



**Universidad
Politécnica
de Cartagena**



Evaluación de Transiciones Coaxiales-Guías de Onda y Antenas de Parche para la Uniformidad de Campo Eléctrico en Cavidades de Calentamiento por Microondas

Titulación: Ingeniero de Telecomunicación

Alumna: Miriam Cutillas Moreno

Directores: Juan Monzó Cabrera

Juan Luis Pedreño Molina

Cartagena, 10 de Febrero de 2012

Agradecimientos

Deseo expresar mi más sincero agradecimiento a todas las personas e instituciones que han hecho posible la elaboración de este Proyecto Fin de Carrera:

A D. Juan Monzó Cabrera y D. Juan Luis Pedreño Molina, por dirigir este proyecto y por su constante dedicación, revisión y disposición.

A mis padres y a mi hermano, por sus incasables ánimos, su apoyo incondicional y por creer siempre en mí, incluso cuando ni siquiera yo lo hacía. Sois increíbles.

A Noelia, Zaida y Patricia, por ser mis compañeras de fatigas, por estar siempre ahí, en los buenos y en los malos momentos y por hacerme sentir como en casa. Gracias por hacerme inolvidables mis años en la universidad.

A mis compañeros de clase por los inolvidables momentos compartidos.

A Irene y Toñi, por comprenderme incluso en la distancia.

Gracias por estar ahí.



Autor	Miriam Cutillas Moreno	e-mail	miriam.cutillas@gmail.com
Director	Juan Monzó Cabrera	e-mail	juan.monzo@upct.es
Co-director	Juan Luis Pedreño Molina	e-mail	juan.pmolina@upct.es
Título	Evaluación de Transiciones Coaxiales-Guía de Onda y Antenas de Parche para la Uniformidad de Campo Eléctrico en Cavidades de Calentamiento por Microondas		
Descriptores	Uniformidad de Campo Eléctrico, Calentamiento por Microondas, Taladrado por Microondas, Concentradores, Antenas Monopolo		
Resumen	<p>El objetivo de este proyecto, es la simulación de una estructura basada en la técnica del taladrado por microondas que consiga un calentamiento uniforme de la muestra en una región de la misma dentro de una cavidad de microondas mediante el uso de concentradores y antenas monopolo.</p> <p>Se han realizado distintas simulaciones, utilizando CST Microwave, de diferentes configuraciones y se ha estudiado la adaptación de la estructura y los niveles de campo eléctrico obtenidos. Tras la observación de los resultados se ha concluido que es posible conseguir una estructura que proporcione unos niveles de campo aceptables utilizando esta técnica.</p>		
Titulación	Ingeniero de Telecomunicación		
Departamento	Tecnologías de la Información y las Comunicaciones		
Fecha de Presentación	Febrero 2012		

Índice

1. Introducción.....	9
1.1. Planteamiento Inicial del Proyecto	9
1.2. Objetivos del Proyecto	10
1.3. Estructura del Informe	10
2. Fundamentos Teóricos.....	11
2.1. Conceptos básicos del calentamiento por microondas	11
2.1.1. El calentamiento volumétrico por microondas.....	11
2.1.2. Aproximación a través de ondas planas.....	13
2.1.3. La ley de Lambert	17
2.1.4. La ecuación del calor	18
2.1.4.1. La transferencia de calor convencional: mecanismos físicos.....	18
2.1.4.2. La ecuación del calor: modelado del calentamiento por microondas	20
2.2. Dispositivos de calentamiento por microondas	22
2.2.1. El magnetrón	23
2.2.2. Aplicadores de Microondas.....	24
2.2.2.1. Cavidades de Microondas	24
2.2.2.2. Monopolo.....	27
2.2.2.3. Guía de Onda.....	29
2.2.2.4. Resonancia y adaptación.....	30
2.2.2.4.1. Resonancia	30
2.2.2.4.2. Proceso de adaptación usado en este proyecto.	30
2.2.2.5. Cables Coaxiales	31
2.3. Análisis de las ecuaciones de Maxwell en líneas de transmisión: modos TEM, TM y TE.....	32
2.3.1. Modos TEM	35
2.3.2. Modos TE.....	35
2.3.3. Modos TM	38
2.3.4. Guías de onda rectangulares.....	41
2.4. Taladrado con Microondas.....	44
2.4.1. Análisis Teórico del taladrado por microondas.....	46
3. CST Microwave Studio y Estructuras Simuladas.....	52
3.1. CST Microwave Studio.....	52
3.2. Estructuras simuladas.	53

3.2.1. Simulación solo con un concentrador.....	55
3.2.2. Simulación con 3 coaxiales.....	56
3.2.3. Simulación con 9 coaxiales.....	58
3.2.4. Simulación con un único coaxial y una antena monopolo larga.....	59
4. Resultados Obtenidos.....	61
4. 1. Simulación solo con un concentrador.....	61
4.2. Simulación con 3 coaxiales.....	63
4.3. Simulación con 9 coaxiales.....	67
4.4. Simulación con un único coaxial y una antena monopolo larga.....	68
5. Conclusiones y Líneas Futuras.....	71
6. Referencias.....	72

Índice de Figuras

Índice de Figuras	7
Figura 1. Evolución Temporal y espacial para una onda plana en un dieléctrico con pérdidas. 15	
Figura 2. Distribución de Campo eléctrico en un dieléctrico con pérdidas para distintas atenuaciones.	16
Figura 3. Campo eléctrico en un dieléctrico con pérdidas para distintas constantes de fase.	17
Figura 4. Diagrama de un sistema de calentamiento por microondas básico.	22
Figura 5. Cavity Resonante multimodo y componentes existentes para los modos TE y TM.. 25	
Figura 6. Monopolo (2).....	27
Figura 7. Patrón de Radiación de un monopolo sobre un plano infinito (2).....	27
Figura 8. Cable Coaxial	32
Figura 9. Ejes y dimensiones de la guía rectangular.	41
Figura 10. Esquema simplificado del principio del taladrado con microondas. (7)	45
Figura 11. Dependencia con la temperatura de las propiedades de la cerámica, (a) parte real e imaginaria de la permitividad dieléctrica, y (b) calor específico y conductividad térmica (6)....	47
Figura 12. (a) Ecuación de la Impedancia de Carga Equivalente. (b) Circuito equivalente del taladrado por microondas. La región de interacción dentro del material taladrado se representa por un circuito equivalente compuesto de varios elementos dependientes con el tiempo en el proceso de avalancha térmica.	49
Figura 13. (a) Temperatura en el <i>hot spot</i> frente al tiempo para potencias efectivas en el electrodo de 800W y 600W que exhibe el efecto de avalancha térmica (b) Anchura con respecto al tiempo que evidencia el confinamiento del <i>hot spot</i> en el proceso de avalancha térmica.	50
Figura 14. Resultados simulados de la temperatura y la distribución de campo en la mullita. El electrodo central se representa en negro. (a) Distribución de temperatura, (b) campo eléctrico radial y (c) campo eléctrico axial.....	50
Figura 15. Efectos en la dependencia de las propiedades de la mullita con la temperatura.	50
Figura 16. Parte real(a) e imaginaria (b) de la impedancia de los componentes del sistema de taladrado frente a la profundidad de penetración en la mullita. La simulación FDTD está referenciada con el modelo analítico.....	51
Figura 17. Ventana principal de CST Microwave Studio versión 2009.....	52
Figura 18. Diseño de la estructura simulada en este proyecto diseñada en CST	53
Figura 19. Muestra de arcilla simulada en la estructura.....	54
Figura 20. Posición de los stubs en la guía de onda simulada	54
Figura 22. Concentrador central simulado.....	55
Figura 21. Estructura general del concentrador simulado.....	55
Figura 23. Vistas del montaje simulado con tres cables coaxiales, dos de ellos alineados.	56
Figura 24. Simulación con 3 coaxiales no alineados separados 1cm y 2 cm respecto del central.	57
Figura 25. Simulación con 3 coaxiales no alineados separados 1cm y 2 cm respecto del central e incrustado 35 mm en la muestra de arcilla.....	57
Figura 26. Simulación con 3 coaxiales no alineados separados 1 cm y 2 cm respecto del central con un radio 10 veces superior de las antenas monopolo.	58

