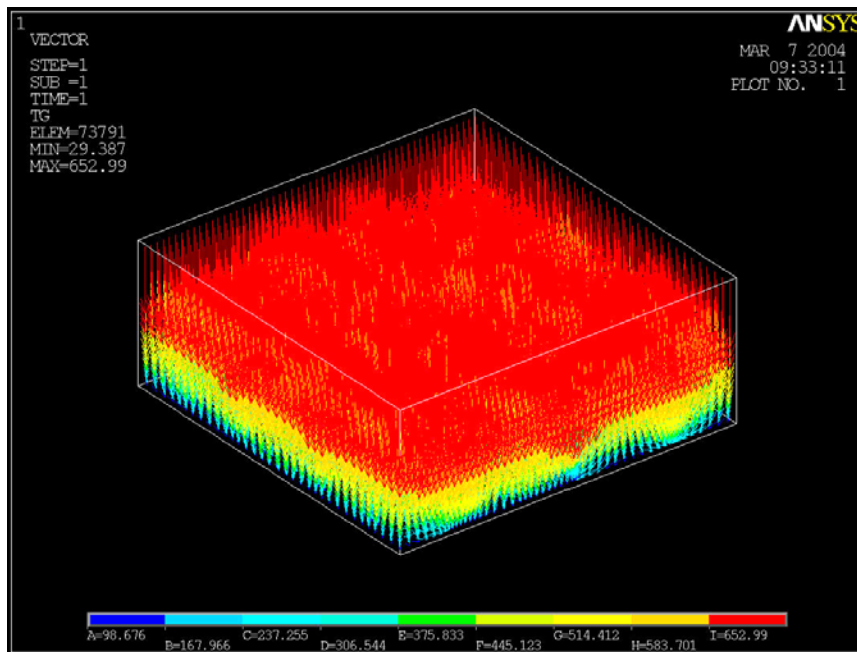
En la figura 103 y 104 se observan los flujos y gradientes térmicos respectivamente.

**Figura 103.** Flujo térmico en la muestra de pavimento con conductividad No 2.(vista isométrica).



Fuente: Autores.

**Figura 104.** Gradiente térmico en la muestra de pavimento con conductividad No 2.(vista isométrica).



Fuente: Autores.

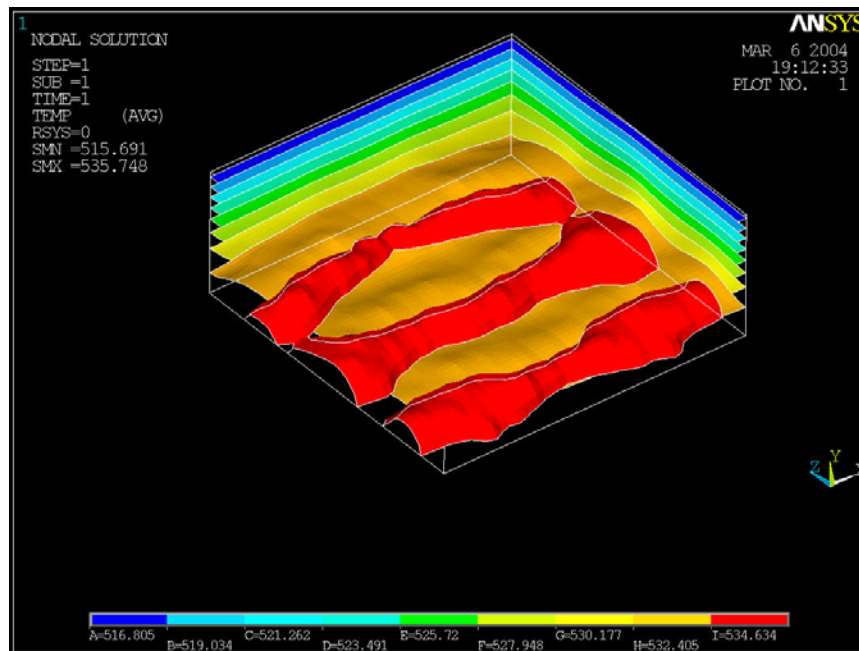
Las magnitudes del flujo y gradiente térmico disminuyeron con el aumento de la conductividad térmica pero sus direcciones se mantienen.

Los resultados para la conductividad No 3, se pueden observar en las figuras 87 a 91, porque son para el caso de Resistividad =  $0.23e4 \Omega \cdot m$  con conductividad térmica =  $1 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ .

En las figuras 105 y 106, se observa el perfil de temperaturas de la muestra de pavimento con conductividad No 4. Se obtuvo una temperatura máxima de  $535.748 \text{ K}$  (aprox.  $262.748$ ) y una mínima de  $515.691 \text{ K}$ .

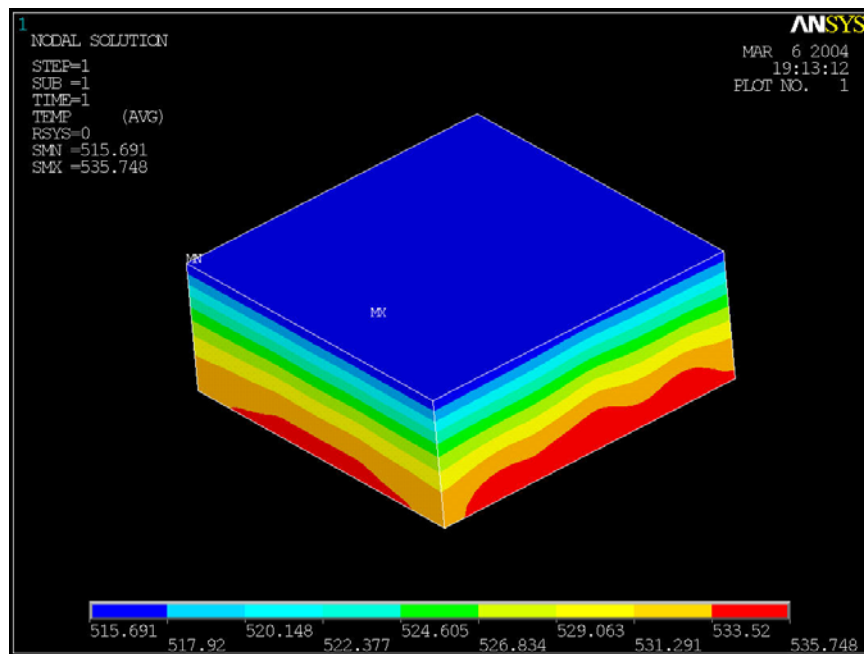
Las figuras 107 y 108 muestran el flujo y el gradiente térmico en la muestra para esta misma conductividad.

**Figura 105.** Perfil de temperaturas en la muestra de pavimento con conductividad No 4.(vista inferior).



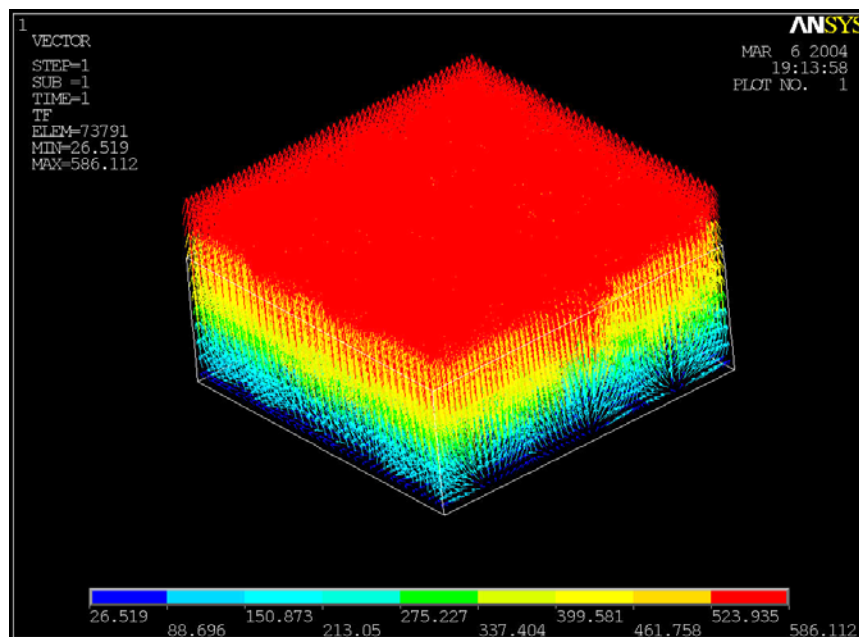
Fuente: autores.

**Figura 106.** Perfil de temperaturas (contornos) en la muestra de pavimento con conductividad No 4.(vista isométrica)



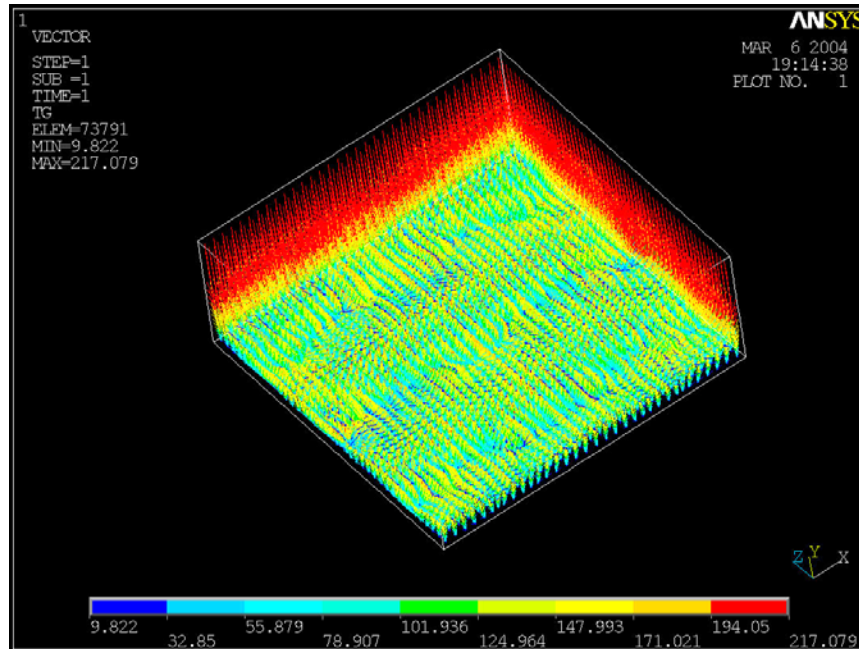
Fuente: Autores.

**Figura 107.** Flujo térmico en la muestra de pavimento con conductividad No 4.(vista isométrica)



Fuente: Autores.

**Figura 108.** Gradiente térmico en la muestra de pavimento con conductividad No 4.(vista inferior)



Fuente: Autores.

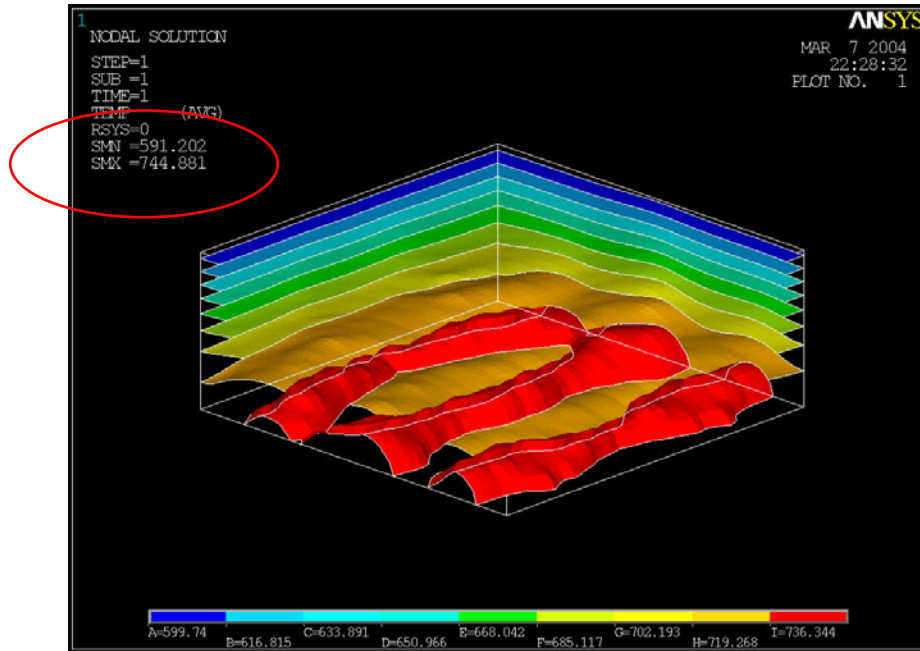
### 5.4.3 Resultados del análisis térmico variando el coeficiente de transferencia de calor.

El coeficiente de transferencia de calor se varió en un rango de 3 a 25  $W/m^2 \cdot K$ , tomando solo tres valores: 3, 15 y 25  $W/m^2 \cdot K$  para observar el comportamiento de las temperaturas en la muestra.

La resistividad eléctrica se mantuvo constante en  $0.23e4 \Omega \cdot m$ , la conductividad térmica en  $0.35 W/m \cdot K$  y la temperatura promedio de la masa en 400 K.

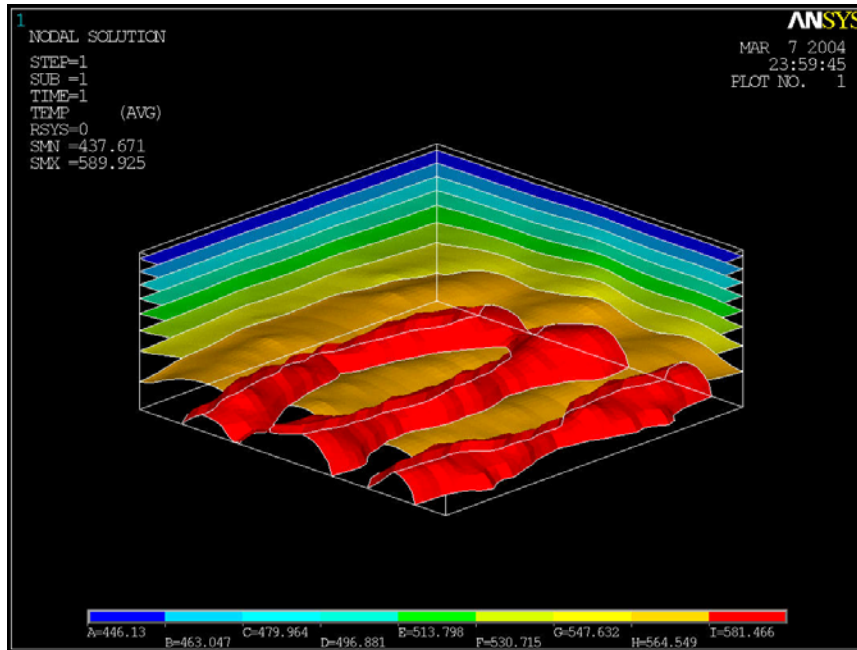
En las figuras 109, 110 y 111 se observa el perfil de temperaturas cuando el coeficiente de transferencia de calor es igual a  $3 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ ,  $15 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$  y  $25 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ , respectivamente..

**Figura 109.** Perfil de temperatura cuando el coeficiente de transferencia de calor es  $3 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ .



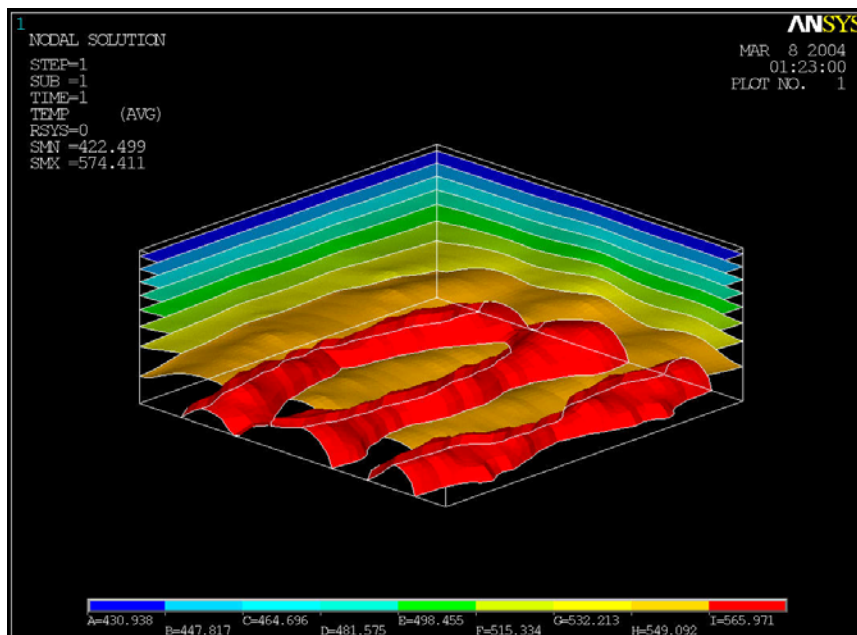
Fuente: Autores

**Figura 110.** Perfil de temperatura cuando el coeficiente de transferencia de calor es  $15 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ .



Fuente: Autores

**Figura 111.** Perfil de temperatura cuando el coeficiente de transferencia de calor es  $25 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ .



Fuente: Autores

Se observa que la temperatura máxima en la muestra disminuye a medida que se aumenta el coeficiente, por esta razón, se tomo el valor de  $5\text{W/m}^2\cdot\text{K}$  para realizar las simulaciones en las que se debió dejar este parámetro como una constante.

Como conclusiones generales del análisis térmico se pueden decir que a medida que aumenta la resistividad eléctrica del material, manteniendo los demás parámetros constantes, el calentamiento que se obtendrá será menor. Se pueden observar calentamientos en la muestra teniendo resistividades hasta el orden de  $8\cdot 10^4$ . Para valores  $>1\cdot 10^7$ , se corre el riesgo de no obtener un perfil de temperatura y por tanto, ningún calentamiento en la muestra.

Entonces, al realizar simulaciones con ANSYS, sobre todo de tipo acoplado, como el que se realizó en este trabajo de grado (electromagnético-térmico) es muy importante tener en cuenta el parámetro de resistividad eléctrica que se le asigna al dispositivo a simular.

Los flujos y gradientes térmicos también disminuyen en magnitud, a medida que la resistividad en la muestra de pavimento aumenta, pero su dirección se mantiene constante.

Se obtienen temperaturas más altas dentro de la muestra a medida que la conductividad térmica se haga más pequeña, ya que va a ser más difícil que el calor escape de ella. Para el caso específico del pavimento, que presenta valores de conductividad térmica bajos, es ventajoso presentar este tipo de relación de conductividad con temperatura, que en este caso se podría decir que tienen una relación inversa. Lo contrario ocurre con los flujos y gradientes térmicos, que si disminuyen a medida que la conductividad térmica aumenta.

El coeficiente de transferencia de calor también es un parámetro importante a la hora de realizar simulaciones térmicas.

Por lo realizado en este trabajo de grado, se observó que las temperaturas que se obtienen en la muestra son menores a medida que aumenta el coeficiente, al menos en el rango de 3 a 25 W/m<sup>2</sup>\*K y cuando la convección es libre. Esta observación hecha, basados en simulaciones, puede servir de gran ayuda para futuros trabajos en esta área, ya que permite obtener una relación, aunque un poco burda, entre el coeficiente de transferencia y la temperatura y así poder estimar parámetros de simulación de forma rápida sin necesidad de recurrir a las complicadas relaciones para obtener este coeficiente, sobre el cuál todavía no existe una teoría exacta y lo único que se tienen son datos experimentales ó ecuaciones encontradas con base en los datos experimentales.

## CONCLUSIONES.

Como resultado de las simulaciones llevadas a cabo en este trabajo de grado, se presentan las siguientes conclusiones:

1. Se comprobó que, al exponer un material dieléctrico a radiaciones con microondas y aumentar paulatinamente su resistividad eléctrica, se observará menor calentamiento; es decir, se presenta una relación inversa entre resistividad y calentamiento de la muestra dieléctrica debido al efecto Joule.
2. Para el caso de la muestra de pavimento con geometría y propiedades propuestas en este trabajo, se puede concluir que, en estado estable, puede llegar a presentar temperaturas del orden de los 480 °C.
3. Se observó una disminución de la magnitud de los campos electromagnéticos en el interior de la muestra de pavimento cuando el valor de resistividad es pequeño ( $<10^4 \Omega\text{-m}$ ) y se cree que esto se debe a pérdidas por calor o efecto Joule.
4. Los campos electromagnéticos fuera de la muestra de pavimento, tienen magnitudes y patrones bien definidos, independiente del valor de resistividad que se le dé a la muestra, debido a que las condiciones de frontera dieléctrica permanecen intactas.
5. En la interfaz pavimento-aire, en el interior de la cavidad resonante, hay menor interacción de los campos electromagnéticos con la muestra de pavimento.

6. Se comprobó que entre mayor sea la conductividad térmica de un material, éste, al radiarse con microondas, alcanzará menores temperaturas en estado estable, que las que logrará alcanzar un material dieléctrico con una conductividad térmica baja.
7. Al realizar el acople fuente-cavidad, por medio del iris inductivo, se observó que los campos electromagnéticos se amplifican dentro de la cavidad, esto, como producto de un alto factor de calidad.
8. El modelo de cavidad propuesto en el presente trabajo es sensible al tamaño de la abertura del iris; cambios pequeños en su dimensión (del orden de 0.001m) cambian significativamente la magnitud de los campos en el interior de la cavidad.
9. Una guía de onda cortocircuitada ( $l=n*\lambda_g/2$ ,  $n = 1, 2, \dots$ ) se puede considerar como una cavidad electromagnética resonante, debido a la formación de ondas estacionarias en cada una de las componentes espaciales ('x', 'y' y 'z'). Desafortunadamente esta configuración de cavidad no permite la máxima transferencia de potencia con la fuente.
10. El parámetro ' $S_{11}$ ' (parámetro de dispersión) es casi de valor unitario cuando se introduce el material dieléctrico, y tiene la tendencia a disminuir para valores de resistividad eléctrica baja, en la muestra de pavimento
11. Las cavidades resonantes no siempre tienen un tipo de modo a una frecuencia determinada. Los modos mas cercanos a 2450MHz, encontrados para el presente caso, son el TE502 y TE205, cuya frecuencia de resonancia es de 2447.8 MHz.

12. Para simulaciones electromagnéticas a altas frecuencias se debe realizar un enmallado fino, (10 elementos por longitud de onda). Debido a esto, los tiempos de simulación obtenidos fueron de aproximadamente 270 minutos

## RECOMENDACIONES.

1. Para siguientes trabajos se pueden tener en cuenta los cambios de las propiedades dieléctricas del material con respecto a la temperatura; igualmente utilizando la herramienta de simulación, es posible modelar la fuente de alimentación, variar su potencia e incluir discontinuidades en la geometría de la cavidad y del asfalto, obteniendo un modelo fuente-cavidad más completo y que se asemeje más a la realidad.
2. Como objetivo a largo plazo se puede realizar la construcción del modelo de cavidad propuesto y corroborar en la práctica los resultados obtenidos con el software E-mag de ANSYS.
3. Para realizar mejoras de la geometría del modelo propuesto, se sugiere utilizar la herramienta de optimización de ANSYS.
4. Para disminuir los tiempos simulación, se puede realizar procesamiento en paralelo. Esta opción se encuentra disponible en el software ANSYS.
5. De igual manera, se sugiere que a partir de los resultados de la simulación se podría construir un modelo con redes neuronales para disminuir en forma considerable los tiempos de simulación y así poder acercar la simulación a tiempo real.

## REFERENCIAS.

### Libros

1. Johnk, Carl A. T., *Teoría Electromagnética, principios y aplicaciones*, John Wiley and Sons, 1990.
2. Neri Vela, Rodolfo, *Líneas de transmisión*, Mc Graw Hill, 1999.
3. Balanis, Constantine A., *Advanced engineering electromagnetics*, John Wiley and Sons, 1989
4. Montgomery, C.G, Dicke, R.H, Purcell, E.M, *Principles of microwaves circuits*, Dover publications, Inc, 1965.
5. Jordan, Edward C, Balmain, Keith G, *Ondas electromagnéticas y sistemas radiantes*, Paraninfo, 1973.
6. Incropera, Frank P., DeWitt, David P. *Fundamentos de transferencia de calor*, cuarta edición, Prentice Hall, 1999.
7. Ayuda de ANSYS v7.0
8. Jin, Jianming, *Finite element method in electromagnetics*, segunda edición, John Wiley and Sons, 2002
9. Massachusetts Institute of Technology, *Waveguide Handbook*, Mc Graw-Hill, 1951
10. Yunus, Cengel A, Boles, Michael A, *Termodinámica*, Mc Graw Hill, 1996.
11. Mills, Anthony F, *Transferencia de calor*, IRWIN, 1997.

### Artículos

- A.1. Subedi, P., Charterjee, I., *Dielectric mixture model for asphalt-aggregate mixtures*, Journal of microwave power and electromagnetic energy, Vol.28, No. 2, 1993.

**A.2** Kiyoshi, Ise, Kazuhiro, Inoue, Koshiba, Masanori, *Three-dimensional Finite-Element Solution of Dielectric Scattering Obstacles in a Rectangular Waveguide*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol 38, No 9, Septiembre 1990.

**A.3** Kiyoshi, Ise, Kazuhiro, Inoue, Koshiba, Masanori, *Three-dimensional Finite-Element Method with Edge Elements for Electromagnetic Waveguide Discontinuities*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol 39, No 8, Agosto 1991.

**A.4** Kulkarni, Sujan P., Vipulanandan, P, *Thermal Conductivity of Insulators*, Department of Civil and Environmental Engineering, University of Houston.

## ANEXO A

### 1. MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS

#### 1.1 INTRODUCCIÓN

El método numérico de elementos finitos se utiliza para obtener soluciones aproximadas a problemas con valores de frontera. Hoy en día este método está siendo utilizado ampliamente en problemas ingenieriles y matemáticos, debido a su versatilidad y aplicabilidad en diferentes campos del aprendizaje. Siempre es deseable encontrar una solución analítica a los problemas con valores de frontera, pero esto no siempre es posible. Es ahí donde juega un papel muy importante este método, ya que en la gran mayoría de casos solo se pueden hallar aproximaciones a la solución. Generalmente, se utilizan dos métodos clásicos, el método variacional de Ritz y el de Galerkin. Estos dos métodos forman la base de la teoría moderna de elementos finitos.

#### 1.2 PROBLEMAS CON VALORES DE FRONTERA

Los problemas con valores de frontera se presentan cuando se quieren realizar modelos matemáticos de sistemas físicos.

Un problema típico con valores de frontera puede ser definido por una ecuación diferencial:

$$\zeta\phi = f$$

Ec.  
A1

en un dominio  $\Omega$  con condiciones de frontera.

$\zeta$  es un operador diferencial,  $f$  es la excitación y  $\phi$  es la función a resolver. En electromagnetismo, la forma de la ecuación diferencial que gobierna un fenómeno, puede ir desde una simple ecuación de Poisson, pasando por las ecuaciones de onda escalares hasta llegar a ecuaciones más complicadas como las vectoriales de onda. Las condiciones de frontera también pueden ir desde las de Dirichlet y Neumann hasta las complicadas condiciones de impedancia de orden más alto.

### 1.2.1 MÉTODO DE RITZ[8]

El método de Ritz, más conocido como el método de Rayleigh-Ritz, es un método variacional en el cuál el problema con valores de frontera es formulado en términos de una expresión variacional llamada *funcional*. El mínimo de esta funcional, es la ecuación diferencial que gobierna el problema, junto con sus respectivas condiciones de frontera.

La solución entonces, es obtenida minimizando el funcional con respecto a variables que presenten una cierta aproximación a la solución.

Para ilustrar el procedimiento, se define un producto interno denotado por brackets angulares, entonces, el producto interno entre dos funciones se define como:

$$\langle \phi, \varphi \rangle = \int_{\Omega} \phi \varphi^* d\Omega \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A2} \end{array}$$

Donde el asterisco denota complejo conjugado. Con esta definición, puede mostrarse que si el operador  $\zeta$  es agregado de la siguiente forma:

$$\langle \zeta\phi, \phi \rangle = \langle \phi, \zeta\phi \rangle \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A3} \end{array}$$

y es definido como positivo:

$$\langle \zeta\phi, \phi \rangle \begin{cases} > 0 \text{ para } \phi \neq 0 \\ = 0 \text{ para } \phi = 0 \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{Ec.} \\ \text{A4} \end{array}$$

Entonces la solución a la ecuación A1 se puede obtener minimizando el funcional con respecto a  $\tilde{\phi}$ :

$$F(\tilde{\phi}) = \frac{1}{2} \langle \zeta\tilde{\phi}, \tilde{\phi} \rangle - \frac{1}{2} \langle \tilde{\phi}, f \rangle - \frac{1}{2} \langle f, \tilde{\phi} \rangle \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A5} \end{array}$$

Donde a  $\tilde{\phi}$  se le da el nombre de función de prueba .

Una vez que se encuentra el funcional, la solución se puede obtener por el siguiente procedimiento. Por simplicidad, se asume que el problema es de valor real. Supóngase que  $\tilde{\phi}$  en la ecuación A5 puede ser aproximada por la expansión:

$$\tilde{\phi} = \sum_{j=1}^N c_j v_j = \{c\}^T \{v\} = \{v\}^T \{c\} \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A6} \end{array}$$

donde:

$v_j$  = Funciones de expansión definidas en todo el dominio.

$c_j$  = Coeficientes a ser determinados.

$\{.\}$  = Denota un vector columna.

Y el superíndice  $T$  denota la transpuesta de un vector. Sustituyendo la ecuación A6 en la ecuación A5 se obtiene:

$$F = \frac{1}{2} \{c\}^T \int_{\Omega} \{v\} \mathcal{L} \{v\}^T d\Omega \{c\} - \{c\}^T \int_{\Omega} \{v\} f d\Omega \quad \text{Ec. A7.}$$

Para minimizar  $F(\tilde{\phi})$ , se toman sus derivadas parciales con respecto a  $c_i$  y se igualan a cero. Esto conlleva a un grupo de ecuaciones algebraicas lineales:

$$\frac{\partial F}{\partial c_i} = \frac{1}{2} \int_{\Omega} v_i \mathcal{L} \{v\}^T d\Omega \{c\} + \frac{1}{2} \{c\}^T \int_{\Omega} \{v\} \mathcal{L} v_i d\Omega - \int_{\Omega} v_i f d\Omega \quad \text{Ec. A8.}$$

$$\frac{\partial F}{\partial c_i} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N c_j \int_{\Omega} (v_i \mathcal{L} v_j + v_j \mathcal{L} v_i) d\Omega - \int_{\Omega} v_i f d\Omega = 0$$

Para  $i = 1, 2, 3, \dots, N$

Lo cual puede ser escrito en forma matricial como:

$$[S]\{c\} = \{b\} \quad \text{Ec A9}$$

Con  $[S]$  dado por:  $S_{ij} = \frac{1}{2} \int_{\Omega} (v_i \zeta v_j + v_j \zeta v_i) d\Omega$  Ec A10

Y los elementos en  $\{b\}$  dados por:

$$b_i = \int_{\Omega} v_i f d\Omega \quad \text{Ec A11}$$

dado que  $[S]$  es una matriz simétrica, y utilizando la propiedad del operador  $\zeta$ ,  $S_{ij}$  puede ser escrito como:

$$S_{ij} = \int_{\Omega} v_i \zeta v_j d\Omega \quad \text{Ec A12}$$

Entonces como conclusión general, una solución aproximada para la ecuación. A1, es la dada por ecuación A6, donde los  $c_i$  se obtienen resolviendo la ecuación A9.

## 1.2.2 MÉTODO DE GALERKIN

El método de Galerkin pertenece a la familia de los métodos residuales por pesos, en los cuales, como su nombre lo indica, se busca la solución ponderando los residuos de las ecuaciones diferenciales.

Asuma que  $\tilde{\phi}$  es una solución aproximada de la ecuación diferencial (ecuación A1). Sustituyendo  $\tilde{\phi}$  en la ec. A1, se obtiene un residual diferente de cero:

$$r = \zeta\tilde{\phi} - f \neq 0 \quad \text{Ec. A13}$$

La mejor aproximación para  $\tilde{\phi}$  será la que produce que el residual  $r$  tenga valor mínimo en todos los puntos de el dominio  $\Omega$ . De esta forma, los métodos residuales por pesos colocan la condición:

$$R_i = \int_{\Omega} w_i r d\Omega = 0 \quad \text{Ec A14}$$

Donde  $R_i$  son las integrales de los residuos con sus respectivos pesos  $w_i$ .

En el método de Galerkin, las funciones  $w_i$  son seleccionadas de tal forma que sean iguales a aquellas utilizadas para la expansión de la función aproximada. Esto usualmente conlleva a la solución mas acertada y por lo tanto es la opción mas utilizada en el desarrollo de ecuaciones de elementos finitos. Para ilustrar el método más explícitamente, se asume que la solución se presenta en la forma de la ecuación A6. Las funciones de peso serán seleccionadas así:

$$w_i = v_i \quad \text{con } i = 1, 2, 3, \dots, N \quad \text{Ec A15.}$$

Entonces la ec. A14., se convierte en:

$$R_i = \int_{\Omega} (v_i \zeta \{v\}^T \{c\} - v_i f) d\Omega = 0 \quad \text{con } i = 1, 2, 3, \dots, N \quad \text{Ec. A16}$$

Esto conduce al sistema de matrices de la ec. A9. A pesar de que ahora la matriz [S] no es simétrica, si se le aplica el operador  $\zeta$ , el sistema de ecuaciones obtenido por el método de Galerkin será igual al obtenido por el método de Ritz.

Se pueden obtener diferentes formulaciones para un mismo problema, dependiendo de las funciones de peso y por tanto el método que se escoja. Algunos son:

- Método del punto de colocación: En este método la función de peso escogida es la delta dirac.
- Método de colocación de subdominios: Aquí la función de peso es una constante definida en un subdominio específico y cero por fuera de ese subdominio.
- Método de los cuadrados mínimos: En este método se minimiza el cuadrado del error absoluto residual.

### 1.3 PASOS BÁSICOS DEL MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS.

El principio del método de elementos finitos es remplazar un dominio continuo por pequeños subdominios en los cuales, la función a resolver es representada por funciones de interpolación simples con coeficientes desconocidos.

Entonces, el problema original con un número infinito de grados de libertad, es convertido en uno con un número finito de grados de libertad, en otras palabras, la solución de todo el sistema es aproximada por un número finito de coeficientes que deben determinarse. Luego, aplicando el método variacional de Ritz ó el método de Galerkin, se obtiene un sistema de ecuaciones algebraicas a resolver y así obtener una solución al problema de valores de frontera.

Un problema con valores de frontera que se solucione con el método de elementos finitos debe incluir los siguientes pasos básicos:

1. Discretización ó subdivisión del dominio.
2. Selección de las funciones de interpolación.
3. Formulación del sistema de ecuaciones.
4. Solución del sistema.

### **1.3.1 Discretización del dominio**

La discretización del dominio es el primer y tal vez el más importante paso en el análisis de elementos finitos, debido a que la manera en que el dominio sea discretizado afectará el rendimiento computacional que se pueda obtener y por lo tanto la precisión que se tenga en los resultados numéricos. En esta etapa, el dominio es dividido en subdominios más pequeños llamados 'elementos'. En dominios unidimensionales, los elementos son segmentos cortos de línea interconectados para formar la línea original. Para dominios bidimensionales, los elementos son triángulos y rectángulos, y para soluciones de tipo tridimensional, el dominio puede ser dividido en tetraedros, prismas triangulares y hexaedros.

En las soluciones basadas en elementos finitos, el problema es formulado en términos de una función desconocida  $\Phi$  definida en cada nodo de cada elemento del dominio. Cada nodo debe ser descrito con sus coordenadas,

número local y número global. El número local de un nodo indica su posición en el elemento mientras que su número global indica su posición en el sistema global. La numeración de los nodos es una característica importante en el análisis, ya que si se numeran de forma adecuada, el almacenamiento de datos y el costo de procesamiento pueden reducirse significativamente.

### 1.3.2 Selección de las funciones de interpolación.

El segundo paso en el análisis de elementos finitos es la selección de una función de interpolación que se aproxime a la función desconocida dentro de un elemento. Generalmente, esta función de interpolación es un polinomio. Una vez que el orden del polinomio es seleccionado, se puede derivar una expresión para la solución en un elemento.

La formulación de un elemento 'e' puede ser de la siguiente forma:

$$\tilde{\phi}^e = \sum_{j=1}^n N_j^e \phi_j^e = \{N^e\}^T \{\phi^e\} = \{\phi^e\}^T \{N^e\} \quad \text{Ec. A17}$$

donde:

n: Número de nodos del elemento.

$\phi_j^e$  : es el valor de  $\phi$  para el nodo j del elemento.

$N_j^e$  = Función de interpolación para el nodo j. También se conoce como función base ó función de expansión.

Una característica importante de la función base es que es diferente de cero solo dentro del respectivo elemento y cero, por fuera de éste.

### 1.3.3 Formulación del sistema de ecuaciones

Ambos métodos, el de Ritz ó el de Galerkin, pueden ser utilizados para formular el sistema de ecuaciones a resolver [8].

### 1.3.4 Solución del sistema de ecuaciones

Solucionar el sistema de ecuaciones es el último paso en un análisis de elementos finitos. El sistema resultante tiene una de las siguientes formas:

$$[K]\{\phi\} = \{b\}$$

Ec.  
A18

o

$$[A]\{\phi\} = \lambda[B]\{\phi\}$$

Ec  
A19

La ecuación 18 es de tipo determinístico y resulta de una ecuación diferencial no homogénea ó de condiciones de frontera no homogéneas, o de ambas.

La ecuación A19 es del tipo de eigenvalores que resulta de una ecuación diferencial homogénea y de condiciones de frontera homogéneas. En electromagnetismo, los sistemas con eigenvalores son los asociados a problemas sin fuente como los de propagación de ondas en guías de ondas y cavidades resonantes. En este caso, el vector  $\{b\}$  desaparece y la matriz  $[K]$  puede ser escrita como  $[A] - \lambda[B]$  donde  $\lambda$  es un eigenvalor.

## 1.4 ANÁLISIS DE ELEMENTOS FINITOS EN TRES DIMENSIONES

Como se expuso anteriormente, el primer paso en el análisis con elementos finitos es la discretización del dominio de interés. En el caso tridimensional, un volumen  $V$  se subdivide en un número determinado de volúmenes más pequeños, los cuales pueden ser tetraedros ó hexaedros.

Para propósitos de ilustración del procedimiento, se utilizarán tetraedros.

Como resultado de la subdivisión del volumen  $V$ , su superficie  $S$  es subdividida en un número determinado de elementos triangulares. Luego se utilizan números enteros para enumerar los elementos y los nodos, los cuales son los vértices de los tetraedros. Los números de los elementos y de los nodos se relacionan por medio de un arreglo matricial de enteros de  $4 * M$  denotado por  $n(i, e)$  donde  $i = 1, 2, 3, 4$ ,  $e = 1, 2, 3, \dots, M$  y  $M$  denota el número total de elementos. Para facilitar la aplicación de las condiciones de frontera de Dirichlet, se crea un vector de números enteros que almacene los números globales de los nodos que se encuentran en la superficie  $S$  del modelo a simular. Otros datos necesarios para plantear la solución al problema de frontera son: las coordenadas de cada nodo, los valores de  $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z, \beta, f$  (definidas en el primer capítulo), el valor de  $\phi$  para cada nodo en la superficie, así como el valor de  $\gamma$  y  $q$ .

### 1.4.1 Interpolación elemental

Una vez el dominio ha sido discretizado, la función desconocida  $\phi$  se aproxima dentro de cada elemento con el siguiente polinomio:

$$\phi^e(x, y, z) = a^e + b^e x + c^e y + d^e z \quad \begin{matrix} E_c \\ A20 \end{matrix}$$

Los coeficientes  $a^e, b^e, c^e, d^e$  pueden ser determinados imponiendo la ec. A20 en los nodos de cada elemento asumiendo un valor determinado en los vértices. Con lo anterior, se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones, una ecuación para cada nodo del tetraedro:

$$\begin{aligned}\phi_1 &= a^e + b^e x_1^e + c^e y_1^e + d^e z_1^e \\ \phi_2 &= a^e + b^e x_2^e + c^e y_2^e + d^e z_2^e \\ \phi_3 &= a^e + b^e x_3^e + c^e y_3^e + d^e z_3^e \\ \phi_4 &= a^e + b^e x_4^e + c^e y_4^e + d^e z_4^e\end{aligned}\tag{Ec. A21}$$

Donde  $\phi_j^e$  denota el valor de  $\phi$  en el  $j$ -ésimo nodo.

Con la discretización y la interpolación descritas anteriormente, se puede formular el problema en términos de las incógnitas en los nodos utilizando el método de Ritz ó el de Galerkin [8].

## 1.5 APLICACIÓN DEL MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS A PROBLEMAS DE CAMPOS ARMÓNICOS.

En la aplicación del método de elementos finitos a los campos armónicos, se presentan tres grandes dificultades, de las cuales, se discutirán algunas de sus posibles soluciones y de los esfuerzos adicionales que hay que realizar. La primera que se va a discutir brevemente es cuando la variable de trabajo es discontinua a través de las interfases entre dos medios diferentes. La segunda dificultad se presenta cuando aparecen soluciones espurias y la tercera es la dificultad para modelar las singularidades de los campos.

En el caso armónico, se puede empezar a plantear un problema utilizando una de las siguientes dos ecuaciones:

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\mu_r} \nabla \times E \right) - k_0^2 \epsilon_r E = -jk_0 Z_0 J \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A22} \end{array}$$

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon_r} \nabla \times H \right) - k_0^2 \mu_r H = \nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon_r} J \right) \quad \begin{array}{l} \text{Ec.} \\ \text{A23} \end{array}$$

Las condiciones de frontera que se aplican a superficies conductoras son:

$$\hat{n} \times E = 0 \quad \begin{array}{l} \text{Ec.} \\ \text{A24} \end{array}$$

$$\hat{n} \times \nabla \times H = 0 \quad \begin{array}{l} \text{Ec.} \\ \text{A25} \end{array}$$

Donde  $\hat{n}$  es un vector unitario normal a la superficie conductora. La ec. A24 indica que el campo eléctrico tangencial ( $E_T$ ) a una superficie conductora es igual a cero, y la ecuación 25 indica que el campo magnético normal a una superficie conductora también es cero.

Para el caso de fronteras magnéticas ó como se le llama en ANSYS 'paredes magnéticas', las condiciones a cumplir son diferentes a las del caso de un conductor perfecto:

$$\hat{n} \times \nabla \times E = 0 \quad \begin{array}{l} \text{Ec.} \\ \text{A26} \end{array}$$

$$\hat{n} \times H = 0 \quad \begin{array}{l} \text{Ec.} \\ \text{A27} \end{array}$$

En casos donde el dominio computacional contenga discontinuidades, se deben imponer las condiciones de frontera:

$$\begin{array}{l} \text{Ec.} \\ \text{A28} \end{array}$$

$$\hat{n} \times E^+ = \hat{n} \times E^-$$

$$\hat{n} \times H^+ = \hat{n} \times H^-$$

Ec.  
A29

y dejar que

$$\frac{1}{\mu_r^+} \hat{n} \times (\nabla \times E^+) = \frac{1}{\mu_r^-} \hat{n} \times (\nabla \times E^-)$$

Ec.  
A30

$$\frac{1}{\varepsilon_r^+} \hat{n} \times (\nabla \times H^+) = \frac{1}{\varepsilon_r^-} \hat{n} \times (\nabla \times H^-)$$

Ec.  
A31

Las ecuaciones A30 y A31 sean satisfechas automáticamente ya que son condiciones naturales.

Para aplicar las condiciones que expresan las ecuaciones A28 y A29 se puede asignar un único valor de campo a cada nodo. Desafortunadamente, haciendo esto, también se impone continuidad de la componente normal del campo, lo cual entra en conflicto con las condiciones actuales dadas por las ecuaciones A32 y A33:

$$\hat{n} \bullet (\varepsilon_r^+ E^+) = \hat{n} \bullet (\varepsilon_r^- E^-)$$

Ec.  
A32

$$\hat{n} \bullet (\mu_r^+ H^+) = \hat{n} \bullet (\mu_r^- H^-)$$

Ec.  
A33

En otras palabras, la expresión obtenida asignando un único valor a cada nodo, no permite la satisfacción exacta de las condiciones de interfase (ecuaciones A32 y A33), sin embargo, estas dos condiciones son equivalentes a las expresadas por las ecuaciones A30 y A31 las cuales, como se había mencionado anteriormente, son condiciones naturales y por lo

tanto deben ser satisfechas dentro de las limitaciones de la expresión para el campo.

Basados en este razonamiento, el problema se puede solucionar realizando un enmallado muy fino cerca de la interfase, de esta forma, la componente normal del campo no cambiará abruptamente si no de una forma muy rápida a través de la discontinuidad y así cumplirá con las condiciones impuestas por las ecuaciones A32 y A33.

De cualquier forma se debe tener en cuenta que realizar un enmallado más fino en la zona de la interfase causará un substancial incremento en el número de incógnitas y también se podrían presentar algunas dificultades en la generación del enmallado cuando la interfase es de forma irregular.

### 1.5.1 SOLUCIONES ESPURIAS

Con la formulación del sistema de ecuaciones y un tratamiento adecuado de las condiciones de frontera, el método de elementos finitos puede ser aplicado para hallar una solución numérica a problemas armónicos.