Figura 27. Simulación con 9 coaxiales alineados en el centro de la guía sin antenas monopolo.	59
Figura 28. Simulación de un único cable coaxial unido a una antena monopolo larga.	60
Figura 29. Representación en 2D del valor absoluto del campo obtenido en la muestra de arcilla en esta configuración desde dos vistas a una frecuencia de 2.45 GHz.	61
Figura 31. Representación en 2D del valor absoluto del campo obtenido en la muestra de arcilla en esta configuración desde dos vistas a una frecuencia de 2.4622 GHz.	62
Figura 30. Medida del Coeficiente de Reflexión de la Estructura Simulada	62
Figura 32. Comparación de los valores de campo eléctrico obtenidos a la frecuencia (a) de 2.45 GHz sin adaptar y a la frecuencia (b) de 2.4622 GHz adaptado.	63
Figura 33. Representación en 3D del valor absoluto del campo eléctrico para el sistema adaptado.	63
Figura 34. Representación del valor absoluto del campo eléctrico en la simulación para 3 coaxiales no alineados.	64
Figura 35. Representación del valor absoluto del campo eléctrico cuando las antenas se encuentran ligeramente incrustadas en el material a calentar.	65
Figura 36. Comparativa del valor de campo eléctrico obtenido modificando el radio del coaxial (a) radio inicial, (b) radio por dos, (c) radio por tres y (d) radio por diez.	66
Figura 37. Representación del campo eléctrico obtenido en la muestra con el sistema implementado mediante nueve cables coaxiales alineados.	67
Figura 38. Coeficiente de reflexión en la simulación con nueve coaxiales alineados.	68
Figura 39. Representación del valor absoluto del campo eléctrico en la muestra de arcilla para la simulación con un único coaxial y una antena monopolo larga.	68
Figura 40. Coeficiente de reflexión en la simulación de un único coaxial con una antena monopolo larga.	69
Figura 41. Detalle del campo eléctrico obtenido en la muestra para la simulación de un único coaxial con una antena monopolo larga.	69
Figura 42. Representación del coeficiente de reflexión en función del tamaño de la antena monopolo donde el parámetro <i>longitud</i> representa la mitad de la longitud total de la antena monopolo.	70

1 Introducción

1.1. Planteamiento Inicial del Proyecto

El calentamiento por microondas ha significado una revolución industrial, una revolución comparable al descubrimiento de la rueda o del fuego. El calentamiento por microondas en la industria ha ganado importancia desde mediados de siglo XX, sus aplicaciones son numerosas y se extienden a ámbitos muy diversos, en los cuales se aprovechan las posibilidades de la radiación electromagnética tanto para transmitir información como para suministrar energía.

Una de las aplicaciones más interesantes de la radiación de alta frecuencia como medio de transmisión de energía se encuentra en las técnicas de calentamiento a nivel industrial. Desde el descubrimiento de que la radiación de alta frecuencia podía calentar alimentos (Percy L. Spencer, 1946), distintos sectores de la industria se han ido sumando al uso de dicha tecnología, siendo hoy en día una de las más demandadas. De hecho, un estudio detallado de las primeras patentes relacionadas con el calentamiento de dieléctricos mediante microondas, muestra que los primeros sistemas industriales de secado son contemporáneos a los primeros hornos de microondas para el calentamiento de alimentos.

La difusión de la tecnología de microondas en tantas y tan diversas industrias se debe, en gran medida, a la capacidad de los sistemas de calentamiento de microondas para calentar todo tipo de productos con un consumo de energía muy bajo. Este ahorro de energía y tiempo permite a cualquier empresa obtener mejores resultados, tanto en el procesamiento del producto como en el plano económico.

Es conocida la inconveniencia de la falta de uniformidad en el patrón de radiación de campo eléctrico y en el patrón de temperaturas en diferentes materiales durante el calentamiento por microondas y las consecuencias que de ésta se derivan.

Es por ello que este proyecto nace con el objetivo de simular un sistema capaz de radiar campo eléctrico de manera uniforme en una muestra, basándose en la técnica utilizada en una de las últimas aplicaciones descubiertas para la radiación microondas, el taladrado por microondas. La técnica de taladrado por microondas genera un punto localizado en el material a gran temperatura mediante un concentrador de microondas, que funde el material y permite mediante técnicas mecánicas realizar orificios de forma barata, silenciosa y con menos imperfecciones en su superficie.

Una vez diseñado el sistema, se procederá a realizar diferentes simulaciones para probar el comportamiento del sistema y su funcionamiento mediante el programa CST Microwave Studio.

1.2. Objetivos del Proyecto

Con este proyecto se pretende obtener un sistema de calentamiento por microondas que consiga una distribución de campo eléctrico uniforme en la muestra mediante el uso de concentradores microondas y antenas monopolo.

Para ello se evaluará el comportamiento de las transiciones entre guías de onda y cables coaxiales y la distribución del campo eléctrico radiado a la muestra mediante simulaciones en CST Microwave Studio y el correspondiente estudio de los niveles de campo obtenidos.

El objetivo del proyecto es utilizar la técnica utilizada en el Taladrado por Microondas (Jerby, E., 2001) y utilizar de forma favorable el efecto de desbordamiento térmico causado en el material mediante la creación de *hot spots* a través de concentradores de microondas.

En el apartado de simulación se pretende demostrar el correcto funcionamiento y comportamiento de la estructura-

1.3. Estructura del Informe

El informe del proyecto seguirá la siguiente estructura:

En el capítulo 1, en el que nos encontramos, se plantea la idea general del proyecto y los objetivos de éste.

En el capítulo 2, se repasarán conceptos básicos del calentamiento por microondas y se expondrán los conceptos fundamentales y necesarios para la comprensión y posterior realización del proyecto. Entre otros, se repasan los dispositivos de calentamiento por microondas, el análisis de los modos fundamentales de transmisión en guías de onda y los fundamentos teóricos del Taladrado por Microondas.

En el capítulo 3, se hará una breve introducción al programa CST Microwave Studio utilizado en las simulaciones de este proyecto, así cómo se describirán de forma detallada los diseños de las diferentes estructuras simuladas para conseguir los objetivos de este proyecto.

En el capítulo 4, se realizará un análisis extenso de los resultados obtenidos en las diferentes simulaciones.

En el capítulo 5, se expondrán las conclusiones obtenidas en el análisis de resultados así como posibles líneas de investigación futuras que mejorarían o complementarían los resultados obtenidos.

Por último, en el capítulo 6, se detallará la bibliografía utilizada en el estudio y desarrollo de este proyecto.

2 Fundamentos teóricos

2.1. Conceptos básicos del calentamiento por microondas

2.1.1. El calentamiento volumétrico por microondas

Los campos electromagnéticos pueden propagarse a través de cualquier medio dieléctrico o magnético siguiendo las leyes de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (2.4)$$

donde \vec{E} es el vector intensidad de campo eléctrico, \vec{D} es el desplazamiento eléctrico, \vec{H} es la intensidad de campo magnético, ρ es la densidad de carga volumétrica y \vec{J} es la densidad superficial de corriente.

Para resolver estas ecuaciones es necesario recordar las ecuaciones constitutivas, que para materiales lineales e isotrópicos se formulan según $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$ y $\vec{B} = \mu\vec{H}$, donde ϵ es la permitividad compleja del medio eléctrico y μ su permeabilidad compleja.

Para obtener la potencia de microondas que absorbe un material dieléctrico durante un proceso de calentamiento, se deriva la potencia que fluye a través de una superficie cerrada a través de la integración del vector de Poynting $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$. Integrando todo este vector a lo largo de toda la superficie del cuerpo, aplicando el teorema de la divergencia y teniendo en cuenta las leyes de Maxwell, se puede llegar a la siguiente ecuación:

$$\int_S (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} = \int_V \nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{E}^*) dV = -j\omega \int_V (\mu_0 \mu' \vec{H}^* \cdot \vec{H} - \epsilon_0 \epsilon' \vec{E} \cdot \vec{E}^*) dV - \int_V \omega \epsilon_0 \epsilon'' \vec{E} \cdot \vec{E}^* dV \quad (2.5)$$

donde ϵ' es la constante eléctrica relativa, ϵ'' el factor de pérdidas, μ' la permeabilidad relativa del material dieléctrico y ϵ_0 y μ_0 la permitividad y la permeabilidad del vacío, respectivamente.

Puesto que la potencia media se define como $\vec{P} = -\frac{1}{2} \int_S \text{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*) dS$, si la comparamos con la ecuación anterior podemos obtener la potencia absorbida y disipada por el cuerpo según la ecuación siguiente donde \vec{E} viene expresada en valores de pico y se mide en (V/m):

$$P = \frac{1}{2} 2\pi f \varepsilon_0 \int_V \varepsilon''(V) \vec{E} \cdot \vec{E}^* dV \quad (2.6)$$

Normalmente, la potencia disipada en el material se suele expresar, en vez de en términos totales, integrando a lo largo del cuerpo como muestra la ecuación anterior, utilizando la potencia disipada por unidad de volumen. En este caso el término de calentamiento volumétrico generado se expresa como:

$$Q_{gen} = 2\pi f \varepsilon_0 \varepsilon'' |\vec{E}_{rms}|^2 \quad (2.7)$$

Donde Q_{gen} (V/m^3) representa el calor volumétrico generado por la energía de microondas, f la frecuencia expresada en Hz y \vec{E}_{rms} el campo eléctrico que viene dado según su valor eficaz en esta expresión.

De forma habitual, la intensidad de campo eléctrico, conocida comúnmente como campo eléctrico, a lo largo del cuerpo tampoco tiene por qué ser constante. Por lo tanto, la generación de calor puede ser muy distinta de un punto a otro del cuerpo en función del diseño del horno de calentamiento.

Este es un punto crítico en el proceso de simulación puesto que, para hornos multimodo grandes, dónde además en ocasiones se añaden elementos metálicos móviles grandes, el cálculo del campo eléctrico es muy complicado y costoso computacionalmente.

De modo que, para ser estricto en la formulación del calor volumétrico tendrá que expresarse en función del punto que es evaluado dentro del material y del instante temporal en el que se evalúa. La dependencia temporal del calentamiento por microondas se debe a que mientras el material puede sufrir cambios físico-químicos que afecten a su estructura interna y por lo tanto a sus propiedades dieléctricas.

Así pues, el calentamiento volumétrico en general deberemos expresarlo como una función del espacio y el tiempo y los valores de dicho calentamiento deberán evaluarse bien mediante medidas o bien mediante simulaciones adecuadas:

$$Q_{gen}(x, y, z, t) = 2\pi f \varepsilon_0 \varepsilon''(x, y, z, t) |\vec{E}_{rms}(x, y, z, t)|^2 \quad (2.8)$$

Donde x, y, z y t representan la situación cartesiana del punto en el que se evalúa la expresión y el tiempo, respectivamente.

De la ecuación anterior se pueden deducir qué factores gobiernan el calentamiento dieléctrico y son la frecuencia, el factor de pérdidas del material y la distribución espacial del campo eléctrico.

Frecuencia: como puede observarse en la ecuación, el calentamiento volumétrico es directamente proporcional a la frecuencia usada. Lo que implica que utilizando una potencia -

radiada constante dentro del horno de microondas el calentamiento será mayor cuanto mayor sea la frecuencia. De esto se deduciría que la mejor opción sería entonces subir en frecuencia al máximo que permitiese la tecnología, pero hay que tener en cuenta que a mayor frecuencia la penetración de la energía electromagnética es menor y que por tanto el calentamiento se vuelve más superficial. De modo que cuando los materiales adquieren un grosor considerable, puede ser conveniente usar frecuencias menores para poder calentarlo de forma más uniforme. Por último hay que tener en cuenta que los sistemas de microondas no pueden usar las frecuencias que deseen sino que deben restringirse a las frecuencias permitidas por los gobiernos para este tipo de equipos, que para uso industrial, científico y médico son 2.45GHz y 915 MHz.

Factor de pérdidas: indica la capacidad del material dieléctrico de absorber energía de microondas y cuanto mayor sea el factor de pérdidas de un material mayor absorción de microondas se producirá. Hay que resaltar que el factor de pérdidas no tiene porqué ser constante a lo largo del cuerpo irradiado, ya que existen materiales heterogéneos cuya distribución de permitividades no es constante a lo largo del espacio. Tampoco tiene porqué ser constante la temperatura a lo largo del cuerpo y el factor de pérdidas es muy sensible a la composición química y a la temperatura, por lo que en general no será constante dentro del mismo.

Campo eléctrico: el calentamiento por microondas es proporcional al cuadrado del módulo del campo eléctrico, lo que implica que cuanto mayor sea el campo eléctrico en un punto del material, mayor será su subida de temperatura. En general, interesará que la distribución de campo eléctrico sea lo más uniforme posible en el material para que el calentamiento sea también uniforme a lo largo del mismo. Cuando esto no sucede así, puede ocurrir que partes del cuerpo se calienten en exceso mientras que otras partes se mantienen frías o a menor temperatura. Se habla en este caso de 'hot spots' y 'cold spots' respectivamente.

Otros factores: la conductividad térmica, el calor específico y la densidad del material afectaran a la evolución de la temperatura en el interior del cuerpo aunque no tiene influencia sobre cómo se genera el calor por microondas (1).