Contrario a lo esperado, las soluciones obtenidas por medio de elementos finitos son erróneas algunas veces. Algunos estudios de estos problemas muestran que tales soluciones erróneas no satisfacen la condición de divergencia:  $\nabla \cdot (\mu H) = 0$  para el campo magnético, y  $\nabla \cdot (\epsilon E) = \nabla \cdot J / j\omega$  para el campo eléctrico, lo cual reduce a la divergencia de E a:  $\nabla \cdot (\epsilon E) = 0$  en una región sin fuentes. A primera vista, esto parecería imposible debido a que por la identidad vectorial  $\nabla \cdot (\nabla \times a) = 0$ , las condiciones de divergencia ya están implícitas en las ecuaciones A22 y A23. Para averiguar que ocasiona este problema de las soluciones espurias, primero se deben examinar los funcionales y sus correspondientes ecuaciones de Euler. Para

hallar las ecuaciones A22 y A23 tomando la primera derivada de los funcionales, los campos eléctrico y magnético deben ser doblemente diferenciables, o en otras palabras  $(\nabla \times E)/\mu_r$  y  $(\nabla \times H)/\varepsilon_r$  deben ser continuas, pero en la solución planteada por elementos finitos, se impone continuidad solo en las funciones de interpolación ó expansión y no en sus derivadas. Este tipo de solución es llamada 'debil' porque no satisface plenamente las ecuaciones diferenciales que gobiernan el fenómeno.

Debido a que  $(\nabla \times E)/\mu_r$  y  $(\nabla \times H)/\varepsilon_r$  en una solución 'debil' no son continuas, con solo tomar la divergencia de las ecuaciones A22 y A23, no es suficiente para probar que su solución satisface las condiciones de divergencia. Si las condiciones de divergencia no son satisfechas, entonces los resultados serán afectados por soluciones sin significado físico o espurio.

Hay varios métodos que pueden ser utilizados para eliminar estas soluciones espurias. Una de ellos es utilizar como funciones de interpolación aquellas que tengan derivadas continuas inclusive en las fronteras. Desafortunadamente, este tipo de funciones son un poco más complicadas y por ende, mas difíciles de implementar en un análisis de elementos finitos.

Otro método es encontrar el campo eléctrico resolviendo primero la ecuación del campo magnético o viceversa, es decir, si se quiere encontrar el campo eléctrico, se puede emplear la formulación del campo magnético para encontrar **H** y luego hallar el campo eléctrico resolviendo la ecuación de Maxwell:

$$E = \frac{1}{j\omega\varepsilon} (\nabla \times H - J) \quad \text{Ec. A34}$$

De esta manera, si **H** contiene soluciones espurias, lo cual es muy probable, el campo eléctrico hallado con la ecuación A34 no contendrá esa solución espuria y por ende cumplirá con la condición de divergencia. La gran desventaja de este método es que debido a todas las operaciones de

derivación que se deben implementar, los campos eléctrico y magnético que sean hallados serán de menor precisión que los hallados directamente con elementos finitos.

### **1.5.2 SINGULARIDADES DE LOS CAMPOS**

Es bien sabido que en las esquinas y junturas de los conductores (Ej. una cavidad resonante) algunas de las componentes de los campos se vuelven infinitas. Entre más pequeños sean los ángulos internos entre superficies conductoras, el campo tendrá mas singularidades.

Un comportamiento de este tipo se presenta también con el campo eléctrico en las esquinas de un dieléctrico, y con el campo magnético en las esquinas de un material magnético. En estos casos, el grado de singularidad depende de la permitividad para el campo eléctrico y la permeabilidad para el campo magnético.

Cuando un problema a resolver contiene esquinas conductoras, es de suma importancia especificar la naturaleza de los campos en estas zonas. Esta no es tarea fácil, ya que las funciones de interpolación trabajan con base en los nodos de los elementos y los campos en estos nodos en la esquinas se vuelven infinitos.

Hay dos posibles estrategias para remediar este problema. La primera es redondear las esquinas agudas de tal forma que el cambio en los campos en esos sectores sea muy sutil. Esto se puede realizar y llegar a obtener buenos resultados con muy bajo porcentaje de error. El inconveniente que surge aquí es que para modelar estas superficies redondas con las cuales se van a cubrir las esquinas, es necesario utilizar elementos muy pequeños que incrementarán el número de incógnitas y además la etapa de generación del enmallado será mas crítica.

La segunda estrategia para tratar con estas singularidades de los campos es desarrollar nuevas funciones de interpolación basadas en el conocimiento previo del comportamiento del campo. Este acercamiento parece ser un poco más riguroso pero también presenta algunos problemas como la disponibilidad de expresiones para las singularidades de los campos y la complejidad de la programación, ya que estas funciones de interpolación especiales incrementan la dificultad del desarrollo de programas de propósito general que pueden ser utilizados para diferentes tipos de problemas.

Cabe anotar, sin embargo, que el problema presentado en las esquinas de los materiales, es menos serio cuando los dieléctricos y materiales magnéticos tienen permitividades y permeabilidades bajas, respectivamente. Por otra parte, si en el problema solo hay materiales dieléctricos, el problema de la singularidad puede ser evitado utilizando el campo magnético como variable de trabajo y de forma similar si el problema solo contiene materiales magnéticos, el campo eléctrico puede ser usado como la variable de trabajo.

## **1.6 ELEMENTOS VECTORIALES**

Los elementos vectoriales son elementos finitos a los cuales se les asignan grados de libertad a las aristas en vez de asignarlos a los nodos como usualmente se hacía. Por esta razón se conocen como elementos 'edge'. Este tipo de elementos fueron creados para superar los inconvenientes mencionados en la sección 1.5 de este capítulo.

### **1.6.1 ELEMENTOS "EDGE" TRIDIMENSIONALES.**

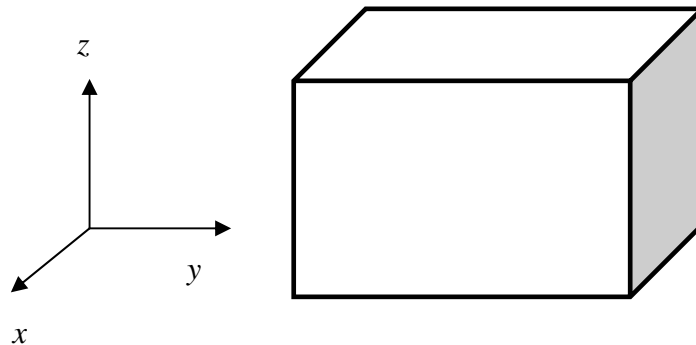
Primero se considerarán los elementos que llamaremos 'bloques' y luego se procederá con los tetraedros y hexaedros.

### 1.6.1.1 Elementos 'bloque'

Considere el elemento 'bloque' que se muestra en la figura A.1. Las longitudes de los lados se denotan con  $l_x^e, l_y^e, l_z^e$  en las direcciones x, y, z respectivamente, y su centro se encuentra en  $(x_c^e, y_c^e, z_c^e)$ . Las componentes del campo dentro del elemento pueden ser expresadas de la siguiente forma asignando una constante tangencial del campo a cada arista del elemento:

$$E_x^e = \sum_{i=1}^4 N_{Xi}^e E_{Xi}^e \quad E_y^e = \sum_{i=1}^4 N_{Yi}^e E_{Yi}^e \quad E_z^e = \sum_{i=1}^4 N_{Zi}^e E_{Zi}^e \quad \text{Ec. A35}$$

**Figura A.1** Elemento 'bloque'



Fuente: autores

Donde los  $E_{Xi}^e, E_{Yi}^e, E_{Zi}^e$  representan las componentes x, y, z respectivamente del campo a lo largo de las aristas del elemento y los  $N_i^e$  son las funciones de interpolación ó funciones base:

$$N_{x1}^e = \frac{1}{l_y^e l_z^e} \left( y_c^e + \frac{l_y^e}{2} - y \right) \left( z_c^e + \frac{l_z^e}{2} - z \right)$$

$$N_{x2}^e = \frac{1}{l_y^e l_z^e} \left( y - y_c^e + \frac{l_y^e}{2} \right) \left( z_c^e + \frac{l_z^e}{2} - z \right)$$

$$N_{x3}^e = \frac{1}{l_y^e l_z^e} \left( y_c^e + \frac{l_y^e}{2} - y \right) \left( z - z_c^e + \frac{l_z^e}{2} \right)$$

$$N_{x4}^e = \frac{1}{l_y^e l_z^e} \left( y - y_c^e + \frac{l_y^e}{2} \right) \left( z - z_c^e + \frac{l_z^e}{2} \right)$$

$$N_{y1}^e = \frac{1}{l_z^e l_x^e} \left( z_c^e + \frac{l_z^e}{2} - z \right) \left( x_c^e + \frac{l_x^e}{2} - x \right)$$

$$N_{y2}^e = \frac{1}{l_z^e l_x^e} \left( z - z_c^e + \frac{l_z^e}{2} \right) \left( x_c^e + \frac{l_x^e}{2} - x \right)$$

$$N_{y3}^e = \frac{1}{l_z^e l_x^e} \left( z_c^e + \frac{l_z^e}{2} - z \right) \left( x - x_c^e + \frac{l_x^e}{2} \right)$$

$$N_{y4}^e = \frac{1}{l_z^e l_x^e} \left( z - z_c^e + \frac{l_z^e}{2} \right) \left( x - x_c^e + \frac{l_x^e}{2} \right)$$

Ec.  
A36

$$N_{z1}^e = \frac{1}{l_x^e l_y^e} \left( x_c^e + \frac{l_x^e}{2} - x \right) \left( y_c^e + \frac{l_y^e}{2} - y \right)$$

$$N_{z2}^e = \frac{1}{l_x^e l_y^e} \left( x - x_c^e + \frac{l_x^e}{2} \right) \left( y_c^e + \frac{l_y^e}{2} - y \right)$$

$$N_{z3}^e = \frac{1}{l_x^e l_y^e} \left( x_c^e + \frac{l_x^e}{2} - x \right) \left( y - y_c^e + \frac{l_y^e}{2} \right)$$

$$N_{z4}^e = \frac{1}{l_x^e l_y^e} \left( x - x_c^e + \frac{l_x^e}{2} \right) \left( y - y_c^e + \frac{l_y^e}{2} \right)$$

Tabla A1: Numeración de las aristas

Arista $i$	Nodo $i_1$	Nodo $i_2$
1	1	2
2	4	3
3	5	6
4	8	7
5	1	4
6	5	8
7	2	3
8	6	7
9	1	5
10	2	6
11	4	8
12	3	7

Si los números de las aristas se especifican en la tabla 1, las expansiones anteriores pueden ser escritas de la siguiente forma:

$$E^e = \sum N_i^e E_i^e \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A37} \end{array}$$

Donde:

$$N_i^e = N_{xi}^e \hat{x} \quad N_{i+4}^e = N_{yi}^e \hat{y} \quad N_{i+8}^e = N_{zi}^e \hat{z}$$

para  $i = 1, 2, 3, 4$ .

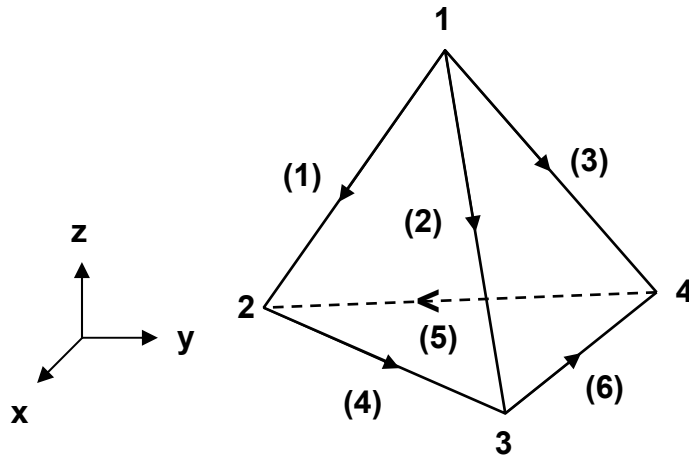
Las tres ecuaciones son las funciones base y tienen divergencia cero, es decir:  $\nabla \bullet N_i^e = 0$  y rotacional diferente de cero. También se puede observar que el campo tangencial en las caras del elemento está determinado por los campos tangenciales definidos en las aristas que lo conforman. Entonces, la ecuación A37 no solo garantiza la continuidad del campo tangencial a lo largo de las aristas, sino también la continuidad de este a lo largo de las caras del elemento.

### 1.6.1.2 Tetraedros

Ahora se mostrará el desarrollo de las funciones vectoriales base para los tetraedros con el fin de encontrar una representación matemática para los tetraedros de tipo 'edge'.

Sea  $L_1^e$  una función de interpolación lineal para el tetraedro que varía desde 1 en el nodo 1 a cero en el nodo 2 y  $L_2^e$  también una función de interpolación lineal que varía desde 1 en el nodo 2 a cero en el nodo 1. ver figura 2.A

**Figura 2.A:** Tetraedro



Entonces se puede obtener la siguiente función vectorial:

$$W_{12} = L_1^e \nabla L_2^e - L_2^e \nabla L_1^e$$

Para la cual se cumple que  $\nabla \cdot W_{12} = 0$  y  $\nabla \times W_{12} = 2\nabla L_1^e \times \nabla L_2^e$ .

Ahora, se define  $e_1$  como el vector de pointing unitario del nodo 1 al nodo 2 (ver tetraedro), entonces  $e_1 \cdot \nabla L_1^e = -\frac{1}{l_1^e}$  y  $e_1 \cdot \nabla L_2^e = -\frac{1}{l_1^e}$ , donde  $l_1^e$  denota la longitud de la arista que conecta los nodos 1 y 2 y realizando:

$$e_1 \cdot W_{12} = \frac{(L_1^e + L_2^e)}{l_1^e} = \frac{1}{l_1^e}$$

Se encuentra que  $W_{12}$  tiene una componente tangencial constante a lo largo de la arista (1,2). Además dado que  $L_1^e$  es igual a cero en las aristas (2,3), (2,4) y (3,4) y  $L_2^e$  es cero en (1,3), (1,4) y (3,4),  $W_{12}$  no tiene componente tangencial a lo largo de estas cinco aristas. En cuanto a las caras del tetraedro, dado que  $L_1^e$  es igual a cero en la cara definida por los nodos

(2,3,4) y  $L_2^e$  es cero en la cara definida por (1,3,4),  $W_{12}$  no tendrá componente tangencial en estas caras.

Su componente tangencial será diferente de cero solo en las caras que estén conformadas por la arista (1,2), es decir las caras conformadas por los nodos (1,2,3) y (1,2,4).

Después de revisar las características de la función  $W_{12}$  se observa que posee todas las propiedades necesarias de una función vectorial base para el tetraedro 'edge' en la arista formada por los nodos (1,2).

Si se define la arista (1,2) como la arista 1, entonces se tiene que:

$$N_1^e = W_{12}I_1^e = (L_1^e \nabla L_2^e - L_2^e \nabla L_1^e)I_1^e$$

De forma similar se obtiene la función vectorial para la arista  $i$  como:

$$N_i^e = W_{i_1 i_2} I_i^e = (L_{i_1}^e \nabla L_{i_2}^e - L_{i_2}^e \nabla L_{i_1}^e) I_i^e$$

Donde los números de las aristas y sus nodos asociados  $i_1$  e  $i_2$  se definen en la tabla 2:

**Tabla A2.** Aristas y nodos asociados

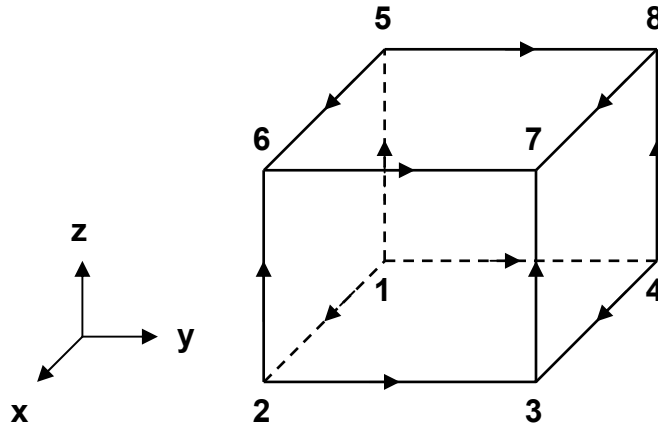
Arista $i$	Nodo $i_1$	Nodo $i_2$
1	1	2
2	1	3
3	1	4
4	2	3
5	4	2
6	3	4

Fuente: autores

### 1.6.1.3 Hexaedros

Además del rectangular y los tetraedros, hay otro tipo de elemento que vale la pena mencionar, los hexaedros (figura 3.A) :

**Figura 3.A:** Hexaedro



Fuente: autores

También llamado bloque distorsionado. Un hexaedro referenciado en el sistema coordenado  $xyz$  puede ser transformado en un elemento cúbico en un sistema coordenado  $\xi\eta\zeta$ . La transformación puede ser realizada de la siguiente forma:

$$x = \sum_{i=1}^8 N_i^e(\xi\eta\zeta)x_i^e$$

$$y = \sum_{i=1}^8 N_i^e(\xi\eta\zeta)y_i^e$$

$$z = \sum_{i=1}^8 N_i^e(\xi\eta\zeta)z_i^e$$

Ec.  
A38

Donde

$$N_i^e(\xi\eta\zeta) = \frac{1}{8}(1 + \xi_i\xi)(1 + \eta_i\eta)(1 + \zeta_i\zeta)$$

con  $(\xi_i, \eta_i, \zeta_i)$  denotando las coordenadas del  $i$ ésimo nodo.

Dado que  $\xi$  varía linealmente a lo largo de las aristas que son paralelas al eje  $\xi$  y es constante a lo largo de las demás aristas, la función vectorial definida por  $\nabla\xi$  tiene componentes tangenciales diferentes de cero solo a lo largo de las aristas que son paralelas al eje  $\xi$ . Entonces se podrá construir las funciones vectoriales base para aquellas aristas así:

$$N_i^e = \frac{l_i^e}{8}(1 + \eta_i\eta)(1 + \zeta_i\zeta)\nabla\xi$$

Donde  $(\eta_i, \zeta_i)$  denota la coordenada de  $(\eta, \zeta)$  en la arista  $i$ . De forma similar se puede construir la función vectorial base para las aristas paralelas al eje  $\eta$ :

$$N_i^e = \frac{l_i^e}{8}(1 + \xi_i\xi)(1 + \zeta_i\zeta)\nabla\eta$$

Y para los ejes paralelos al eje  $\zeta$ :

$$N_i^e = \frac{l_i^e}{8}(1 + \xi_i\xi)(1 + \eta_i\eta)\nabla\zeta$$

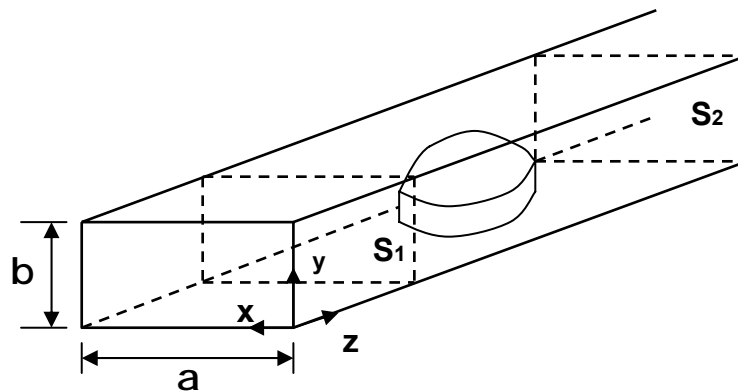
Estas funciones vectoriales base poseen todas las propiedades que garantizan una continuidad tangencial a través de las aristas de los elementos y de sus caras.

Sin embargo deben evitarse hexaedros muy distorsionados ya que su divergencia aumentará.

Luego de obtener las funciones vectoriales base, se forman las matrices que deben ser resueltas.

## 1.7 CARACTERIZACIÓN DE DISCONTINUIDADES EN UNA GUÍA DE ONDA RECTANGULAR

**Figura 4.A** Discontinuidad en una guía de onda rectangular



Fuente: autores

La geometría del problema es ilustrada en la figura 4, cuya configuración consiste de una guía de onda rectangular infinita, con un obstáculo que puede ser de material dieléctrico ó metálico colocado dentro de esta.

Como es usual, la solución de este problema se reduce a resolver las ecuaciones de Maxwell en la región de interés, en este caso, la región que está cercada por las paredes de la guía. La guía es considerada de longitud infinita.

Para aplicar el método de elementos finitos a este tipo de región, es necesario primero truncar la región infinita y volverla finita. Esto puede hacerse colocando planos ficticios a ambos lados del obstáculo, serán llamados  $S_1$  y  $S_2$ , como se puede observar en la figura 4.A

Para definir el problema de valores de frontera para la nueva región limitada por las paredes metálicas y por  $S_1$  y  $S_2$ , es necesario establecer una condición de frontera para cada plano ficticio. Para hacer esto, primero se asume que la guía de onda está operando a una frecuencia tal que solo el modo dominante  $TE_{10}$  se puede propagar sin atenuación. Segundo, se asume que  $S_1$  y  $S_2$  están colocados lo suficientemente lejos del obstáculo de tal forma que los modos de alto orden que se crean en cercanías del obstáculo, se desvanecen rápidamente y no alcanzan a llegar a  $S_1$  y  $S_2$ .

Entonces, el campo total en  $S_1$  puede ser expresado como una superposición de una onda incidente  $TE_{10}$  y una onda reflejada  $TE_{10}$ :

$$E(x, y, z) = E^{inc}(x, y, z) + E^{ref}(x, y, z)$$

$$E(x, y, z) = E_0 e_{10}(x, y) e^{-jk_{z10}z} + R E_0 e_{10}(x, y) e^{jk_{z10}z}$$

Ec  
A39

Donde  $E_0$  denota la magnitud de la onda incidente,  $R$  denota el coeficiente de reflexión y  $e_{10}$  y  $k_{z10}$  están dados por:

$$e_{10}(x, y) = \hat{y} \text{sen} \frac{\pi x}{a}$$

$$k_{z10} = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}$$

De la ecuación A39 se obtiene:

$$\hat{n} \times (\nabla \times E) = -z \times (\nabla \times E) = -jk_{z10} E^{inc} + jk_{z10} E^{ref}$$

$$\hat{n} \times (\nabla \times E) = jk_{z10} E - 2jk_{z10} E^{inc}$$

Lo cual también puede ser escrito como:

$$\hat{n} \times (\nabla \times E) + \gamma \hat{m} \times (\hat{n} \times E) = U^{inc} \quad \text{Ec. A40}$$

con  $\gamma = jk_{z10}$  y  $U^{inc} = -2jk_{z10} E^{inc}$

De forma similar, el campo en  $S_2$  puede ser expresado como:

$$E(x, y, z) = E^{trans}(x, y, z) = TE_0 e_{10}(x, y) e^{-jk_{z10}z}$$

Donde  $T$  denota el coeficiente de transmisión. De lo anterior se obtiene:

$$\hat{n} \times (\nabla \times E) + \gamma \hat{m} \times (\hat{n} \times E) = 0 \quad \text{Ec. A41}$$

Las relaciones A40 y A41 serán las condiciones de frontera para  $S_1$  y  $S_2$  respectivamente. Estas condiciones de frontera junto con la formulación de las ecuaciones de Maxwell para la región de interés y las condiciones de frontera en las paredes de la guía de onda pueden ser solucionadas utilizando el método de elementos finitos.

Primero el volumen  $V$  es subdividido en pequeños elementos especificando el campo dentro de cada uno de ellos:

$$E^e = \sum_{i=1}^n N_i^e E_i^e = \{E^e\}^T \{N^e\} = \{N^e\}^T \{E^e\} \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A42.} \end{array}$$

Donde  $N_i^e$  son las funciones vectoriales base,  $E_i^e$

Para realizar una discretización de las integrales de superficie, las superficies  $S_1$  y  $S_2$  se subdividen en pequeños elementos de superficie. Se debe tener en cuenta que la discretización del volumen y de las superficies debe ser compatible, es decir, un elemento 'edge' resultante de la discretización del volumen también debe ser un elemento 'edge' en la discretización de la superficie.

Dentro de cada elemento de superficie, el campo puede ser aproximado de la siguiente forma:

$$\hat{n} \times E^s = \sum_{i=1}^{n_s} S_i^s E_i^s = \{E^s\}^T \{S^s\} = \{S^s\}^T \{E^s\} \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A43} \end{array}$$

Donde el superíndice  $s$  denota el número del elemento de la superficie,  $n_s$  representa el número de aristas que componen al elemento, y  $S_i^s$  denota la función vectorial base.

También  $S_i^s = \hat{n} \times N_i^s$  donde  $N_i^s$  son las funciones vectoriales base que tienen componente tangencial unitaria en la arista  $i$ .

A partir de A42 y A43 se puede obtener el siguiente funcional:

$$F = \frac{1}{2} \sum_{e=1}^M \{E^e\}^T [K^e] \{E^e\} + \frac{1}{2} \sum_{e=1}^{M_S} \{E^s\}^T [B^s] \{E^s\} - \sum_{e=1}^{M_{S_1}} \{E^s\}^T \{b^s\}$$

Donde  $M$  es el número total de elementos,  $M_s$  es el número de elementos en la superficie  $S_1$  y  $S_2$  y  $M_{S_1}$  es el número de elementos en la superficie  $S_1$ . También.

$$[K^e] = \iiint_{V^e} \left[ \frac{1}{\mu_r^e} \{\nabla \times N^e\} \bullet \{\nabla \times N^e\}^T - k_0^2 \epsilon_r^e \{N^e\} \{N^e\}^T \right] dV \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A44} \end{array}$$

$$[B^s] = \iint_{S^s} \gamma S^s \bullet S^s dS \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A45} \end{array}$$

$$\{b^s\} = \iint_{S^s} S^s \bullet (U^{inc} \times \hat{n}) dS \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A46} \end{array}$$

Llevando a cabo la suma , reemplazando los números locales de las aristas por sus correspondientes números globales y aplicando el procedimiento de Ritz, se obtiene el sistema de ecuaciones dado por:

$$[K]\{E\} = \{b\} \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A47} \end{array}$$

Donde  $[K]$  es ensamblada a partir de  $[K^e]$  y  $[B^s]$ , y  $\{b\}$  es ensamblada a partir de  $\{b^s\}$ . Este sistema puede ser resuelto después de imponer las condiciones de Dirichlet en las fronteras.

Una vez se ha dado solución a la ecuación A47 para los campos en  $S_1$  y  $S_2$ , los coeficientes de reflexión (ecuación A50) y transmisión (ecuación A51) pueden ser obtenidos de las ecuaciones A48 y A49 respectivamente:

$$E(x, y, z) = E^{INC}(x, y, z) + E^{REF}(x, y, z) = E_0 e_{10}(x, y) e^{-jk_{z10}z} + RE_0 e_{10}(x, y) e^{jk_{z10}z} \quad \begin{array}{l} \text{Ec} \\ \text{A48} \end{array}$$

$$E(x, y, z) = E^{trans}(x, y, z) = TE_0 e_{10}(x, y) e^{-jk_{z10}z} \quad \begin{array}{l} \text{Ec.} \\ \text{A49} \end{array}$$

Donde  $E_0$  es la magnitud de la onda incidente,  $R$  es el coeficiente de reflexión,  $T$  es el coeficiente de transmisión,  $e_{10}(x, y) = \hat{y} \sin \frac{\pi x}{a}$  y

$$k_{z_{10}} = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}, \text{ con } a = \text{ancho de la guía.}$$

La ecuación A48 expresa el campo total en  $S_1$  como la suma de una onda incidente  $TE_{10}$  y una onda reflejada  $TE_{10}$  y despejando  $R$  se obtiene el coeficiente de reflexión:

$$R = \frac{E(x, y, z) - E_0 e_{10}(x, y) e^{-jk_{z_{10}}z}}{E_0 e_{10}(x, y) e^{jk_{z_{10}}z}} \Big|_{z=z_1} \quad \text{Ec. A50}$$

Para el coeficiente de transmisión se despeja  $T$  de la ecuación A49:

$$T = \frac{E(x, y, z)}{E_0 e_{10}(x, y) e^{-jk_{z_{10}}z}} \Big|_{z=z_2} \quad \text{Ec. A51}$$

Idealmente los coeficientes de reflexión y transmisión no son función de  $(x, y)$ , pero en una solución numérica, cuando  $S_1$  y  $S_2$  no están lo suficientemente lejos del obstáculo, se pueden observar pequeñas variaciones de estos coeficientes con las coordenadas y entre mas cerca se encuentren del obstáculo, estos presentarán una mayor variación con  $(x, y)$ . Este puede ser un buen punto de referencia para saber si  $S_1$  y  $S_2$  están bien colocados.

Para obtener de forma más precisa estos coeficientes, se pueden aprovechar las propiedades de ortogonalidad de los modos. El modo dominante es ortogonal a los demás modos que se propagan, por tanto se puede realizar el

producto escalar de la ecuación A48 y ecuación A49 con  $e_{10}$  e integrar sobre la sección transversal de la guía. Al hacer esto se logra evitar la influencia de modos más altos en el cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión y se obtendrán nuevas expresiones para R y T:

$$R = \frac{2e^{-jk_{z10}z_1}}{abE_0} \iint_{S_1} E(x, y, z_1) \bullet e_{10}(x, y) dS - e^{-2jk_{z10}z_1} \quad \text{Ec. A52}$$

$$T = \frac{2e^{-jk_{z10}z_2}}{abE_0} \iint_{S_2} E(x, y, z_2) \bullet e_{10}(x, y) dS \quad \text{Ec. A53}$$

Esta formulación puede ser aplicada a una gran variedad de problemas de guías de ondas con discontinuidades pero con una restricción bastante evidente y es que  $S_1$  y  $S_2$  deben colocarse lo suficientemente lejos de la discontinuidad, lo cual incrementaría substancialmente el número de elementos al discretizar el volumen, aumentando el número de incógnitas y por ende decrementando la eficiencia del método. Esta restricción es una consecuencia directa de asumir que en  $S_1$  y  $S_2$  solo existe el modo dominante.

## **ANEXO B**

### **ANSYS**

#### **1. INTRODUCCIÓN**

El campo de la ingeniería y el diseño se han visto influenciados en estos últimos 30 años, por el desarrollo de supercomputadoras y herramientas de software que permiten realizar muchos cálculos en muy poco tiempo, permitiendo así, la creación de prototipos y el análisis de su funcionamiento sin necesidad de construirlos físicamente.

En este gran mercado del software se encuentra ANSYS, un programa de diseño y análisis multipropósito y multiplataforma que basa sus cálculos en el método de los elementos finitos y que permite la construcción de complejos modelos físicos para el análisis de su funcionamiento en distintas condiciones de operación.

Cabe resaltar que a pesar de que ANSYS es un software muy versátil y completo, su funcionamiento óptimo se puede ver afectado por el hardware en el que se esté ejecutando, ya que si este no posee las características adecuadas (memoria RAM, disco duro, procesador, etc), el software se puede ver subutilizado y de esta forma no podría aprovecharse todo su potencial. Entonces se puede decir que hay cierto compromiso entre hardware y software para que se puedan alcanzar un nivel óptimo de funcionamiento y resultados adecuados en tiempos razonables.

El propósito de este anexo es mostrar el manejo del software para los análisis que se realizaron en este trabajo de grado, es decir, uso del E-mag de ANSYS del paquete Multifísico, para análisis a altas frecuencias (microondas) de tipo modal, armónico y análisis acoplados, como el

electromagnético-térmico realizado para la obtención de los perfiles de temperaturas en la muestra de la mezcla de asfalto.

## **2. GENERALIDADES**

### **2.1 ORGANIZACIÓN DE ANSYS**

Las funciones de ANSYS están organizadas en grupos llamados procesadores. El programa tiene un preprocesador, un procesador de soluciones, dos postprocesadores y varios procesadores auxiliares para la optimización del diseño.

El preprocesador permite al usuario crear el modelo sólido, realizar el enmallado y especificar las opciones necesarias para la solución.

El procesador de las soluciones, es utilizado para aplicar las cargas y las condiciones de frontera al modelo previamente enmallado, determinar el tipo de análisis que se desea realizar y ejecutar la simulación.

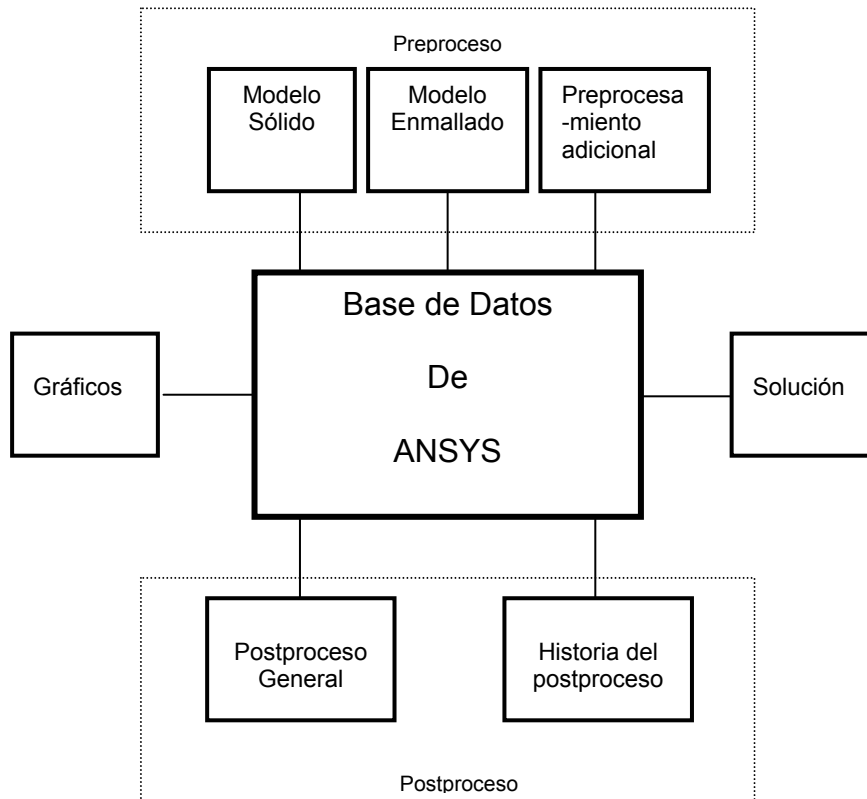
Por último, con los postprocesadores, el usuario obtiene los resultados, los examina y puede realizar operaciones con ellos para evaluar la respuesta del modelo.

Ansys utiliza una base de datos (Figura B.1) donde guarda todos los datos del modelo y los resultados. Los datos del modelo que incluyen al modelo sólido, el modelo de elementos finitos, materiales, etc, se escriben en la base de datos utilizando el preprocesador.

Las cargas y los resultados se guardan en la base de datos utilizando el procesador de soluciones y los datos generados en la etapa del postproceso también son guardados en la base de datos.

Los datos escritos en la base de datos se encuentran disponibles todo el tiempo sin importar en que etapa se guardaron.

Figura B.1 Organización de ANSYS



Fuente: Autores

## 2.2 FORMATO DE ARCHIVOS

En ANSYS, los archivos son utilizados para transferir datos de una parte del programa a otra, para almacenar en base de datos ó para almacenar los resultados de las simulaciones.

Los archivos generados por el programa pueden ser tipo ASCII (pueden ser editados y leídos) ó de tipo binario. Por defecto, ANSYS escribe los archivos

binarios utilizando un formato externo (formato IEEE) que facilita el transporte de estos entre diferentes sistemas de hardware, por ejemplo, la geometría del modelo puede ser creada por un usuario en un computador y luego ser transferida a otro usuario de ANSYS en otro computador.

Los archivos generados por el programa en cada simulación son los siguientes:

- *nombredearchivo.log*: es el código ó registro de todo lo que se realizó en la simulación, desde que se ejecuta el programa hasta que se cierra. Este archivo tipo ASCII puede guardarse ya que generalmente es de tamaño reducido y luego puede utilizarse como entrada para otras simulaciones similares para evitar perder tiempo ingresando todos los datos otra vez.
- *nombredearchivo.rmg*: En este archivo de tipo binario se guardan los resultados del análisis magnético y se utiliza como archivo de entrada para análisis acoplados.
- *nombredearchivo.tri*: Archivo de tipo binario que guarda la matriz de rigidez triangularizada. Para simulaciones de gran número de grados de libertad (incógnitas), este archivo puede llegar a ocupar varios Giga bites de disco duro. Para las simulaciones realizadas en el presente trabajo de grado, este archivo llegó a ocupar hasta 14 GB.
- *nombredearchivo.page*: Archivo temporal de tipo binario que administra la memoria virtual (base de datos).
- *nombredearchivo.err*: Este es un archivo tipo texto en el cual se van almacenando todos los mensajes de error y advertencia que genera el programa. Cuando hay un mensaje de advertencia, la simulación puede

seguir sin ningún problema y obtenerse resultados acertados, pero cuando se genera un mensaje de error, generalmente se debe parar la simulación y volver a iniciarla corrigiendo el error mostrado por el mensaje.

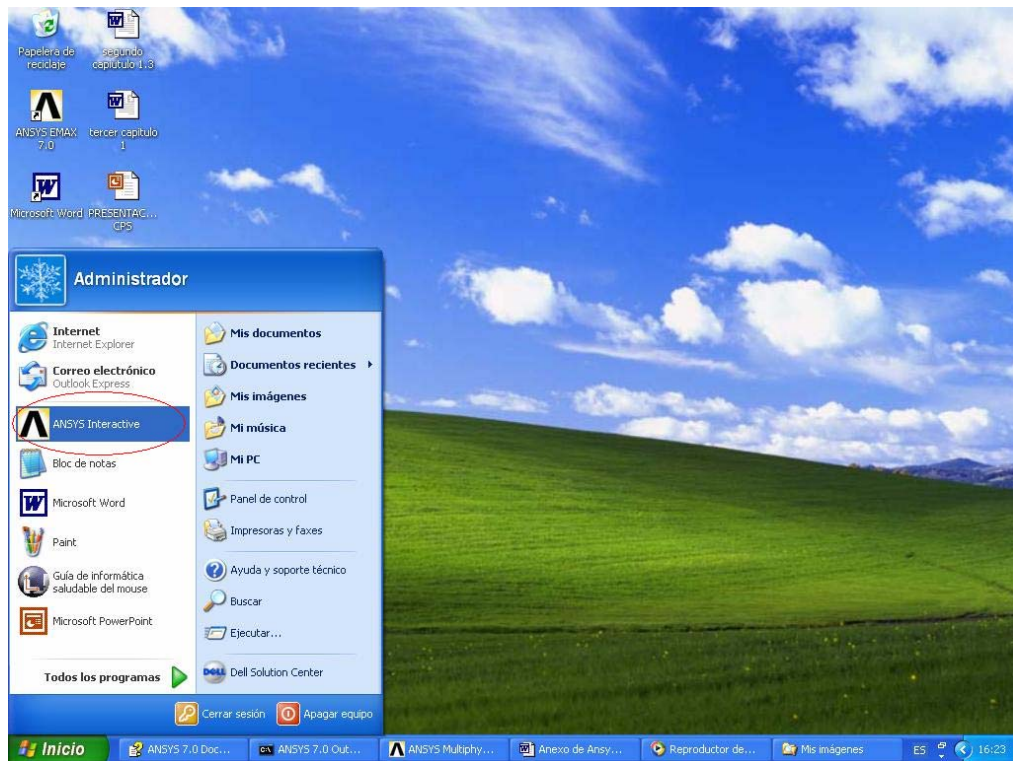
- *nombredearchivo.esav*: Archivo de tipo binario donde se guardan datos de los elementos y es creado cuando se realizan análisis no lineales.
- *Nombredearchivo.db*: Este es el archivo de la base de datos donde se guardan todas las características de la simulación, es decir, geometrías, cargas, condiciones de frontera, etc.

### **3. PASOS PARA REALIZAR SIMULACIONES CON ANSYS**

A continuación se hará la descripción de los pasos necesarios al iniciar el programa. En la fase del preproceso, los pasos para análisis armónico y modal son los mismos, se empezarán a diferenciar un poco en la fase de solución. En cada caso se hará la respectiva aclaración.

Para iniciar el programa se debe hacer clic en el menú inicio en ANSYS interactivo (ver figura B.2):

Figura B.2: Inicio de ANSYS



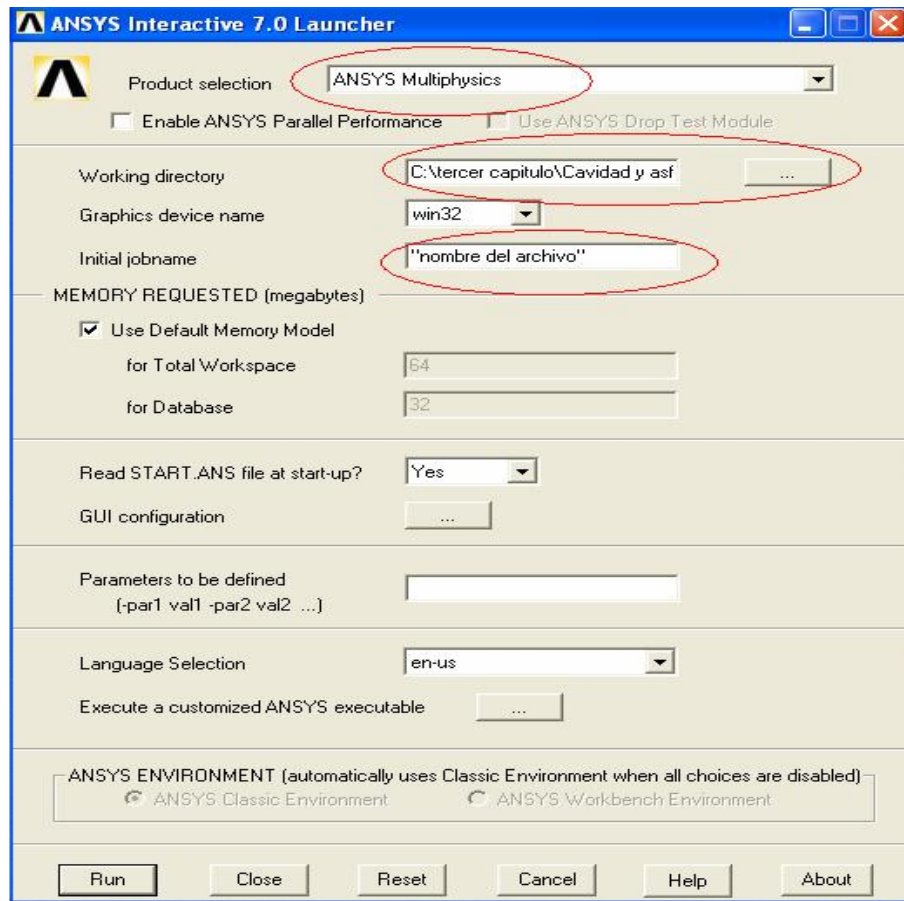
Fuente: autores

En este momento se debe tener configurada la carpeta en la cual se tiene la licencia respectiva a la fecha en la cual se está trabajando.

Luego aparecerá la ventana del launcher en el cual se escoge el paquete con el cual se va a trabajar, en este caso el ANSYS multifísico (Figura B.3).

También se configura la carpeta donde se van a guardar los archivos generados durante la simulación, los resultados y el nombre de estos archivos (ver figura B.3):

Figura B.3: Launcher de ANSYS



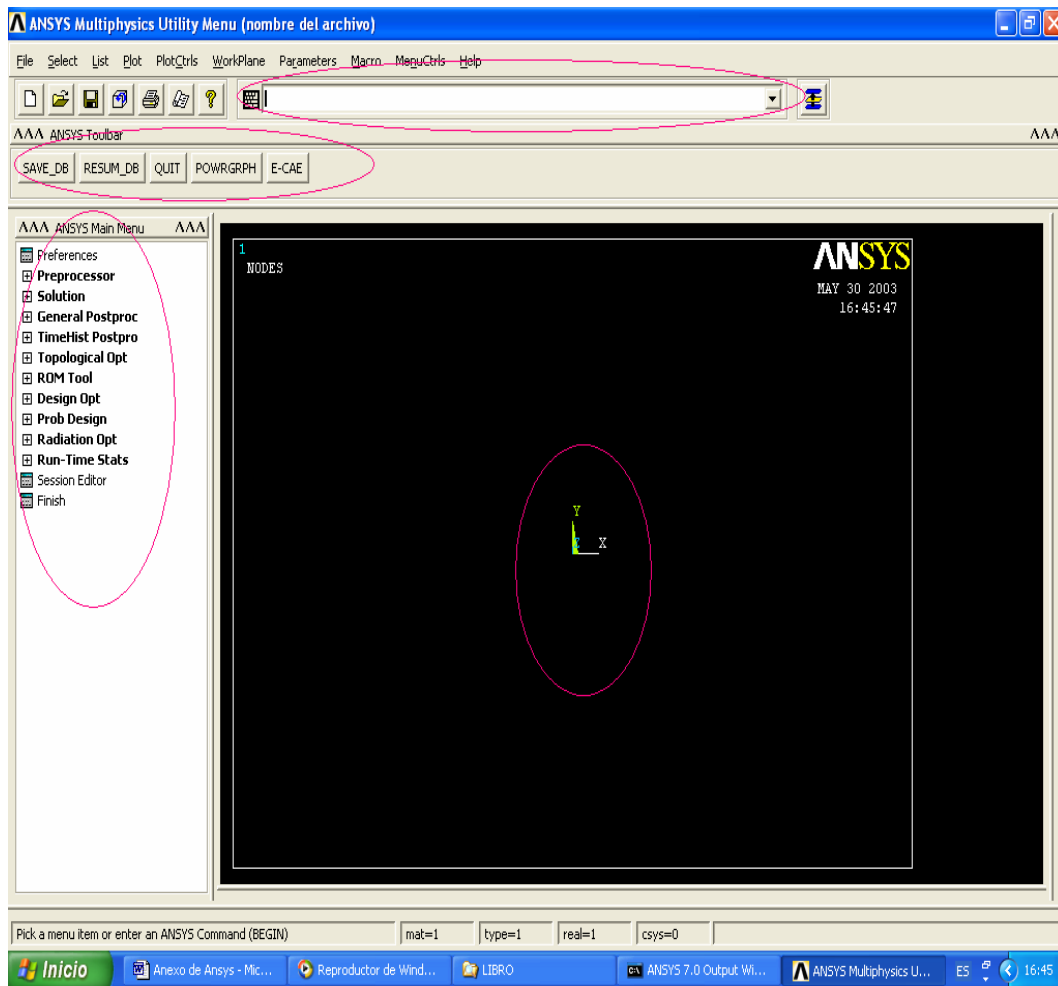
Fuente: autores

Luego se hace clic en 'Run' para seguir a la siguiente fase.