2.1.2. Aproximación a través de ondas planas

Para poder predecir cómo se calentará un material es de vital importancia poder calcular el campo eléctrico en el material. Si dicho material se encuentra dentro de un horno de microondas, el cálculo se puede realizar mediante métodos numéricos complejos, pero en este estudio vamos a utilizar ondas planas como medio para ilustrar qué sucede en un material con pérdidas dieléctricas cuando un campo eléctrico incide sobre él de forma sencilla.

El estudio de las ondas planas puede darnos una idea bastante clara de cómo se propaga la energía electromagnética en un dieléctrico. Si partimos de las Leyes de Maxwell se puede llegar a la conocida ecuación de onda de Helmholtz:

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (2.9)$$

donde k es el número de onda del medio de propagación considerado.

Resolviendo esta ecuación por separación de variables, para cada una de las componentes del espacio (x,y,z), se puede demostrar que la solución del campo eléctrico para cada una de las componentes toma la forma:

$$E_x = A_x e^{-jk_x x} + B_x e^{jk_x x} \quad E_y = A_y e^{-jk_y y} + B_y e^{jk_y y} \quad E_z = A_z e^{-jk_z z} + B_z e^{jk_z z} \quad (2.10)$$

donde las constantes son generalmente complejas y $\vec{k} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}$ es el vector de onda.

Dado que ha de cumplirse que la divergencia de E sea nula, k y E serán perpendiculares siempre y también se cumplirá que $k_x^2, k_y^2, k_z^2 > 0$ y $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$.

Es fácil comprobar que las ondas planas presentan dos soluciones posibles para cada sentido en la dirección de propagación k : $E = E_{0+} e^{-jk_r r} + E_{0-} e^{jk_r r}$ que representan dos ondas planas propagándose en la dirección de k y -k respectivamente. Además la fase de cada una de estas dos soluciones permanece constante, es decir, los frentes de onda son planos.

La distancia mínima entre planos de cada fase viene dada por la denominada longitud de onda λ :

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\omega \sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{1}{f \sqrt{\mu \epsilon}} \quad (2.11)$$

Donde ω es la frecuencia angular de la onda, μ es la permeabilidad magnética del medio y ϵ es su permitividad eléctrica. Dado que son medios sin pérdidas, tanto μ como ϵ serán reales.

A la expresión $v_p = 1/\sqrt{\mu \epsilon}$ se le denomina velocidad de fase y determina la velocidad a la que viajan los frentes de onda planos. En el vacío $\epsilon = \epsilon_0$ y $\mu = \mu_0$ con lo que $v_p = 3e8$ m/s. Sin embargo, para otros dieléctricos y medios de transmisión, la velocidad de propagación será menor.

En cuanto a la potencia media de una onda plana en el dieléctrico según la dirección de propagación se puede obtener mediante la siguiente ecuación:

$$\vec{P}_m = \frac{1}{2} \frac{E^2}{\eta} \hat{k} \quad (2.12)$$

donde $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$ es la impedancia de onda del medio (para el vacío $\eta = \eta_0 = 120\Omega$).

Si consideramos que ahora ϵ en lugar de ser una constante real es una constante compleja $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$, formalmente no cambia nada y las soluciones obtenidas para la onda plana son exactamente las mismas aunque en este caso la constante de propagación k^* será compleja. Sin embargo, este hecho forzará un cambio en el comportamiento físico de la onda plana.

Considerando un material con una permitividad compleja $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ y una onda plana que se propaga en el eje de las zetas positivas $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\vec{k}r} = \vec{E}_0 e^{-jkz}$, en este caso se obtendrá una constante compleja de propagación:

$$k = \omega\sqrt{\mu(\epsilon' - \epsilon'')} = \beta - j\alpha \quad (2.13)$$

donde α es la denominada constante de atenuación, β la constante de propagación, ϵ' es la constante dieléctrica y ϵ'' el denominado factor de pérdidas.

Con todo esto el campo eléctrico instantáneo puede escribirse como:

$$\vec{E}(r, t) = \text{Re}[\vec{E} \cdot e^{j\omega t}] = \text{Re}[\vec{E}_0 e^{-\alpha z} e^{-\beta z} e^{j\omega t}] = \vec{E}_0 e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \phi_i) \quad (2.14)$$

En la siguiente figura se puede ver la evolución espacial del campo para diferentes instantes. Puede observarse que la amplitud del campo decrece exponencialmente a medida en que avanzamos en la dirección de propagación.

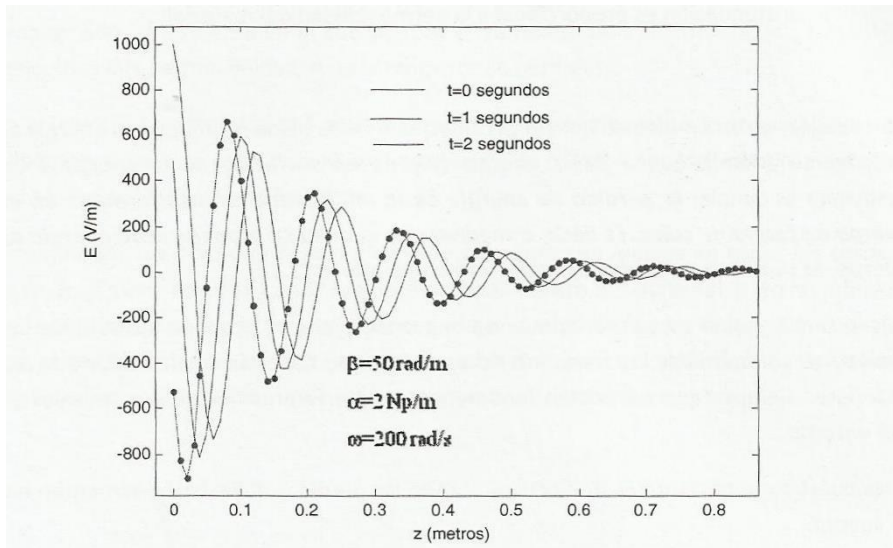


Figura 1. Evolución Temporal y espacial para una onda plana en un dieléctrico con pérdidas.

Las constantes de propagación y atenuación se definen en este caso como:

$$\alpha = \omega\sqrt{\mu\epsilon'} \left[\frac{\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2} - 1}{2} \right]^{1/2} \quad (2.15)$$

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon'} \left[\frac{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2}}{2} \right]^{1/2} \quad (2.16)$$

donde la relación entre el factor de pérdidas y la constante dieléctrica se la denomina tangente de pérdidas:

$$\tan(\delta) = \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right) \quad (2.17)$$

Del estudio de las ecuaciones anteriores se deduce:

1. La atenuación aumenta proporcionalmente con la frecuencia.
2. La atenuación aumente proporcionalmente con el factor de pérdidas.

3. La atenuación es proporcional a la permeabilidad del material.

Pero la cuestión es: en un dieléctrico con pérdidas, si la onda plana disminuye su energía al propagarse ¿Dónde queda dicha energía? Ya que según la *Ley de Conservación de la Energía* ésta no puede desaparecer, la respuesta es simple: la pérdida de energía de la onda plana es transformada en el cuerpo en forma de calor. Es decir, a medida que la onda se propaga cede energía al cuerpo, que la transforma en calor y aumenta su temperatura.

Por lo tanto, según este criterio, cuando una onda plana se propaga a través de un dieléctrico con pérdidas las zonas interiores del cuerpo recibirán menos calor que las exteriores siempre que no existan fenómenos de interferencia debidos a reflexiones del entorno.

Otra cuestión importante es que ocurre cuando las pérdidas dieléctricas aumentan en el cuerpo. En la siguiente figura se muestra qué ocurre para diferentes coeficientes de atenuación. Se puede apreciar que a mayor α , la atenuación de la onda es también mayor y por consiguiente, las zonas interiores reciben menos campo eléctrico.

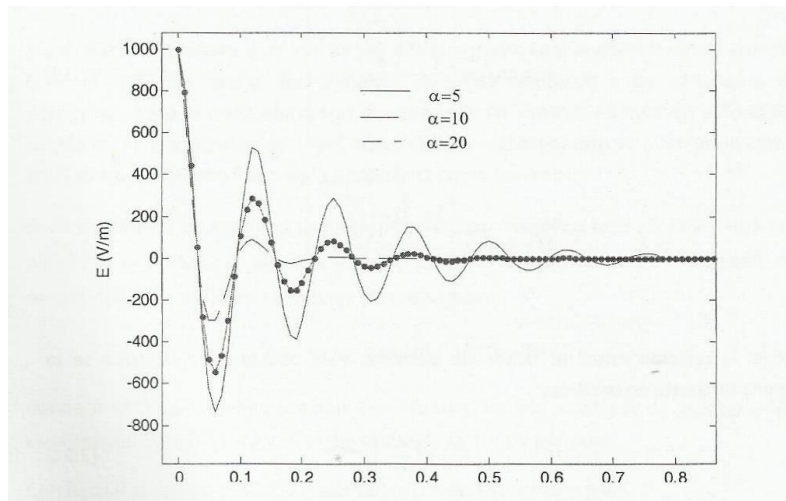


Figura 2. Distribución de Campo eléctrico en un dieléctrico con pérdidas para distintas atenuaciones.

Es decir, a mayores pérdidas dieléctricas, más se calentará el exterior del cuerpo en comparación con el interior del mismo.

Por último, resulta interesante observar qué ocurre cuando el coeficiente de propagación β aumenta en el cuerpo, debido al aumento de la frecuencia, la constante dieléctrica o la permeabilidad o de la tangente de pérdidas. En la Figura 3 se muestra qué sucede para diferentes coeficientes de propagación. Se puede apreciar que conforme aumenta β , las oscilaciones del campo eléctrico dentro del cuerpo también aumentan.

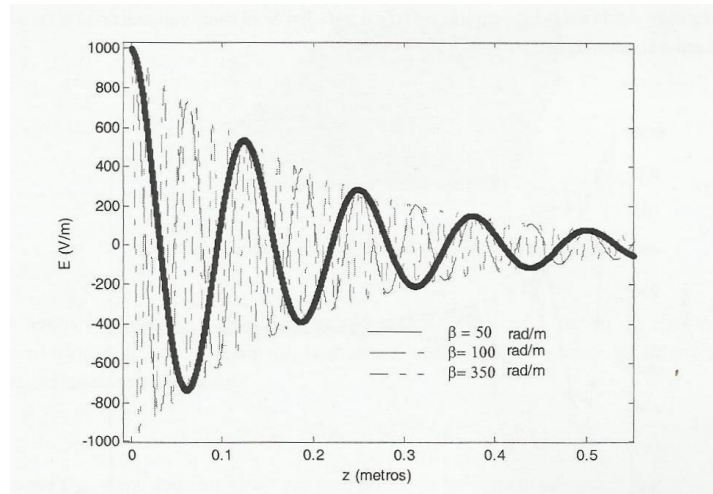


Figura 3. Campo eléctrico en un dieléctrico con pérdidas para distintas constantes de fase.

Sin embargo, las pérdidas de la onda plana se mantienen iguales en todos los casos. Es decir, β tiene relación con la longitud de onda dentro del material, pero no influye en la pérdida de potencia. De modo que, cuanto mayor sea la constante dieléctrica del material, menor será su longitud de onda, lo que conllevará a un acercamiento de máximos y mínimos dentro del cuerpo (1).

2.1.3. La ley de Lambert

A partir de las anteriores consideraciones, es común encontrar en la bibliografía correspondiente al calentamiento asistido por microondas referencias a la Ley de Lambert como un método para hallar el calor volumétrico por microondas: $Q_{gen}(W/m^3)$. Dicha ley indica que el campo decae exponencialmente desde la superficie del cuerpo al atravesar el material. Por lo tanto se puede establecer un flujo de potencia en la dirección de propagación dado por:

$$\vec{P} = P_{superficie} e^{-2\alpha z} \hat{z} \quad (2.18)$$

donde $P_{superficie}$ es la potencia existente en la superficie del cuerpo.

El concepto de la profundidad de penetración, definida como aquella distancia desde la superficie a la cual la potencia decae hasta $1/e$, está directamente relacionado con la atenuación debida a las pérdidas dieléctricas y con el flujo de potencia anterior:

$$D_p = \frac{1}{2\alpha} \quad (2.19)$$

Para cuantificar el término de calor generado por absorción de microondas en una dimensión, según esta ley, se realiza un balance de potencia absorbida en todo el material. Para ello se considera que la potencia absorbida por unidad de superficie se puede expresar como:

$$P_S'' = \frac{P_{superficie}}{2(L_1 L_2 + L_2 L_3 + L_3 L_1)} \quad (2.20)$$

donde L_1, L_2 y L_3 son respectivamente, el grosor y los lados de una muestra rectangular, $P_{superficie}$ es la potencia sobre la superficie de la muestra. Suponemos que toda la potencia

incidente sobre la superficie de la muestra es absorbida, es decir, existe adaptación en todo momento.

La potencia de microondas por unidad de área que se propaga en la dirección x desde la superficie será, según la ley de Lambert:

$$P_x'' = P_s'' \cdot e^{-2\alpha x} \quad (2.21)$$

Si ahora se deriva la potencia superficial respecto a x , y se tienen en cuenta las aportaciones de las dos caras de la muestra, obtendremos la potencia volumétrica absorbida en esta dirección:

$$Q_{gen} = P''' = 2\alpha \cdot P_s'' [e^{-2\alpha x} + e^{-2\alpha(L_1-x)}] \quad (2.22)$$

donde Q_{gen} viene dado en W/m^3 y L_1 es el grosor de la muestra en metros.

Esta ley ha sido utilizada en muchos trabajos cuando se estudian procesos de secado en hornos microondas multimodo. Sin embargo, las condiciones sobre las que se pueden aplicar (condición de onda plana incidente sobre el dieléctrico) no se cumplen. A pesar de esto, se utiliza debido fundamentalmente a su sencillez y al hecho de que para dieléctricos con altas pérdidas proporciona unos resultados bastante aproximados al comportamiento experimental utilizado. No obstante, algunos autores desaconsejan su uso indiscriminado sobre todo para dieléctricos con bajas pérdidas (1).

2.1.4. La ecuación del calor

Cuando a un material se le aplican microondas pueden ocurrir tres fenómenos simultáneos y relacionados entre sí:

- La transmisión de energía al sólido generada en su interior lo cual genera el calor necesario para elevar la temperatura del material.
- El calor generado también puede utilizarse en el cuerpo para evaporar la humedad que éste contenga. Por lo que se puede producir una transferencia de humedad, en estado líquido o gaseoso, desde el interior del material hasta la superficie del mismo lugar donde pasa a formar parte del medio externo.
- El desarrollo de una energía mecánica, debida a los flujos de las fases líquidas y a las contracciones, dilataciones y distorsiones de la estructura del material sólido considerado.