Cuando aparece la interfaz gráfica de ANSYS se pueden identificar las partes más importantes de ésta (ver figura B.4). La línea de comandos, la barra de herramientas que permite un acceso rápido a las funciones más utilizadas y es configurable, y el menú principal que presenta topología de árbol, lo cual la hace fácil de manejar.

También se puede observar el eje cartesiano, que también puede ser cambiado a coordenadas cilíndricas.

Figura B.4: Interfaz gráfica de ANSYS

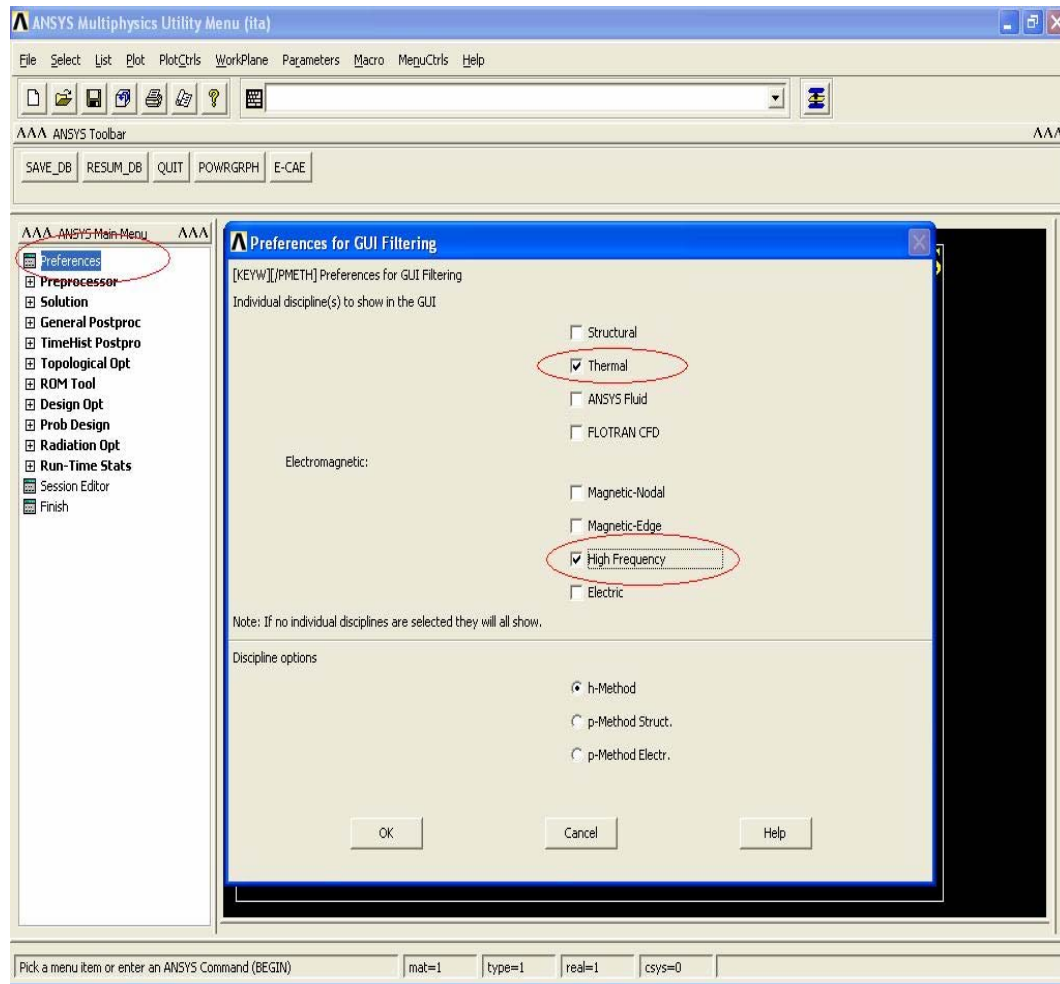


Fuente: Autores

Luego, en el menú principal se hace clic en 'preferencias' para realizar el filtrado de las opciones que se desean tener disponibles en el desarrollo de la simulación, se puede observar que se han escogido altas frecuencias ya que se va a trabajar con microondas. Con la escogencia de esta opción se garantiza la disponibilidad de las herramientas necesarias para el análisis electromagnético (ver figura B.5).

Si se van a realizar análisis acoplados, como por ejemplo, el electromagnético-térmico, se deben escoger la dos opciones, la térmica y la electromagnética, en el filtro (ver figura B.5)

Figura B.5: Filtrado de las herramientas disponibles



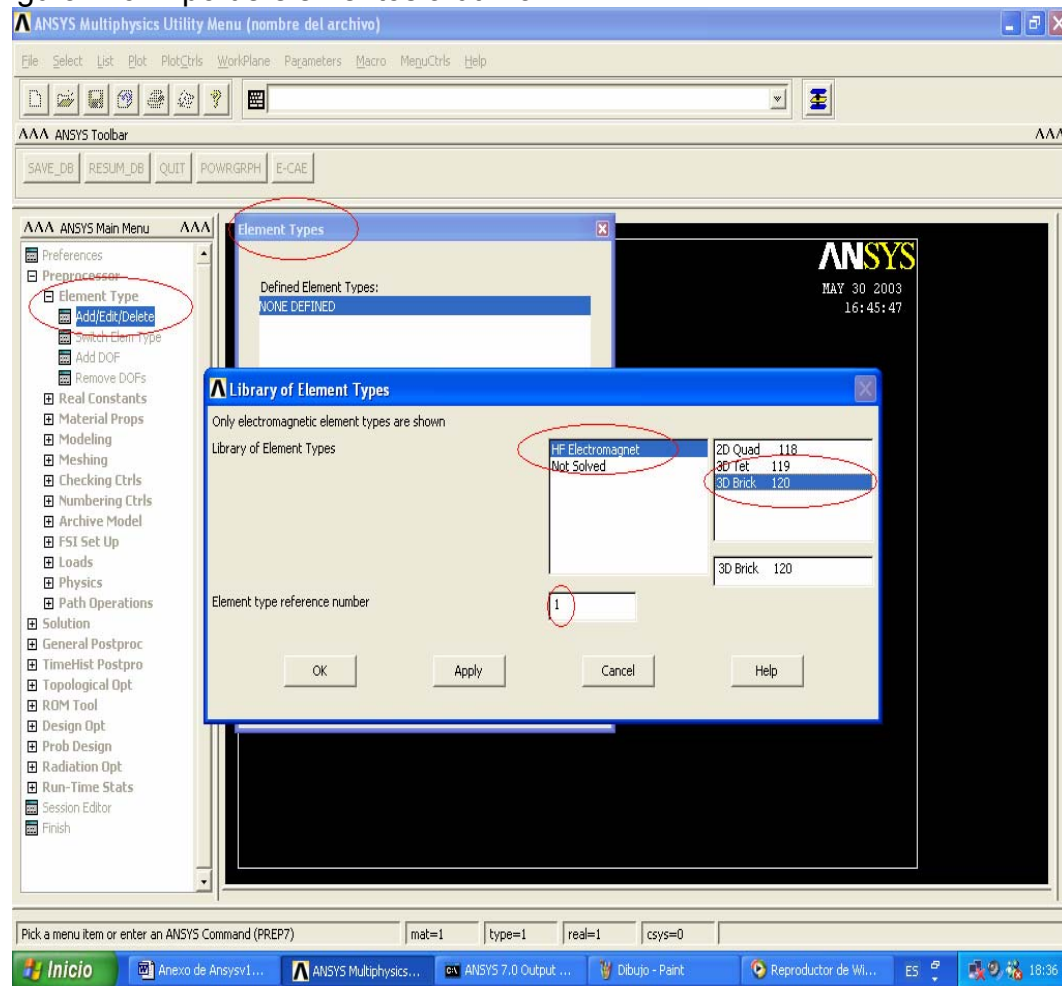
Fuente:Autores

### 3.1 PREPROCESADOR

Después de realizar el filtrado, se procede a elegir el tipo de elementos con los que se va a trabajar. Para el caso de análisis electromagnéticos a altas

frecuencias, se tienen tres elementos disponibles[8]. A cada elemento que se escoja debe asignársele un número de referencia que servirá para identificarlo durante la construcción del modelo. La geometría del modelo es uno de los criterios utilizados para la escogencia del elemento, ya que éste debe acomodarse al mismo a simular para evitar problemas a la hora de enmallar (ver figura B.6)

Figura B.6: Tipo de elementos a utilizar

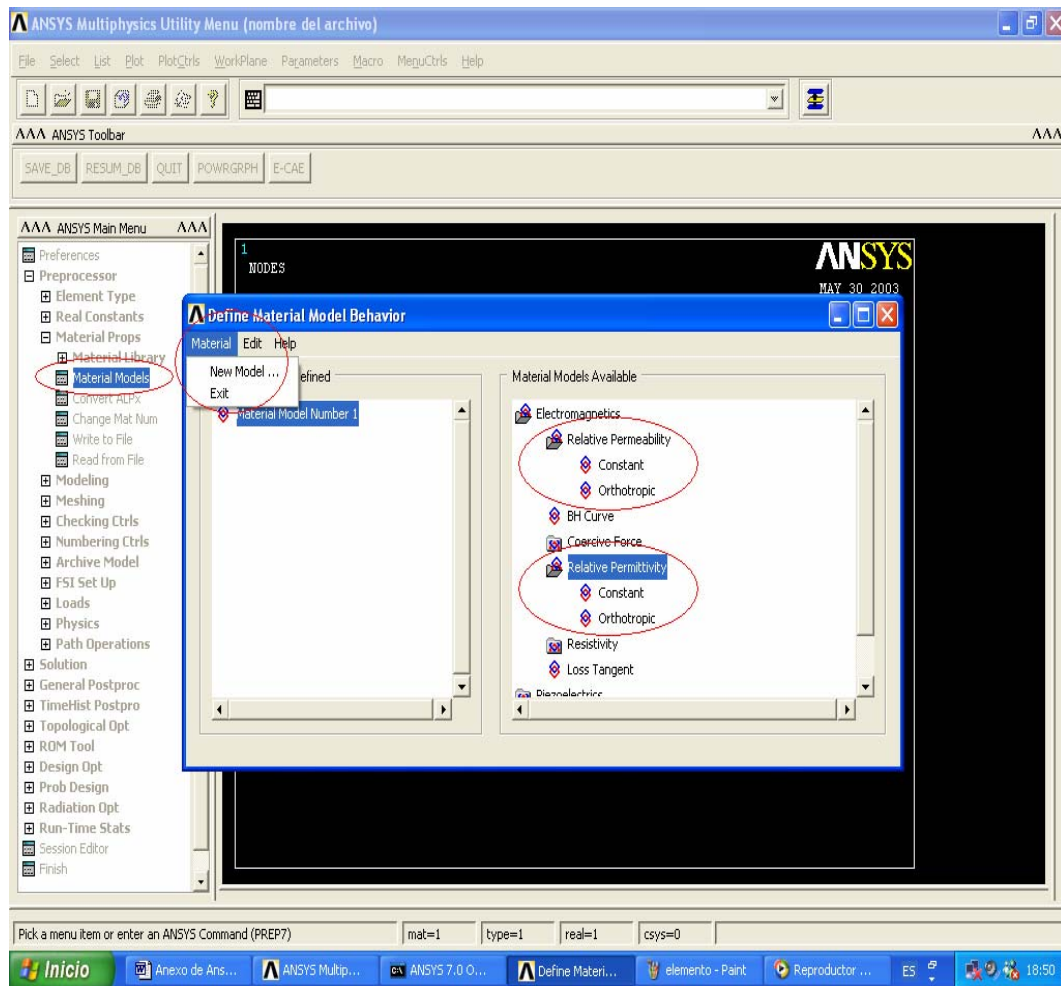


Fuente: Autores

Después de definir el tipo de elemento, se definen los materiales y sus propiedades respectivas como permitividad, permeabilidad, resistividad, tangente de pérdidas etc. Se pueden definir como constantes u ortotrópicas y

tantos materiales como sean necesarios; se identificarán en todo el proceso con números enteros (Ver figura B.7).

Figura B.7: Definición de los tipos de materiales.

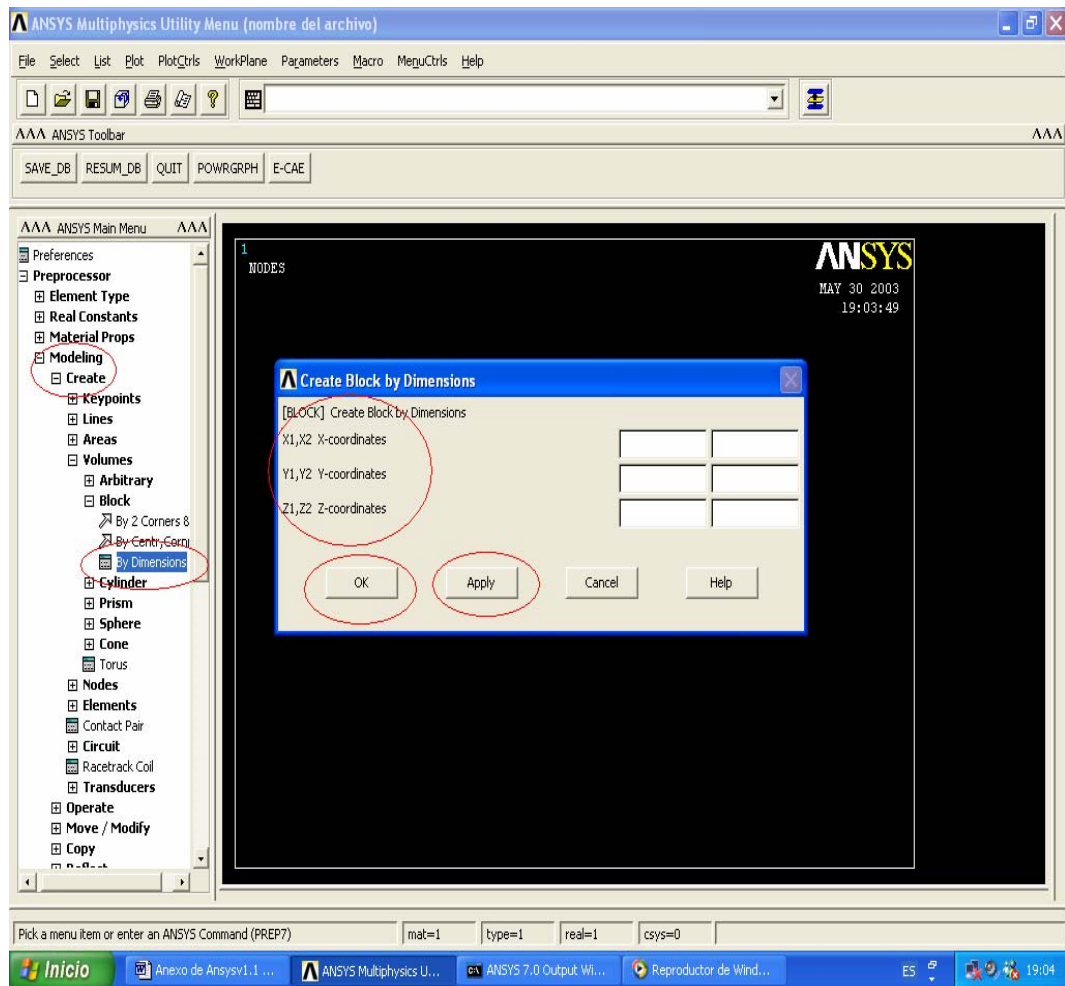


Fuente: Autores

El siguiente paso a seguir es la construcción del modelo. En el menú principal se escoge 'modeling', 'create', 'volumes', 'block', 'by dimensions' en el caso específico de la creación de cavidades, luego aparece un cuadro para ingresar las dimensiones del bloque que se desea crear. Cabe anotar que solo se hace énfasis en esta forma de construcción del modelo ya que fue la que se utilizó en este trabajo de grado. Si se van a crear varias

cavidades simultáneamente, se utiliza 'apply' para mantener el cuadro de dimensiones en pantalla (ver figura B.8).

Figura B.8: Creación del modelo.

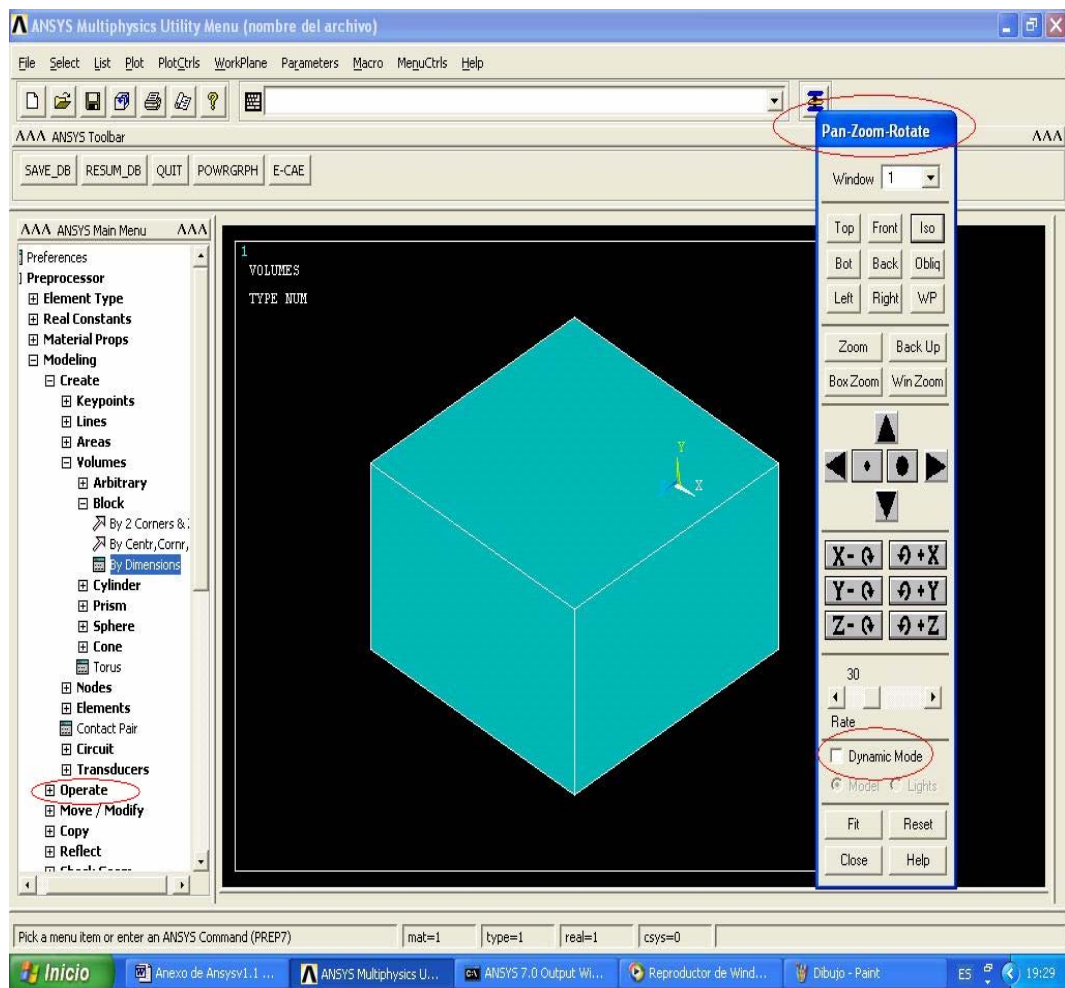


Fuente: Autores.

En la figura B.9 se puede observar una cavidad con las dimensiones utilizadas en este trabajo de grado. A mano derecha se observa el panel de control del movimiento de las gráficas que permite rotar la figura, aplicarle zoom, correrla, etc para permitir una mejor visibilidad del modelo que se está creando. Cuando se selecciona 'modo dinámico' se puede rotar la figura con el botón derecho del ratón y así obtener el ángulo deseado.

Luego de haber construido el modelo, se puede operar con este, es decir, si se tienen varios volúmenes, se pueden pegar, traslapar, eliminar áreas, etc[7], Para realizar todo esto se debe dirigir en el menú principal a 'operate'(ver figura B.9)

Figura B.9: Modelo y panel de control.



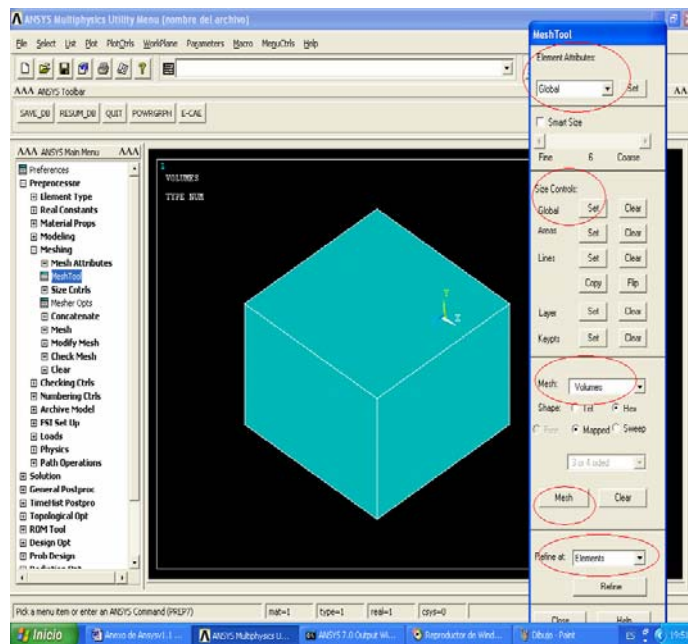
Fuente: Autores

Quizás la parte mas importante de la construcción del modelo es la del enmallado de éste. Se utilizaron dos formas de enmallar en este trabajo de

grado. La primera fue con la herramienta de enmallado o 'mesh tool'(Ver figura B.10), la cuál tiene las siguientes características:

1. Permite asignar los atributos a cada elemento, en este caso como es solo un volumen, se puede tomar la opción 'global'.
2. En los controles de tamaño o 'size controls' se coloca el tamaño de los lados de los elementos con los que se va a enmallar, siempre teniendo en cuenta con cumplir con el mínimo de 10 elementos por longitud de onda.
3. Luego en 'Mesh' se le indica que tipo de geometría de desea enmallar, para este caso es un volumen, pero también hay opciones de áreas, líneas y escogiendo puntos sobre el modelo.
4. Aquí se hace clic y el enmallado se lleva a cabo.
5. También tiene opciones de refinamiento en elementos, áreas, ó puntos escogidos sobre el modelo.

Figura B.10: Herramienta de enmallado.