Es decir, cuando se aplican microondas se está aportando una energía a un material que anteriormente estaba en equilibrio termodinámico. Esta energía cambiará el estado termodinámico del cuerpo bien incrementando su temperatura bien evaporando el agua que contuviera (1).

2.1.4.1. La transferencia de calor convencional: mecanismos físicos

- La conducción del calor: conductividad térmica

La transferencia de energía mediante conducción sucede a escala molecular o atómica porque los átomos con mayor energía transfieren parte de la misma por colisión con

los átomos caracterizados con una menor energía. Así, el calor siempre se propagará desde las zonas de mayor temperatura a las de menor temperatura.

La conductividad térmica de un material homogéneo, $k_T (W/m\ ^\circ C)$, indica la mayor o menor habilidad de este material para redistribuir el calor desde las zonas más calientes hacia las más frías.

➤ La transferencia de calor por convección

La convección tiene lugar cuando existe un fluido en movimiento sobre la superficie de un material, estando ambos a diferentes temperaturas. En este caso existen dos mecanismos de transferencia de energía contribuyen al efecto global de la convección. En primer lugar existe una transferencia de energía debida al movimiento aleatorio de las moléculas en la interfaz del fluido y el sólido, las cuales al chocar se transmiten energía de un modo parecido al proceso de conducción debido al gradiente de temperaturas que aparece entre los dos medios.

Por otro lado, el fluido, con una velocidad dada, puede transferir parte de esta energía a la interfaz del sólido de forma macroscópica, ya que grandes agregados de moléculas se mueven dentro del fluido.

Por lo tanto, la convección es un fenómeno superficial, frente al fenómeno de conducción que tiene lugar en el interior del material. Por lo tanto, su tratamiento en las ecuaciones que modelen este proceso físico será como ecuación de contorno en el material.

➤ El fenómeno de radiación térmica

La radiación térmica es energía emitida por un cuerpo que se encuentra a una determinada temperatura. Esta emisión de energía se produce incluso en el vacío. Esta radiación se atribuye a los cambios de configuración en los electrones y es transportada por medio de ondas electromagnéticas.

En este estudio no se considera relevante este mecanismo de transmisión de calor frente al de convección puesto que su aportación al flujo total de calor suele ser muy pequeña comparada con los mecanismos de convección.

De todos modos, el flujo neto de calor por la superficie en presencia de un gas puede ser descrito por:

$$q_{rad} = \varepsilon\sigma(T_s^4 - T_{aire}^4) \quad (2.23)$$

Donde σ es la constante de Stefan-Boltzman ($5.67 \times 10^{-8} W/m^2K$), ε la emisividad del cuerpo (su valor está comprendido entre cero y uno) y T_s la superficie del cuerpo. Se trata de un fenómeno superficial que ocurre entre diferentes cuerpos.

➤ El calentamiento por microondas

Desde hace muchos años se conoce la posibilidad de calentar materiales mediante la aplicación de ondas electromagnéticas en la banda de microondas. El origen de este

calentamiento nace de la interacción del campo eléctrico con las moléculas o partículas que tienen una distribución de carga no nula, bien desplazándolas de lugar (fenómeno de conducción), bien haciéndolas girar alrededor de su posición de equilibrio (fenómeno de polarización).

Cuando el campo eléctrico cambia de dirección muy rápidamente, las partículas y moléculas intentan seguir estos cambios, bien desplazándose de un lado a otro del material, bien girando sobre sí mismas. Estos movimientos provocan fricciones que generan calor en el interior del material.

Como ya se vio al principio de este apartado, la siguiente ecuación muestra el calentamiento que se produce en un punto del cuerpo (calor volumétrico) en función de la frecuencia y del campo eléctrico y el factor de pérdidas en dicho punto:

$$Q_{gen}(x, y, z, t) = 2\pi f \epsilon_0 \epsilon''(x, y, z, t) |\vec{E}_{rms}(x, y, z, t)|^2 \quad (2.24)$$

En general, como ya se indicó, tanto las propiedades dieléctricas como el campo eléctrico serán una función de la posición en el espacio en la que se evalúa el término de generación de calor como del tiempo (1).

2.1.4.2. La ecuación del calor: modelado del calentamiento por microondas

En la siguiente ecuación se muestra un modelo que predice la temperatura de un cuerpo expuesto a microondas, combinando los mecanismos físicos relatados anteriormente:

$$\rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t} = K_T \nabla^2 T + Q_{gen} \quad (2.25)$$

donde K_T ($W/m^{\circ}C$) es la conductividad térmica del material, ρ (kg/m^3) y c_p ($J/kg^{\circ}C$) su densidad y calor específico, respectivamente, T ($^{\circ}C$) su temperatura y Q_{gen} (W/m^3) el calor generado por microondas.

Esta ecuación es denominada habitualmente como ecuación del calor con el término de generación por microondas y es válida cuando en el cuerpo se produce un calentamiento por microondas y no suceden otros procesos tales como evaporación en su interior.

En la ecuación, el término de la izquierda marca el incremento de temperatura en el cuerpo, deber reseñarse que el incremento de T será menor cuando mayores sean ρ y c_p . El primer término de la parte derecha de la igualdad marca cómo se redistribuye el calor debido al fenómeno de conducción térmica, siendo

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.26)$$

Si en el material contiene humedad en su interior y ésta se evapora la ecuación del calor tiene un nuevo término que tiene en cuenta el calor perdido por dicha evaporación:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_T \nabla^2 T + \frac{e_v}{c_p} \Delta H_{ev} \frac{\partial X_1}{\partial t} + \frac{Q_{gen}}{\rho \cdot c_p} \quad (2.27)$$

donde e_v es el coeficiente de evaporación interna y representa la fracción de agua evaporada en el interior del material frente a la evaporada en su superficie y ΔH_{ev} es el vapor latente de evaporación (energía necesaria para evaporar un kg de agua). El coeficiente e_v solamente podrá tomar valores entre 0 y 1.

Dado que el contenido de humedad líquido en el material X_1 disminuirá a lo largo del tiempo, la derivada del término introducido será negativa y por lo tanto tenderá a disminuir la temperatura global del cuerpo.

Es por esto que, cuando existe evaporación en el cuerpo, la temperatura del mismo crece menos que si dicha evaporación no existiera o, dicho de otro modo, cuando el agua absorbe energía para evaporarse, dicha energía no puede usarse para elevar la temperatura del cuerpo.

Ecuaciones de Contorno

La ecuación del calor rige el calentamiento en el interior del cuerpo pero, en las superficies, pueden ocurrir fenómenos de convección o radiación siempre que el mismo no esté aislado térmicamente del entorno.

Por lo tanto, se deben establecer las ecuaciones que permitan conocer cuál es el flujo de calor en la superficie del material para conocer cómo interacciona con el entorno externo. A continuación se presentan las condiciones de contorno que modelan cómo evoluciona la temperatura en la superficie del cuerpo para distintas situaciones:

- Condición de contorno convectiva :

$$-K_T \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{superficie} = h_t \cdot (T_s - T_{aire}) \quad (2.28)$$

donde h_t es el denominado coeficiente de transmisión convectivo y modela la capacidad de la estructura para quitar o transferir calor desde o hacia el sólido por el flujo de aire externo. Su valor es difícil de estimar y generalmente se recurre a estimaciones experimentales. T_s y T_{aire} representan la temperatura de la superficie del sólido y la temperatura del flujo de aire externo, respectivamente.

La interpretación de esta ecuación es la siguiente, el flujo de calor en el interior de la superficie debe igualarse al flujo de calor proporcionado o eliminado por el aire externo debido a la convección.

Es destacable aquí que cuando la temperatura de la superficie del material esté a mayor temperatura que la temperatura del aire circundante el material perderá calor en la superficie. De forma contraria si $T_s < T_{aire}$ el material ganará calor en su superficie.

- Condición de contorno adiabática:

$$-K_T \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{superficie} = 0 \quad (2.29)$$

En esta ecuación lo que se está asumiendo es que el flujo de calor en la superficie del material es nulo por lo que se supone totalmente aislado del entorno.

- Condición de contorno convectiva con término de evaporación superficial:

$$-K_T \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{superficie} = h_t \cdot (T_s - T_\infty) - \frac{m_d}{A} \Delta H_{ev} \frac{\partial X}{\partial t} e_s \quad (2.30)$$

En este caso el flujo de calor por conducción iguala a la contribución por convección menos el calor perdido por evaporación, donde m_d es la masa seca del material, A es el área total de la muestra, ΔH_{ev} es el calor latente de evaporación y e_s es el coeficiente de evaporación superficial, que puede tomar valores entre 0 y 1, y que además se relaciona con el coeficiente de evaporación volumétrico de la siguiente forma (1):

$$e_s = 1 - e_v \quad (2.31)$$

2.2. Dispositivos de calentamiento por microondas

La Figura 4 muestra el diagrama básico de cualquier sistema de calentamiento por microondas. En él, la fuente de alimentación se encarga de proporcionar al magnetrón la energía AD/DC necesaria para su funcionamiento. Es un elemento que permite transformar la corriente de red en voltajes y corrientes adecuados para el magnetrón. Las corrientes de salida originadas por la fuente son extremadamente altas por lo que se requiere manejarlas con precaución (1).

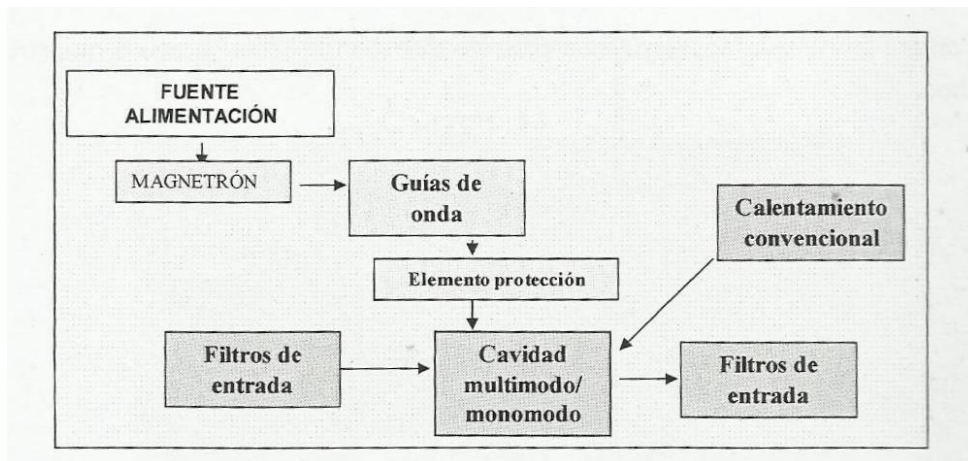


Figura 4. Diagrama de un sistema de calentamiento por microondas básico.

El magnetrón utiliza esta energía de baja frecuencia transformándola en energía de microondas debido a su estructura resonante. Las dimensiones del magnetrón permiten controlar la frecuencia de la señal que emite. El control de la potencia puede realizarse controlando la corriente que llega al ánodo o el campo magnético aplicado a la cavidad que

forma el magnetrón. Al conjunto fuente más magnetrón se le suele denominar normalmente fuente de microondas. Cada fuente suele estar asociada a un puerto acoplado a la cavidad de microondas (1).

La energía de microondas del magnetrón se acopla a una guía de onda a través de una antena. En los sistemas de calentamiento microondas rara vez se usan cables coaxiales para transportar las señales sino que se usan guías de onda (en el caso de este proyecto sí que se utilizarán, pero se explicará con posterioridad). La razón es que las potencias usadas, terminarían por quemar el coaxial mientras que las líneas de transmisión pueden soportar megawatios sin problemas (1).

Cuando se utilizan magnetrones de alta potencia o se prevén fuertes reflexiones, se suelen utilizar elementos de protección para alargar el tiempo de vida de los magnetrones.

La cavidad de microondas es el elemento fundamental para conseguir un calentamiento y procesamiento de los materiales efectiva y con un alto grado de calidad. Debe proporcionar una distribución de campo eléctrico lo más uniforme posible y para ello se pueden utilizar distintas técnicas. Además, se debe asegurar que la eficiencia de los hornos es alta para que no se desperdicie energía reflejándose hacia el magnetrón o acoplándose con las diferentes fuentes de energía de microondas, normalmente mediante stubs (1).

2.2.1. El magnetrón

El magnetrón es el elemento ideal para una generación de calor importante debido a que presenta una gran estabilidad en frecuencia y una eficiencia aceptable, además tiene un bajo coste y gran fiabilidad.

Básicamente, el magnetrón está compuesto por una cavidad de microondas en la cual cátodo y ánodo se encuentran a muy diferentes voltajes. El cátodo es calentado por las altas corrientes que circulan por él de forma que emite electrones a la cavidad interna. El ánodo tiene una serie de cavidad que se proyectan en la dirección radial que resuenan a la frecuencia de operación. Como todos los vanos están acoplados entre sí, toda la estructura es un circuito resonante.

El cátodo se encuentra a un mayor voltaje que el ánodo, por lo tanto, los electrones emitidos por el cátodo tienden a irse hacia el ánodo. El campo magnético generado por el imán que se encuentra en el interior de la cavidad impide una trayectoria directa para estos electrones y los hace girar en su camino desde el cátodo hasta el ánodo. La energía cinética de los electrones debido a este giro dentro de la cavidad se acopla como energía de microondas en las cavidades. Esto es debido a que el giro de los electrones no es más que una corriente, la cual genera campos electromagnéticos dentro de la cavidad. El control del voltaje de continua controla la velocidad de los electrones y por tanto la energía de microondas final.

Por último, sólo hace falta una antena en una de las cavidades para extraer la energía de microondas. Dado el alto acoplo entre cavidades la energía creada en todas ellas podrá extraerse a través de una de estas cavidades.

Los electrones al impactar con el metal que forma el ánodo liberan energía en forma de calor, la cual no es transformada en energía de microondas lo que supone una disminución de la eficiencia de los microondas. Esto supone además que dado que se manejan grandes potencias, el magnetrón se calentará a gran velocidad, por lo que debe refrigerarse cuando éste esté en funcionamiento (1).