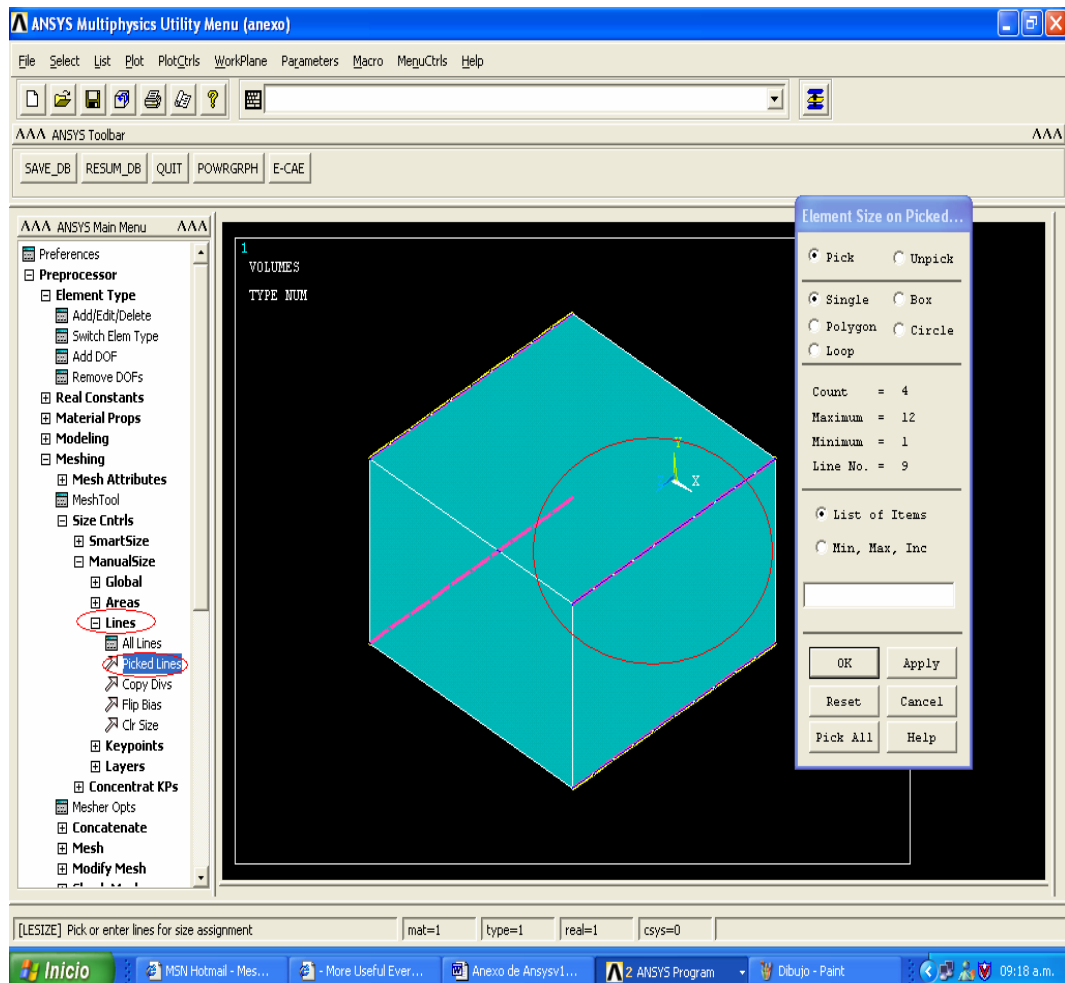


Fuente: autores

La otra herramienta de enmallado que se utilizó fue la manual. Se le llama así, porque se escogen manualmente las entidades que se desean enmallar, asignándoles la cantidad de elementos en cada dirección (x,y,z).

En la Figura B.11 se muestra la etapa en la que se escogen las líneas del modelo. Se escogen en grupos que se encuentren en la misma dirección, en la figura se muestran las que se encuentran en dirección z :

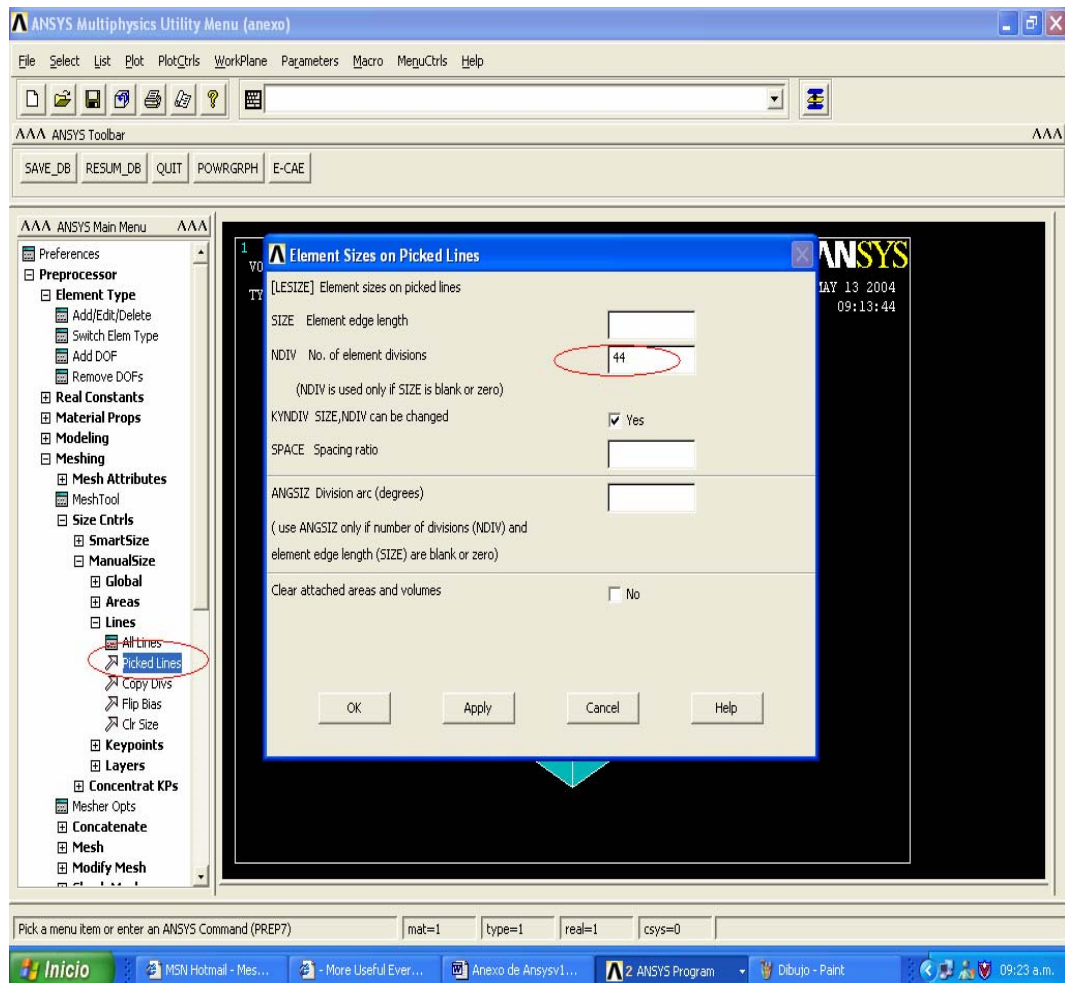
Figura B.11: Tamaño de elementos.



Fuente: Autores

En la figura B.12, se muestra el cuadro donde se asignan la cantidad de elementos por dirección, para este caso, en dirección z se asignan 44 elementos :

Figura B.12: Cantidad de elementos por dirección.



Fuente: Autores

Para realizar el enmallado, se escoge 'mesh', 'volumes', 'mapped' '4 to 6 sided' como se observa en la figura B.13. Esta opción permite realizar un enmallado mapeado del volumen, con hexaedros. Luego se escoge la opción 'pick all' es decir, escoger todos los volúmenes activos para realizar el enmallado con las características anteriormente descritas.

Esta segunda opción de enmallado, permite controlar de mejor forma el enmallado en cada dirección y así evitar problemas de traslape de elementos y errores de simulación.

Figura B.13: Enmallado manual

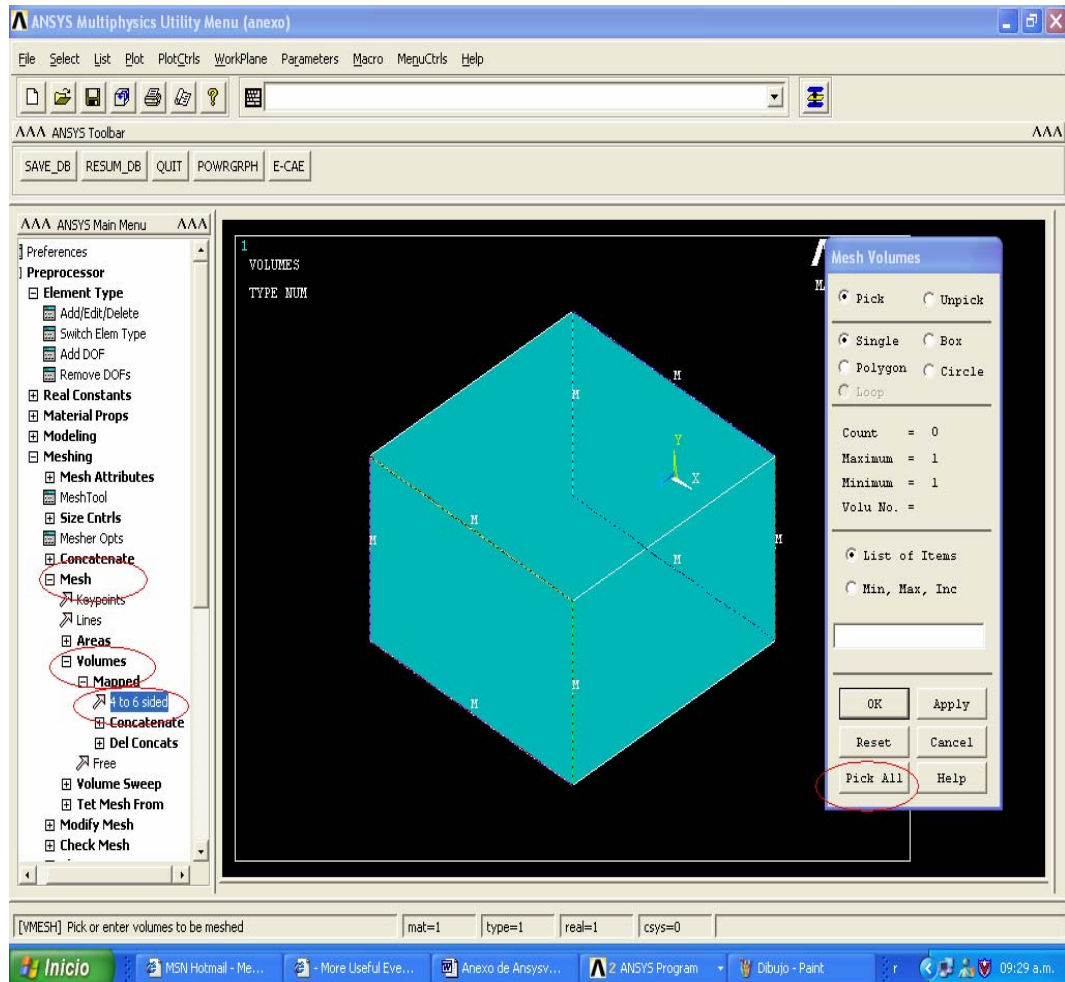
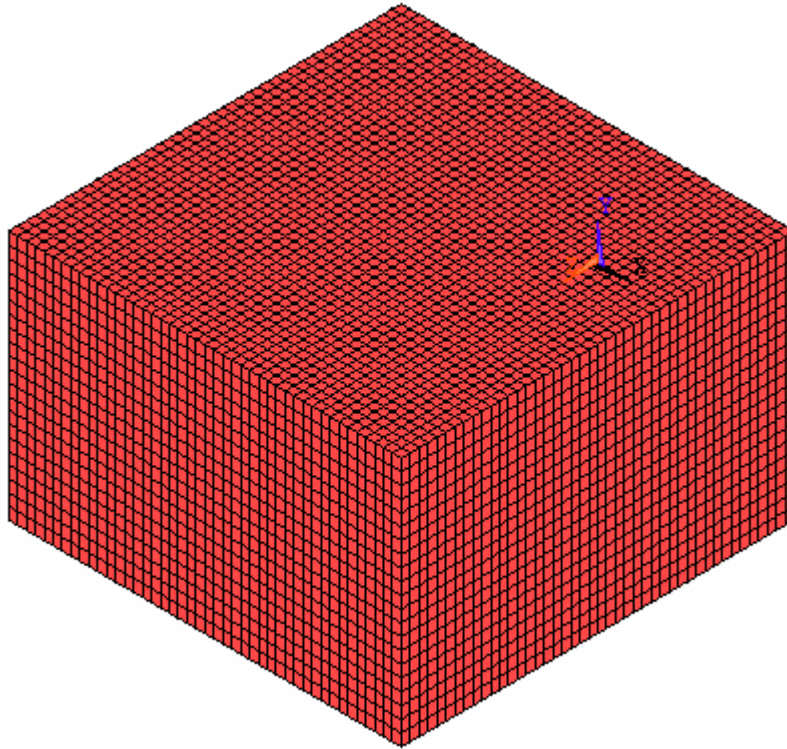


Figura B.14: Modelo de elementos finitos



Fuente: Autores

Los pasos que se han llevado a cabo hasta este punto, se realizan indiferentemente del análisis que se vaya a realizar, es decir si es análisis modal ó armónico.

Se pasará a trabajar ahora en el procesador de solución.

Primero se hará un análisis modal

## 2.2.2 PROCESADOR DE SOLUCIONES

### Análisis modal

El análisis modal se utiliza para extraer los modos y las frecuencias resonantes de una cavidad.

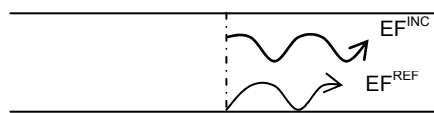
El siguiente paso en el análisis es aplicar las condiciones de frontera. Para este tipo de análisis no es necesario aplicar ningún tipo de fuente, ya que es un problema de eigenvalores.

La aplicación de las condiciones de frontera se realiza en el procesador de soluciones del menú principal en 'loads', 'apply', 'electric' 'boundary', 'electric wall', 'on areas', para aplicar la condición de conductor eléctrico perfecto en las paredes de la cavidad (Ver figura B.15). Cuando a una superficie no le es asignada ninguna condición de frontera, ANSYS la toma como conductor magnético perfecto (pmc), cuyas características más sobresalientes son que los campos eléctricos normales y magnéticos tangenciales a la superficie pmc son iguales a cero.

### Análisis armónico

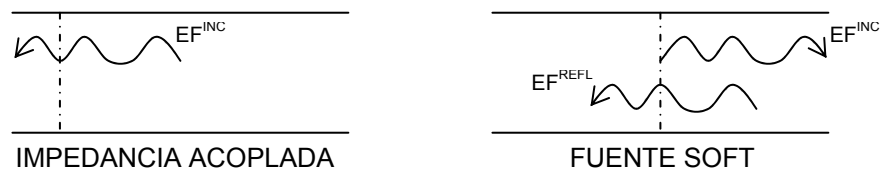
Si se va a realizar análisis armónico, se coloca la fuente en una de las paredes de la cavidad. En ANSYS las fuentes de ondas electromagnéticas se les llaman puertos. Hay dos tipos de puertos en ANSYS:

- *Puerto exterior*. Dentro de esta categoría de puertos exteriores se encuentran las siguientes opciones:
  - **Hard Source**: Este tipo de fuente representa una abertura por la cuál saldrá la onda incidente y no permite que ninguna onda reflejada se devuelva hacia la fuente. Físicamente, se puede ver como un iris que permite el acople de la fuente a la cavidad.



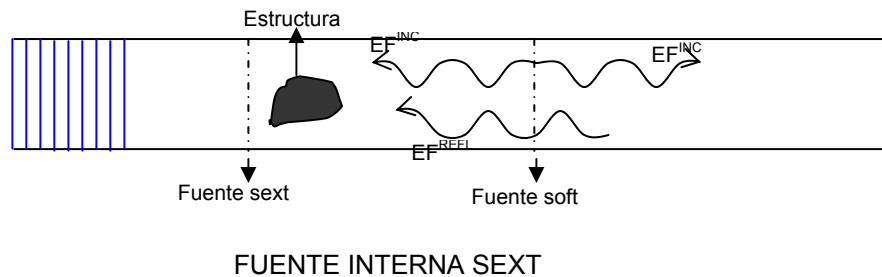
FUENTE HARD

- Impedance source: Este tipo de fuente puede configurarse de dos formas. Se puede configurar como impedancia acoplada, es decir, cuando llega la onda incidente, esta no la percibe sino que pasa a través de ella sin presentar ningún cambio.. La otra forma de configuración es de 'soft source', o fuente suave. En este caso, el puerto emitirá una onda incidente y permitirá que la onda reflejada pase a través de él como si fuera una impedancia acoplada

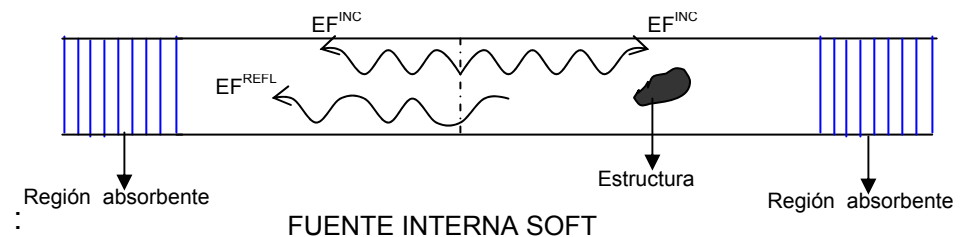


- *Puerto interior.* Este puerto presenta la ventaja de que puede emitir una onda y deja pasar todos los modos reflejados. Debido a esto, esta fuente puede colocarse muy cerca a una estructura ó discontinuidad sin perder precisión en los resultados Hay tres clase de puertos internos:

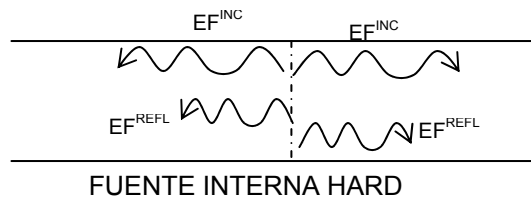
- Sext: Este puerto se utiliza solamente cuando se desean extraer los parámetros S. Generalmente se utiliza acompañada de una fuente soft.



- Soft: Este puerto emitirá el modo utilizando el principio de fuente equivalente de corriente. La onda será lanzada a ambos lados del puerto y todos los modos reflejados podrán pasar a través de este. El puerto puede tener una región PML que absorba las ondas incidentes y las reflejadas. Con este puerto también se pueden extraer los parámetros S de forma precisa.



- Hard: La fuente hard interna, lanzará el modo en ambas direcciones como lo hace el puerto soft, pero a diferencia de este, no permitirá que ningún modo pase a través de él. Generalmente se utiliza para aislar regiones.

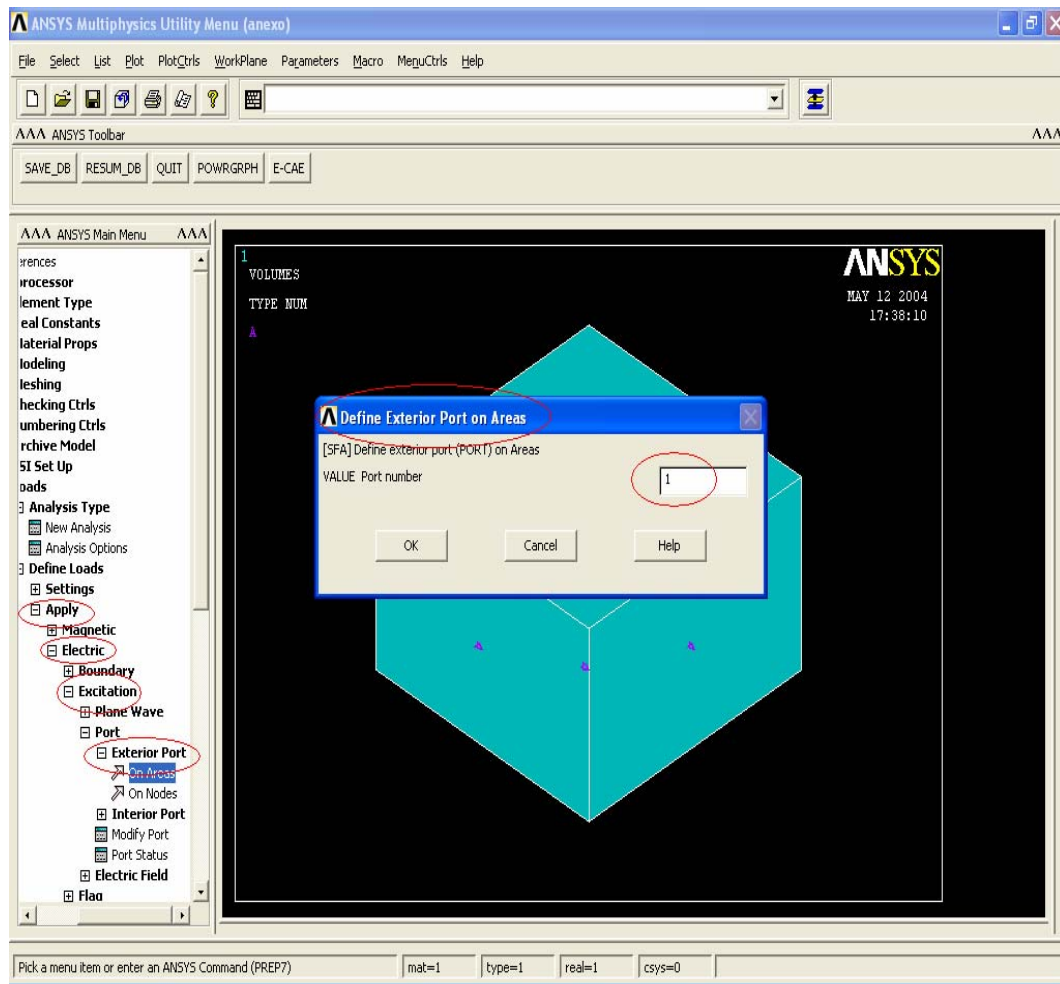


A cada puerto se le asigna un número entero que lo identifique durante el proceso de simulación (ver figuras B.15 y B.16).

Una característica importante que se observó de los puertos es la simetría que debe guardar para que la onda emitida por él sea la esperada. Cuando se habla de simetría, se refiere a que el sistema coordenado debe ubicarse

en el centro geométrico de la fuente. En vista de esto, al construir el modelo, debe tenerse en cuenta este aspecto.

Figura B.15: Numeración de los puertos



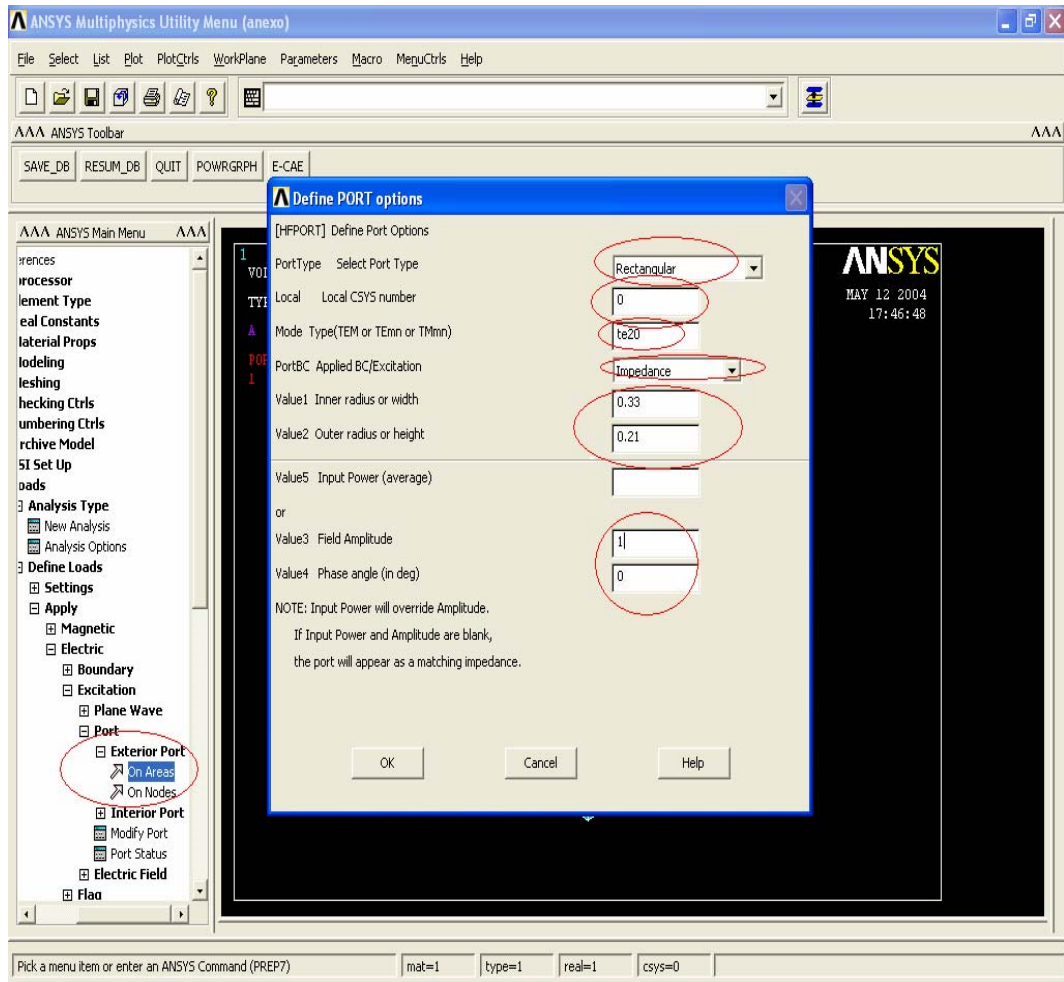
Fuente: Autores

En la figura B.16 se observan los parámetros que debe tener el puerto:

- 1 Tipo de puerto. Hay varias opciones, entre las que se cuentan, rectangular, coaxial, circular y platos paralelos.
- 2 Número del sistema coordenado local. Para este caso no fue necesario definir un sistema local.
- 3 Tipo de modo a propagar.

- 4 Tipo de excitación(tipo de puerto)
- 5 Dimensiones del puerto.
- 6 Amplitud y fase de la fuente.

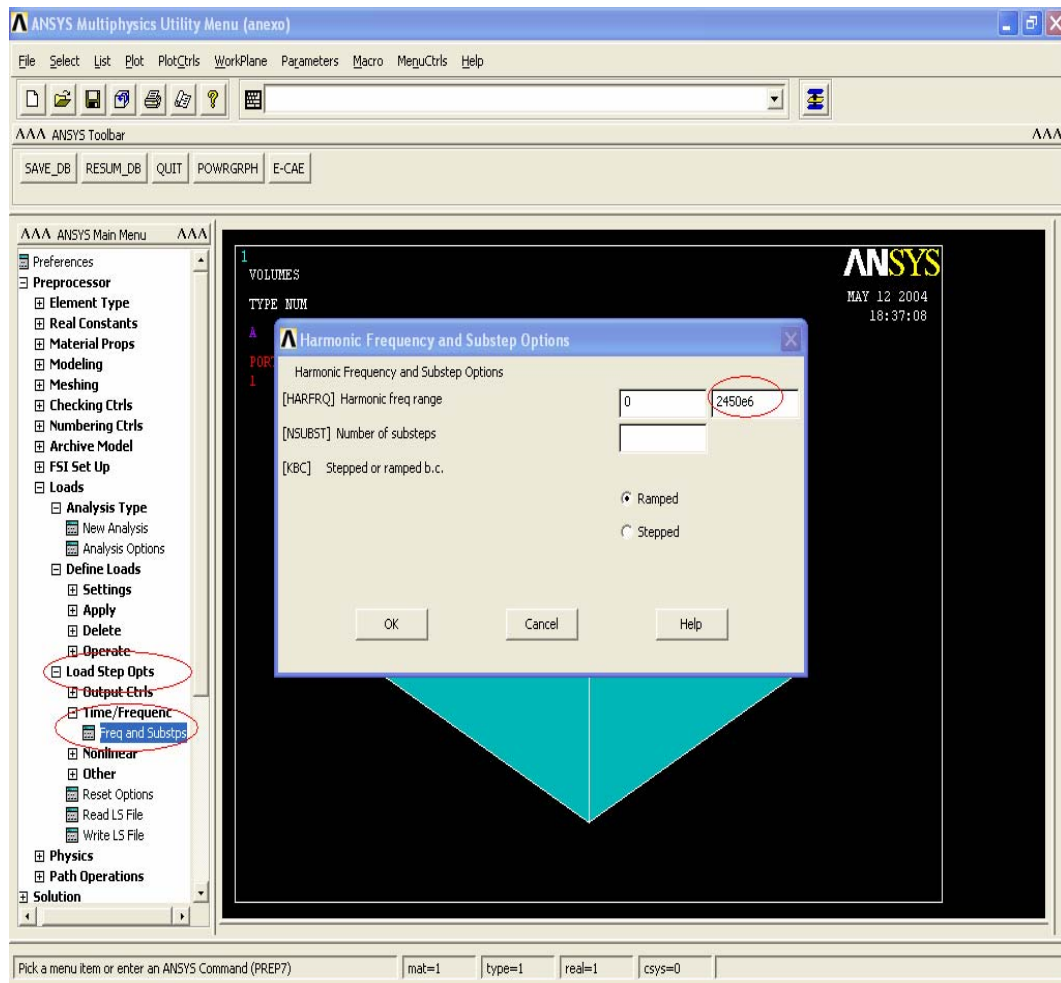
Figura B.16: Características del puerto.



Fuente: Autores

La frecuencia de trabajo para el análisis armónico se configura como en la figura B.18:

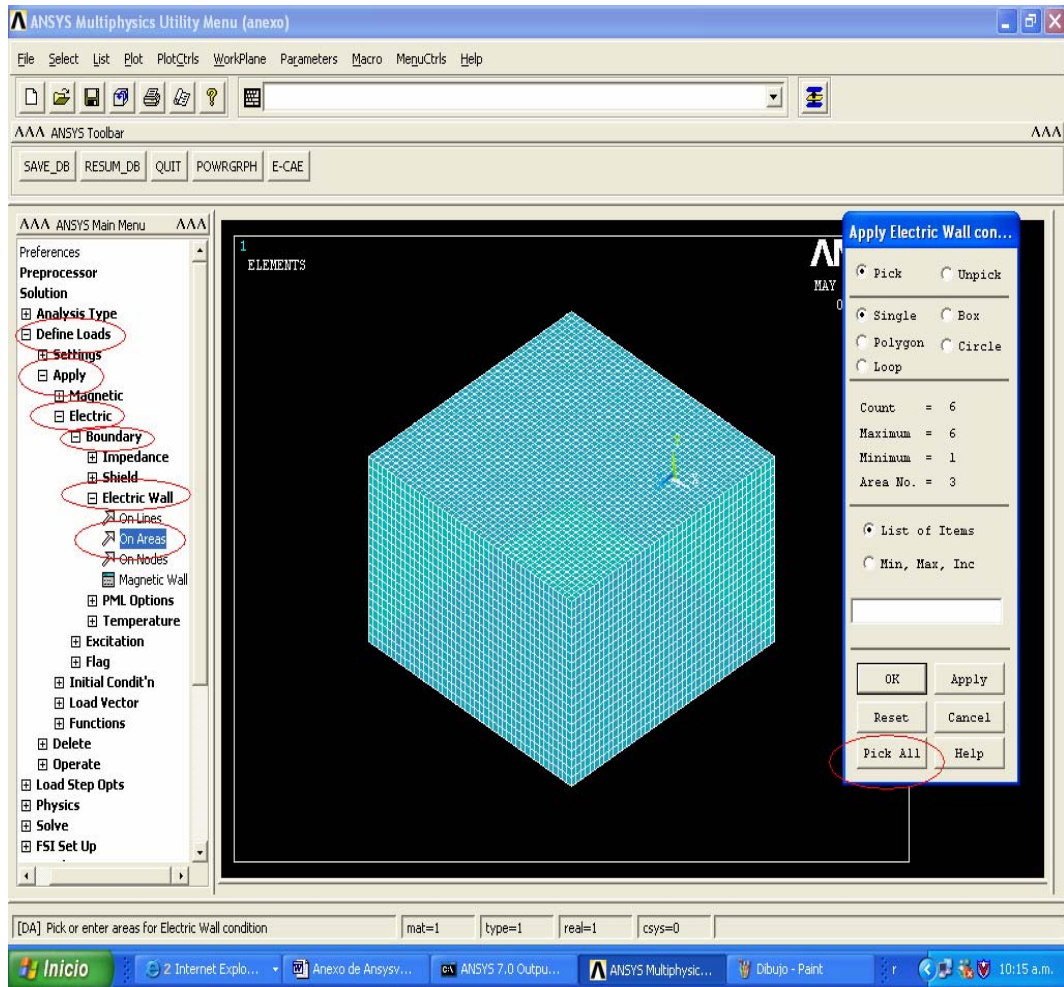
Figura B.18: Frecuencia para el análisis armónico



Fuente: Autores

La aplicación de las condiciones de frontera se hace de la misma forma para ambos análisis. La única diferencia es que en el armónico en el área donde se coloca el puerto, no debe colocarse conductor eléctrico.

Figura B.19: Aplicación de condiciones de frontera

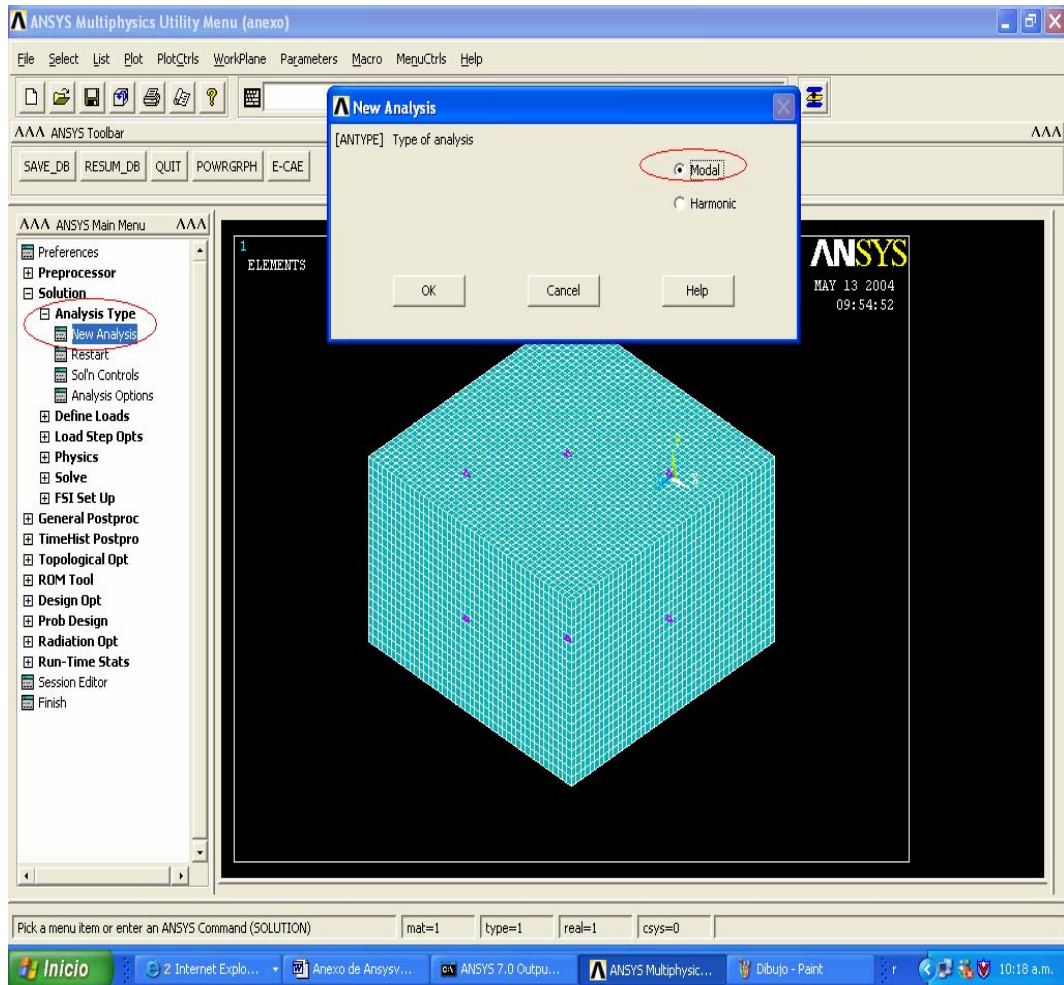


Fuente: Autores

Luego se escoge el tipo de análisis que se va a realizar. Se observa que se encuentran las dos opciones: armónico y modal(Ver figura B.20):

:

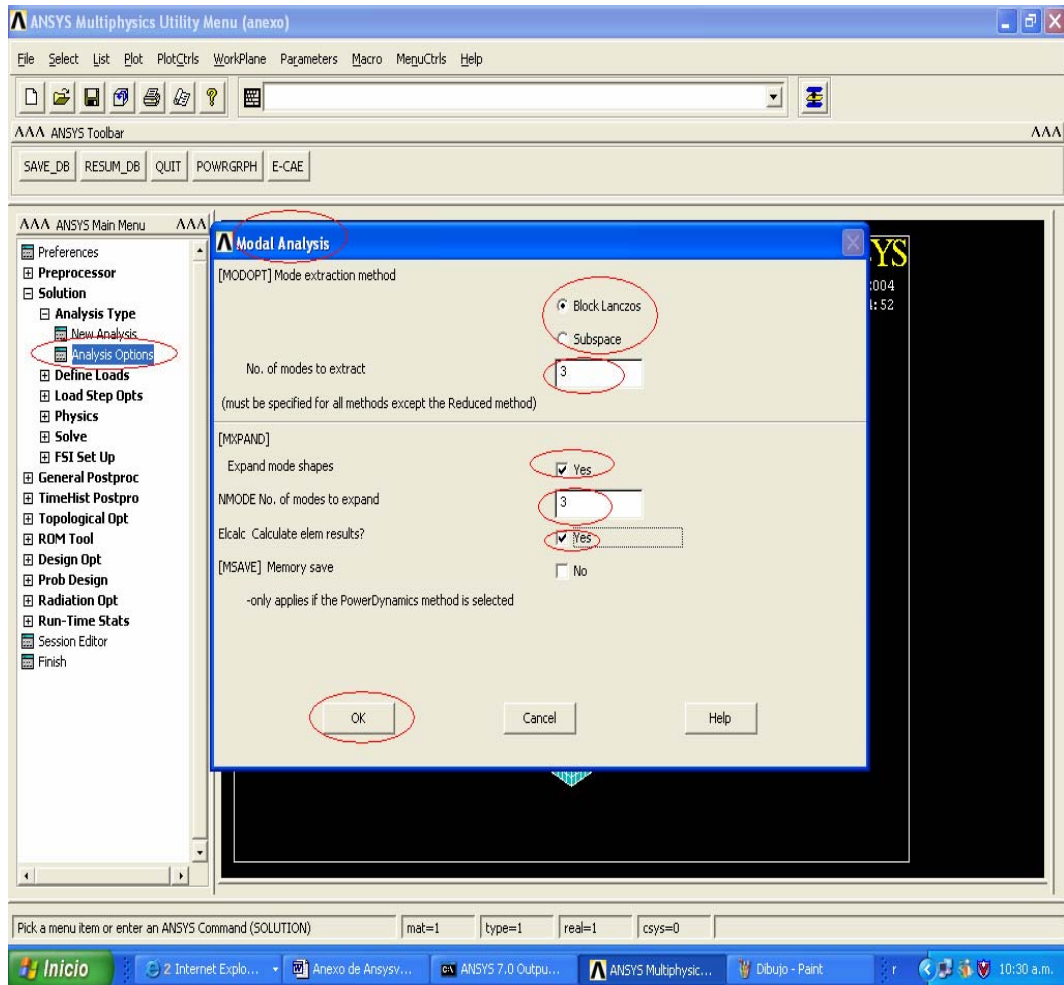
Figura B.20 Tipo de análisis



Fuente:Autores

Luego si se escogió análisis modal, en opciones de análisis, se toma el método de extracción de los modos. Se observa que hay dos opciones, el block lanzos[7] y el de subespacios. Luego se especifican cuantos modos se van a extraer y cuantos a expandir, y se selecciona la opción de cálculo de soluciones en los elementos(ver figura B.21) . las opciones que no se nombran, no se utilizaron para la simulación.

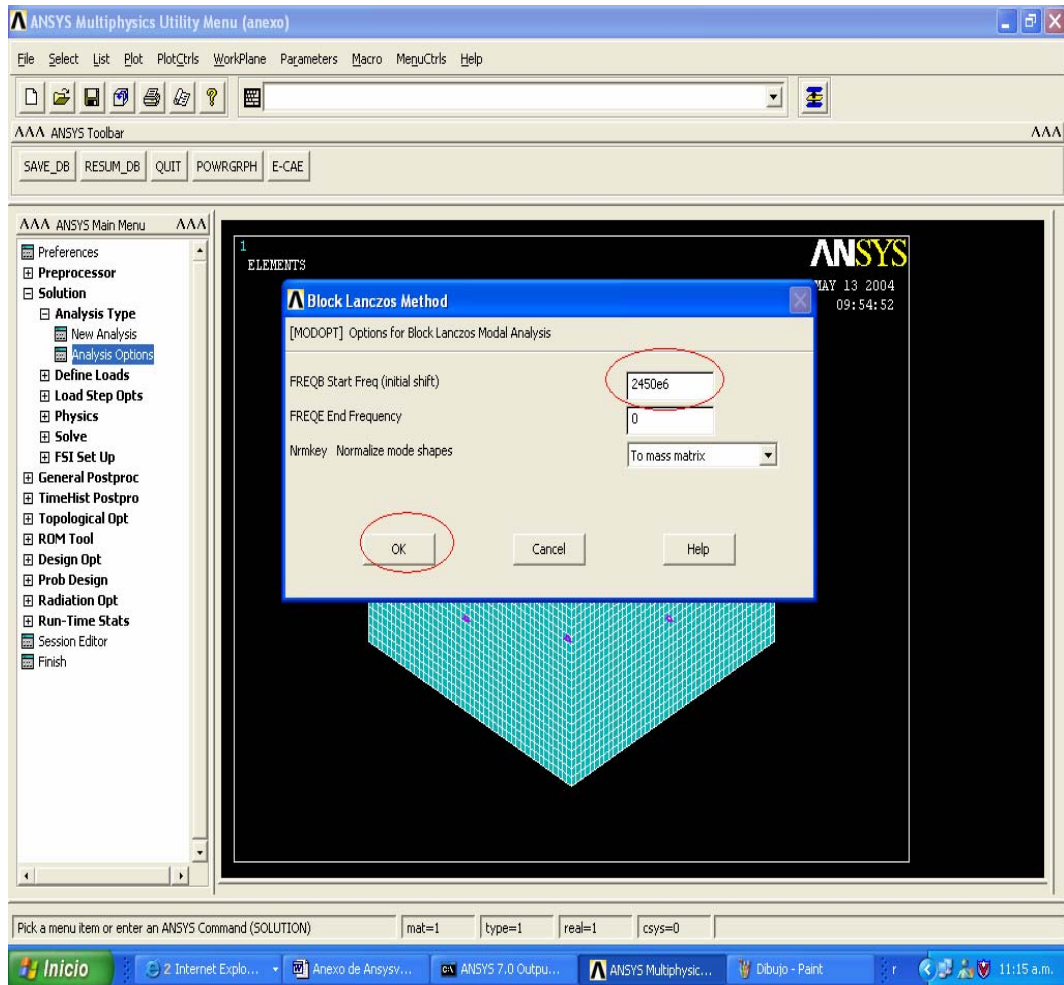
Figura B.21: Opciones de Análisis



Fuente: autores

Al hacer clic en O.K aparecerá la ventana de frecuencias, en la cual se puede configurar un barrido de frecuencias ó el análisis solo para una frecuencia. En este caso solo se ha escogido la de 2450 MHz(ver figura B.22).

Figura B.22: Elección de frecuencias



Fuente: Autores

En cuanto a las opciones para dar solución al análisis armónico, hay varias. Hay dos tipos: las directas y las iterativas..

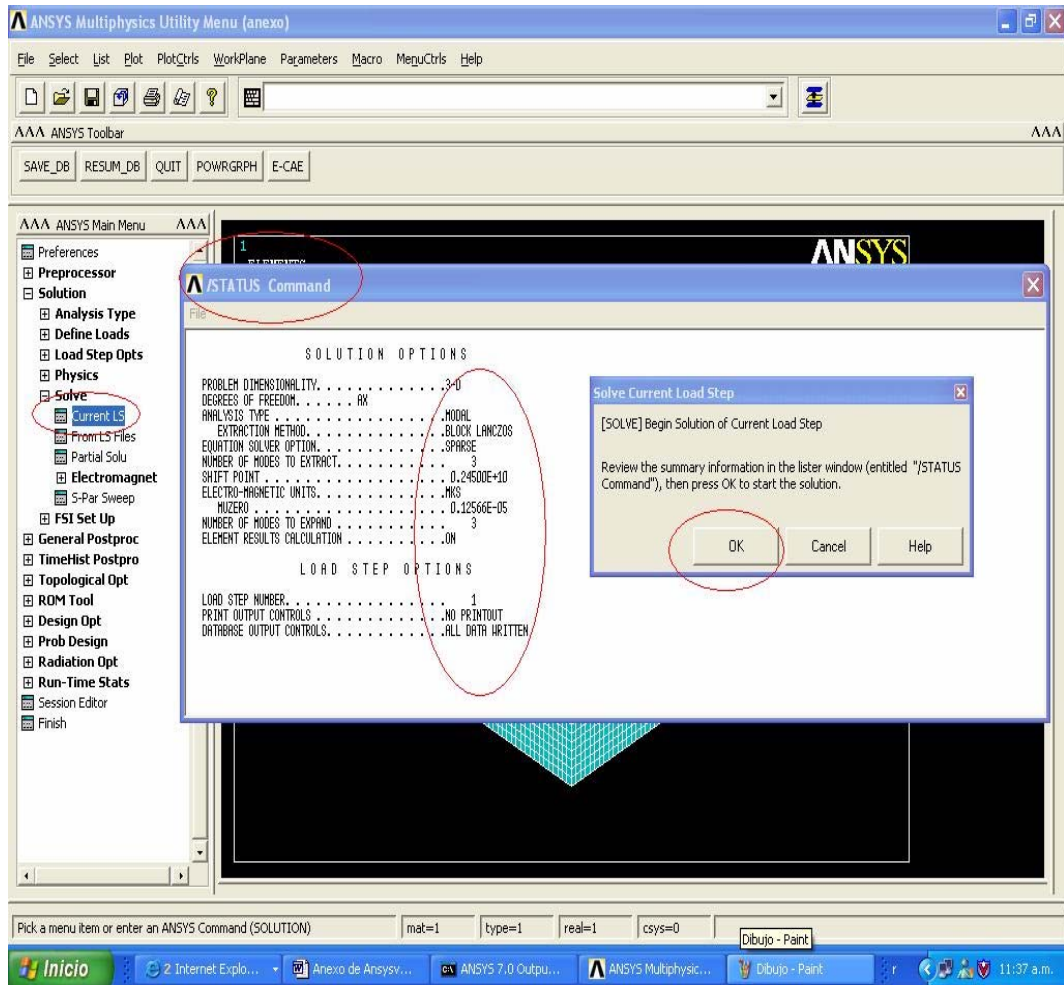
Entre los solucionadores que tiene ANSYS disponibles se encuentran:

- Solucionador frontal: Es un solucionador directo, diseñado para minimizar la cantidad de memoria utilizada en el proceso de simulación. Para realizar esto, el solucionador coloca una restricción que depende de la cantidad de memoria disponible en el sistema, esta es una de las razones por la cual este solucionador es uno de los más utilizados

- Solucionador sparse: Es otro solucionador directo que aprovecha el hecho de que las matrices ensambladas por medio del método de elementos finitos no son muy densas y así reducir el número de operaciones que conlleva a un modo de solución mas eficiente.
- Solucionadores basados en el método del gradiente conjugado: Hay tres solucionadores que se basan en este método., el gradiente conjugado de Jacobi (JCG), el gradiente conjugado preconditionado (PCG), y el tercero es el gradiente conjugado incompleto de Cholesky (ICCG). El solucionador mas robusto es el ICCG, ya que puede resolver problemas con matrices que no estén bien condicionadas, simétricas y no simétricas, de valor real o complejo. Este último es el recomendado para análisis electromagnéticos.

Para iniciar el proceso de simulación, en el menú principal se escoge la opción 'solve, 'current LS'. Aparecerá la ventana de status en la cual se puede verificar los parámetros de simulación y si hay algún error se puede volver a atrás para corregirlo antes de simular. En la ventana ' solve current load step' se hace clic en OK para iniciar el proceso (Ver figura B.23).

Figura B.23: Inicio de simulación



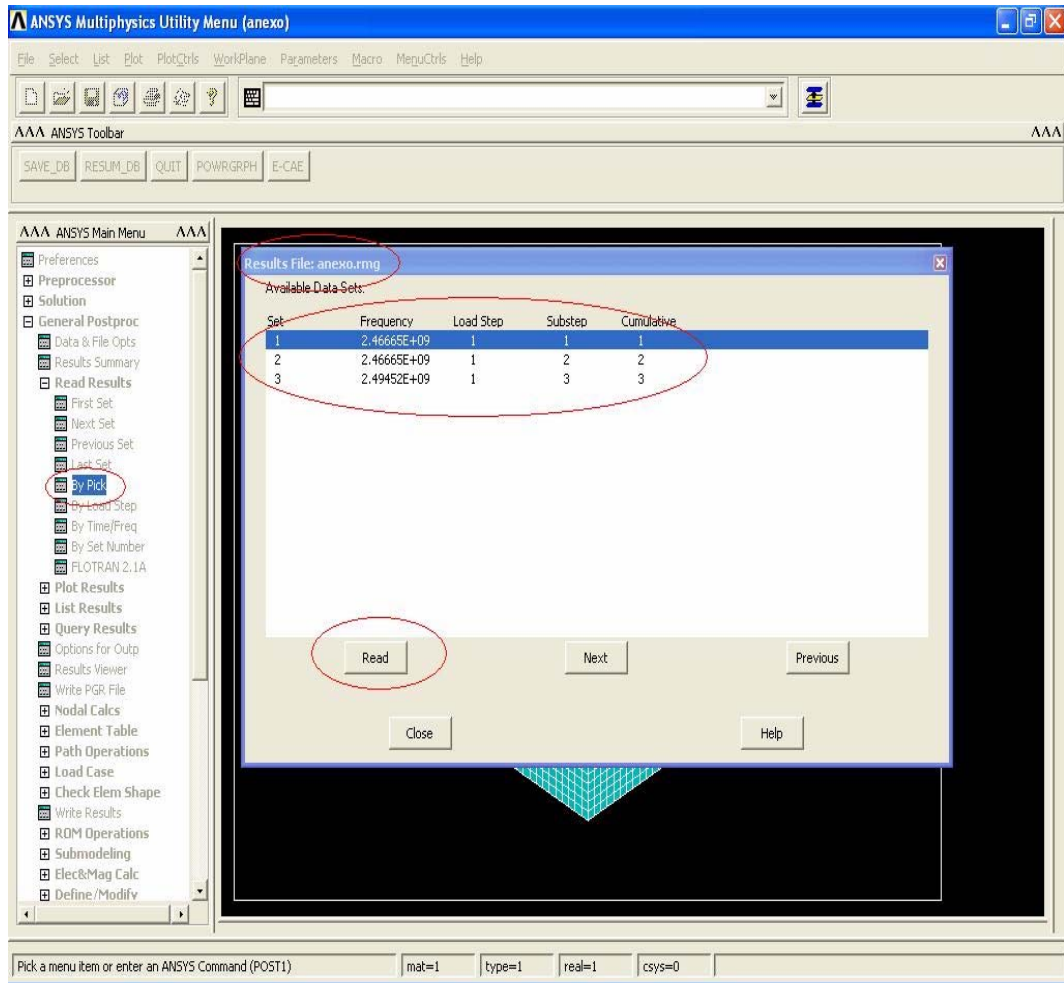
Fuente: autores

## 2.2.3 POSTPROCESAMIENTO

En esta etapa de postprocesamiento se revisan los resultados obtenidos de la simulación de forma numérica y gráfica. También se pueden realizar operaciones con los resultados.

En la figura B.24 se observa una forma de leer los resultados, en este caso por modos extraídos. El archivo que guarda estos resultados es el de extensión .rmg.

Figura B.24: Lectura de resultados

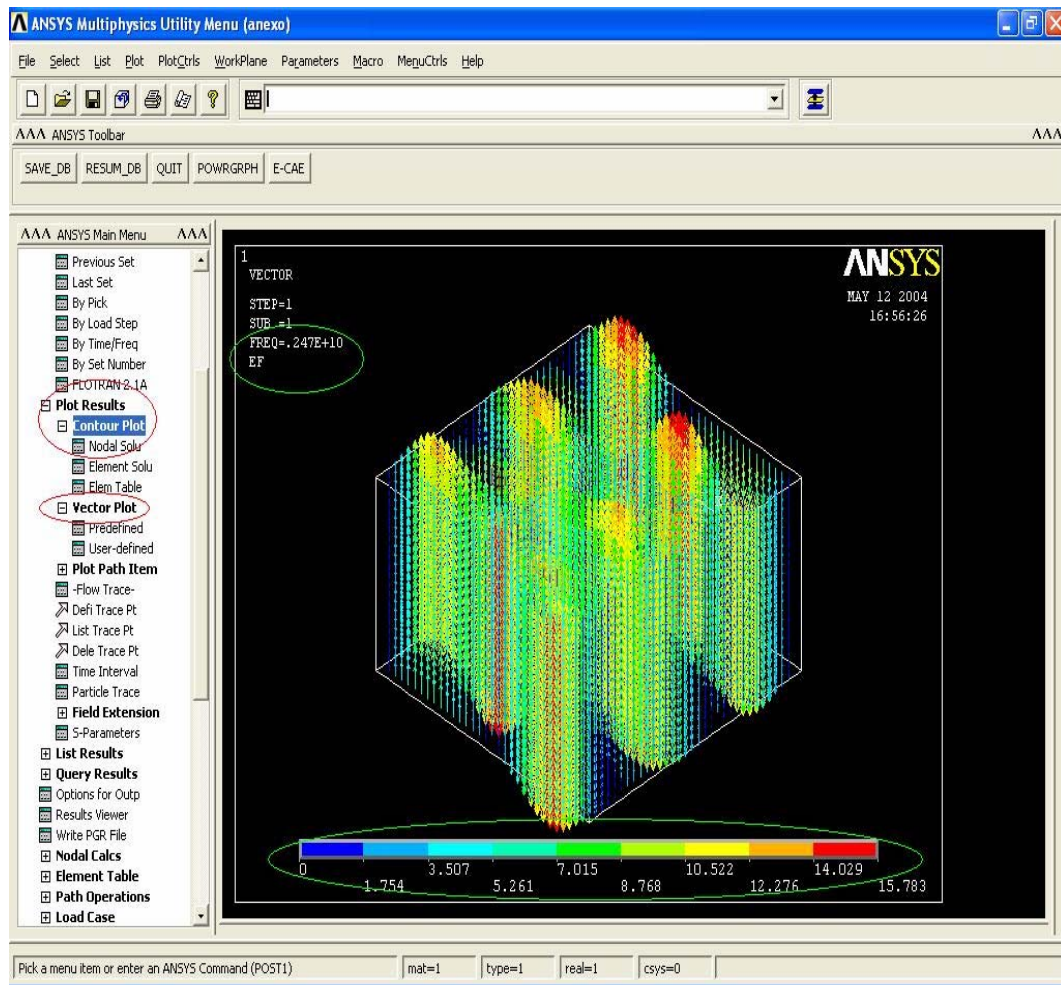


Fuente: Autores

Para graficar los resultados, se pueden escoger gráficas de contornos o con vectores, como se puede ver en la figura B.25, donde se muestran los resultados del campo eléctrico a 2450MHz con vectores.

Las gráficas de contornos utilizadas en este trabajo de grado, brindan mucha información ya que permiten graficar el campo eléctrico y magnético en cada dirección

Figura B.25: Tipos de gráficos:



Fuente: Autores

## ANEXO C. ARCHIVOS .LOG

### ANÁLISIS ACOPLADO ELECTROMAGNÉTICO-TÉRMICO.

```
finish                                ¡Finaliza cualquier procesador
/clean                                ¡Borra base de datos

/PREP7                                ¡Inicio del preprocesador
!*
!Definición de variables
permeaire=1                          ¡permeabilidad relativa del aire.
permeasfalto=1                       ¡permeabilidad relativa del asfalto.
permiaire=1                          ¡permitividad relativa del aire.
permiasfalto=5.84                    ¡permitividad relativa del asfalto.
condtermicaair=0.025                 ¡conductividad térmica del aire.
condtermicaasf=0.35                 ¡conductividad térmica del asfalto.
resistasf=5.84e4                     ¡resistividad eléctrica del asfalto.
EMUNIT,MKS                           ¡unidades del sistema internacional

! dimensiones bloques

x1=3.975e-2
x2=16.5e-2
y1=2.5e-2
y2=0.105
z1=0
z2=0.33

ET,1,HF120                            !elemento HF120 y opciones
KEYOPT,1,1,1
KEYOPT,1,4,0
KEYOPT,1,5,1
MP,MURX,1,permeaire                  ¡permeabilidad magnética del aire H/m
MP,PERX,1,permiaire                  ¡Permitividad eléctrica del aire F/m
MP,KXX,1,condtermicaair              !Conductividad termica del aire
MP,KXX,2,condtermicaasf              !Conductividad termica del asfalto
MP,MURX,2,permeasfalto               ¡permeabilidad magnética del asfalto
MP,PERX,2,permiasfalto               ¡permitividad eléctrica del asfalto
MP,RSVX,2,resistasf                  ¡resistividad eléctrica del asfalto

!*
!creación de la geometría, son 12 bloques
```

BLOCK,-x1,x1,y1,y2,z1,z2,  
 BLOCK,x1,x2,y1,y2,z1,z2,  
 BLOCK,-x2,-x1,y1,y2,z1,z2,  
 BLOCK,-x1,x1,y1,y2,z2,z2\*2,  
 BLOCK,x1,x2,y1,y2,z2,z2\*2,  
 BLOCK,-x2,-x1,y1,y2,z2,z2\*2,  
 BLOCK,-x2,-x1,-y2,y1,z2,z2\*2,  
 BLOCK,-x1,x1,-y2,y1,z2,z2\*2,  
 BLOCK,x1,x2,-y2,y1,z2,z2\*2,  
 BLOCK,x1,x2,-y2,y1,z1,z2,  
 BLOCK,-x1,x1,-y2,y1,z1,z2,  
 BLOCK,-x2,-x1,-y2,y1,z1,z2,  
 VGLUE,all

!asignación de propiedades a cada volumen

vsel,s,volu,,1,16,, !Selección de los volúmenes que van a componer el aire  
 VATT,1,,1,0 !Asignación de los atributos  
 VSEL,s,volu,,18,21,,  
 VATT,1,,1,0  
 VSEL,s,volu,,17,,, !Selección de volúmenes de asfalto  
 VATT,2,,1,0 !Asignación de atributos  
 VSEL,s,volu,,22,23,,  
 VATT,2,,1,0  
 vsel, all

!Enmallado mapeado

!Selección de líneas en dirección Z

!\*  
 LSEL,s,line,,179,180  
 LSEL,a,line,,106  
 LSEL,a,line,,145,148  
 LSEL,a,line,,169,170  
 LSEL,a,line,,94  
 LSEL,a,line,,81,82  
 LSEL,a,line,,155,156  
 LSEL,a,line,,9,12  
 LSEL,a,line,,33  
 LSEL,a,line,,173  
 LSEL,a,line,,23  
 LSEL,a,line,,36  
 LSEL,a,line,,177  
 LSEL,a,line,,22  
 !\*  
 LESIZE,all,0.006  
 lsel,all

!Lineas largas en Y

LSEL,s,line,,1  
 LSEL,a,line,,25  
 LSEL,a,line,,54  
 LSEL,a,line,,42

LSEL,a,line,,44  
LSEL,a,line,,68  
LSEL,a,line,,18  
LSEL,a,line,,6  
LSEL,a,line,,8  
LSEL,a,line,,32  
LSEL,a,line,,15  
LSEL,a,line,,3  
!\*  
LESIZE,all,0.01  
lsel,all

!lineas cortas en Y  
LSEL,s,line,,149,150  
LSEL,a,line,,152,153  
LSEL,a,line,,167,168  
LSEL,a,line,,183  
LSEL,a,line,,186  
LSEL,a,line,,176  
LSEL,a,line,,165  
LSEL,a,line,,175  
LSEL,a,line,,172  
!\*  
LESIZE,all,0.01  
lsel,all

!lineas en X  
LSEL,s,line,,181,182  
LSEL,a,line,,184,185  
LSEL,a,line,,4,5  
LSEL,a,line,,157,159  
LSEL,a,line,,43  
LSEL,a,line,,171  
LSEL,a,line,,41  
LSEL,a,line,,166  
LSEL,a,line,,77  
LSEL,a,line,,162,163  
LSEL,a,line,,178  
LSEL,a,line,,154  
LSEL,a,line,,76  
LSEL,a,line,,112  
LSEL,a,line,,151  
LSEL,a,line,,174  
LSEL,a,line,,164  
LSEL,a,line,,7  
LSEL,a,line,,160,161  
LSEL,a,line,,2  
!\*  
LESIZE,all,0.01  
lsel,all

vmesh,all

```

/pnum,area,1
APLOT
ANTYPE,3           !Análisis armónico
HROPT,FULL        !opciones de análisis
HROUT,ON
HFSCAT,SCAT
EQSLV,ICCG,1e-10  !Solucionador de cholesky y tolerancia

```

!condición de frontera PEC

```

ASEL,s,area,,104,106
ASEL,a,area,,113,114
ASEL,a,area,,108,110
ASEL,a,area,,75
ASEL,a,area,,95,99
ASEL,a,area,,91
ASEL,a,area,,20
ASEL,a,area,,101
ASEL,a,area,,12
ASEL,a,area,,89
ASEL,a,area,,4
ASEL,a,area,,85
ASEL,a,area,,17
ASEL,a,area,,92
ASEL,a,area,,112
ASEL,a,area,,39
ASEL,a,area,,103
ASEL,a,area,,81
ASEL,a,area,,87
ASEL,a,area,,83
ASEL,a,area,,90

```

```

DA,all,AX,0
SFA,all,,SHLD,3.96e7,1   ¡resistividad en las paredes de la cavidad
ASEL,all

```

!Condición de puerto(fuente)

```

ASEL,s,area,,86
ASEL,a,area,,1
ASEL,a,area,,82
ASEL,a,area,,100
ASEL,a,area,,77
ASEL,a,area,,102

```

```

SFA,all,,port,1
hfport,1,rect,,te20,impd,0.33,0.21,5,,
ASEL,all
!*
/solu

```

```

HARFRQ,2450e6           ¡frecuencia de la fuente
physics,write,electromagnético ¡creación del archivo electromagnético
physics,clear

```

finish

!Análisis termico

/prep7

permeaire=1

permeasfalto=1

permiare=1

permiasfalto=5.84

condtermicaair=0.025

condtermicaasf=1

resistasf=5.84e4

ETCHG,MTT

¡cambio de elementos

/prep7

tofst,0

¡temperatura en kelvin

MP,MURX,1,permeaire

!permeabilidad magnética del aire H/m

MP,PERX,1,permiare

!Permitividad eléctrica del aire F/m

MP,KXX,1,condtermicaair

!Conductividad termica del aire

MP,MURX,2,permeasfalto

!permeabilidad magnética del asfalto

MP,PERX,2,permiasfalto

!permitividad eléctrica del asfalto

MP,RSVX,2,resistasf

!resistividad eléctrica del asfalto

MP,KXX,2,condtermicaasf

!conductividad termica del asfalto

ANTYPE,0

!Análisis en estado estable

!cargas(conveccion)

ASEL,s,area,,94

ASEL,a,area,,73

ASEL,a,area,,107

SFA,all,,conv,5,400

AIISEL,all

/solu

physics,write,termico

¡creación del archivo termico

save

finish

/solu

physics,read,electro

¡lectura del archivo electromagnetico

solve

¡solucion del archivo electromagnetico

finish

/prep7

physics,read,termico

!lectura del analisis termico

!Selección de los elementos a los cuales se les aplica la fuerza.

vsel,s,volu,,17,,

vsel,a,volu,,22,23

ESLV,s

LDREAD,hgen,,,,2,,rmg  
térnico

¡resultado que se extrae del electromagnetico y se aplica al

/solu  
solve  
finish

¡solucion

Tiempo estimado de simulación: 3 horas.

Especificaciones de hardware: Procesador pentium 4 - 1.8 GHz, 256 MB de RAM.

Espacio utilizado en disco: 1.5GB aproximadamente.

## **TITULO: SIMULACIÓN DE LA INTERACCIÓN DIELECTRICO-MICROONDAS EN UNA CAVIDAD RESONANTE<sup>3</sup>.**

### **Autores:**

Andrea Milena Acevedo Lipes.

Carlos Javier Acosta Parra<sup>\*\*</sup>.

### **Palabras clave:**

Dieléctrico, cavidad resonante, microondas, análisis acoplado, pavimento, modos de propagación, iris inductivo, efecto Joule, estado estable.

La simulación computacional de gran variedad de procesos y fenómenos físicos, está siendo ampliamente utilizada, para tener conocimiento previo del comportamiento de prototipos antes de su construcción. E-mag de ANSYS es una herramienta de simulación que puede ser utilizada para conocer la interacción de una muestra de pavimento con campos electromagnéticos a altas frecuencias (microondas). EL trabajo realizado en este proyecto de grado incluye, el planteamiento de un modelo de pavimento y una cavidad resonante de microondas, diseñados en E-mag, para observar los resultados del análisis acoplado, entre los cuales se encuentran los campos electromagnéticos y el perfil de temperaturas obtenido en la muestra de pavimento como consecuencia de la acción de las microondas.

El desarrollo de la investigación se inicio con el estudio de la distribución de los campos electromagnéticos en una cavidad resonante ideal alrededor de la frecuencia de 2 450 MHz. A partir de estos resultados, se buscó un dispositivo que reprodujera este patrón a esa frecuencia, utilizando una fuente con características bien definidas (modo generado). El modelo completo que se adapta a estas condiciones es una cavidad acoplada, utilizando un iris inductivo. Para observar el efecto de las microondas en el calentamiento del pavimento, se introdujo una muestra del mismo en la cavidad y se modeló con propiedades isotrópicas, lineales y homogéneas.

Se comprobó que, al exponer el pavimento a radiaciones con microondas y aumentar paulatinamente su resistividad eléctrica, se observará menor calentamiento; es decir, se presenta una relación inversa entre resistividad y calentamiento de la muestra dieléctrica debido al efecto Joule. Además para el caso de la muestra de pavimento con geometría y propiedades propuestas en este trabajo, se puede concluir que, en estado estable, puede llegar a presentar temperaturas del orden de los 480 °C.

---

<sup>3</sup> Trabajo de grado.

<sup>\*\*</sup> Facultad de Ingenierías Físico-Mecánicas, Escuela de Ingenierías Eléctrica, Electrónica y Telecomunicaciones, Director: Ing. Carlos R. Correa.

## **TITLE: SIMULATION OF DIELECTRIC-MICROWAVES INTERACTION IN A RESONANT CAVITY<sup>4</sup>.**

### **Authors:**

Andrea Milena Acevedo Lipes.

Carlos Javier Acosta Parra<sup>\*\*</sup>.

### **Key Words:**

Dielectric, resonant cavity, microwaves, coupled analyses, pavement, propagation modes, inductive iris, Joule effect, steady state.

Computational simulation of a great variety of processes and physical phenomenon is being widely used, for obtaining previous knowledge of prototypes demeanor before its construction. E-mag of ANSYS is a simulation tool that can be used to know the interaction of a pavement sample with electromagnetic fields at high frequencies. The labor made in this investigation comprises a pavement model proposal and a microwave resonant cavity, designed in E-mag, to obtain results from a coupled analysis, like the electromagnetic fields and the temperatures profiles obtained in the pavement sample as a consequence of microwaves action.

The development of the investigation started with the study of the electromagnetic fields distribution in an ideal resonant cavity around the frequency of 2450 MHz. From these results, a device that could reproduce this patron at this frequency was searched, using a source with well defined characteristics (generated mode). The complete model that is adapted to these conditions is a coupled cavity, using an inductive iris. To study the microwaves effects in the pavement heating, a sample of it was introduced in the cavity and was modeled with isotropic, linear and homogeneous properties.

It was shown that, to expose the pavement to microwave radiation and increase its electric resistivity, will cause less heating; in other words, it can be observed a inverse relationship between resistivity and heating of the dielectric sample due to Joule effect. Besides, in the case of the pavement sample with geometry and properties proposed in this investigation, it can be concluded that in steady state, it can reach temperatures of 480 °C.

---

<sup>4</sup> Thesis.

<sup>\*\*</sup> Physical-Mechanic Engineering Faculty, Electric, Electronic and Telecommunications Engineering School, Conductor: Ing. Carlos R. Correa.