2.2.2. Aplicadores de Microondas

2.2.2.1. Cavidades de Microondas

La cavidad de microondas es la máxima responsable de dos cuestiones fundamentales en el calentamiento por microondas: la eficiencia del proceso de calentamiento y la uniformidad del perfil de temperaturas del material a ser calentado.

Por tanto, el diseño de la cavidad es fundamental para conseguir un proceso de calentamiento eficiente y eficaz tanto en términos de energía como en la consecución de un producto de calidad elevada.

Una posible definición de cavidad de microondas es aquella estructura metálica que permite confinar la energía de microondas junto con el material a calentar y que es responsable de la eficiencia energética del proceso y de la uniformidad del calentamiento por microondas.

Una cavidad de microondas debe cumplir algunos requisitos como adaptarse a las dimensiones físicas y eléctricas del material y a las características térmicas del material. Además, el horno deberá presentar la mayor eficiencia energética posible lo que implica minimizar las reflexiones y acoplos de las diferentes fuentes. Debe así mismo intentar conseguir un perfil de temperatura en el cuerpo calentado constante, lo que hará necesario que el campo eléctrico también lo sea a lo largo del material. Igualmente importante, es que el horno microondas se adapte a los requisitos económicos de la empresa que lo necesita y que debe confinar adecuadamente la energía de microondas, ya que debe cumplir normativas nacionales sobre emisiones radioeléctricas, para lo que es fundamental diseñar y construir adecuadamente los filtros y puertas de este tipo de hornos. Probablemente el aspecto más importante a considerar en el diseño de una cavidad, es dimensionar adecuadamente la potencia en el interior de la misma. No es recomendable utilizar aplicadores muy pequeños con potencias muy grandes ya que el aire del interior podría sufrir el fenómeno de arco voltaico y dañar el sistema.

En una cavidad, la muestra a calentar se introduce en el interior metálico y el campo eléctrico será una combinación de los modos que resuenan en la misma en la frecuencia de uso del magnetrón. Estas cavidades pueden ser monomodo o multimodo.

En las cavidades multimodo, las dimensiones de la cavidad son tales que a la frecuencia de trabajo coexistirán varios modos resonantes dentro del espacio delimitado por las paredes metálicas.

Cuando las muestras son pequeñas, es posible usar cavidades más pequeñas que únicamente permiten la existencia de un modo resonante (1).

2.2.2.1.1. Cavidades Multimodo

En la mayoría de aplicaciones industriales, se utilizan cavidades grandes de sección rectangular. Se habla de grandes cavidades se entiende que estamos comparando las dimensiones físicas del horno con la longitud de onda a la frecuencia considerada.

Por desgracia, encontrar expresiones analíticas para la distribución de campo eléctrico en el interior de una cavidad multimodo sólo es posible para el caso de cavidades rectangulares vacías, además éstas no aseguran que el modo en la cavidad vacía vaya a estar presente en la cavidad porque este último extremo dependerá de dónde y cómo coloquemos la fuente de microondas en la cavidad. Por lo tanto, cuando se quiere conocer el campo eléctrico en el interior de una cavidad multimodo es necesario recurrir a métodos numéricos.

No obstante, resulta útil conocer los modos que pueden estar presentes dentro de una cavidad como primera aproximación a lo que será la distribución real.

La Figura 5 muestra la geometría de una cavidad multimodo vacía y las componentes que existirán para los modos resonantes transversales eléctricos (TE) o magnéticos (TM),

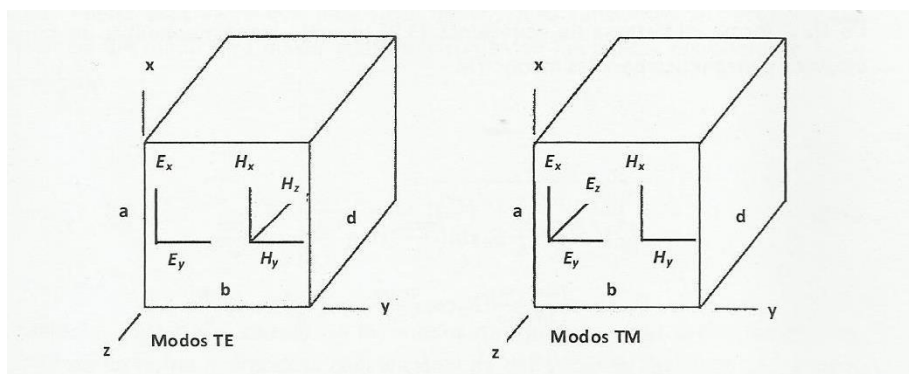


Figura 5. Cavidad Resonante multimodo y componentes existentes para los modos TE y TM

Las expresiones de los campos eléctricos y magnéticos de los modos TE son:

$$E_x = \frac{j\omega\mu_0 n\pi}{h^2} \frac{n\pi}{b} H_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.32)$$

$$E_y = -\frac{j\omega\mu_0 m\pi}{h^2} \frac{m\pi}{a} H_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.33)$$

$$E_z = 0 \quad (2.34)$$

$$H_x = -\frac{1}{h^2} \frac{m\pi}{a} \frac{p\pi}{d} H_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.35)$$

$$H_y = -\frac{1}{h^2} \frac{n\pi}{b} \frac{p\pi}{d} H_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.36)$$

$$H_z = H_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.37)$$

$$h^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (2.38)$$

Donde a , b y d son las dimensiones de la cavidad considerada. Las variables x , y y z son las coordenadas en las cuales se evalúa cada componente de campo eléctrico-magnético.

De igual modo, el siguiente sistema de ecuaciones muestra las componentes de campo eléctrico y magnético para los modos TM:

$$H_x = \frac{j\omega\varepsilon_0 n\pi}{h^2 b} E_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.39)$$

$$H_y = -\frac{j\omega\varepsilon_0 m\pi}{h^2 a} E_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.40)$$

$$H_z = 0 \quad (2.41)$$

$$E_x = -\frac{1}{h^2} \frac{m\pi p\pi}{a d} E_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.42)$$

$$E_y = -\frac{1}{h^2} \frac{n\pi p\pi}{b d} E_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.43)$$

$$E_z = E_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \quad (2.44)$$

$$h^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (2.45)$$

Los índices m , n y p marcan las variaciones del campo eléctrico/magnético a lo largo de los ejes x , y y z , respectivamente. Debe tenerse en cuenta que algunos modos no existen, de hecho para los modos TM sólo p puede ser cero mientras que para los modos TE sólo p no puede ser cero.

La ecuación siguiente muestra la frecuencia de resonancia tanto en los modos TE como TM en función de los parámetros antes citados:

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{L}\right)^2} \quad (2.46)$$

De las anteriores ecuaciones se deduce que el campo eléctrico permanecerá fijo si no existe variación en la geometría de la cavidad, por lo tanto, en ausencia de movimiento de la muestra o cambios geométricos de la cavidad, la distribución de campo eléctrico será igual a lo largo del tiempo, es decir, habrá zonas en la cavidad con máximos de campo eléctrico y zonas con campo eléctrico nulo.

La gran ventaja de este tipo de cavidades es que, debido a que existen múltiples modos presentes en la misma no existen grandes problemas de desadaptación cuando la muestra cambia sus propiedades o posición dentro de la cavidad (1).

2.2.2.1.2. Cavidades Monomodo

Son las que se utilizan principalmente para calentar materiales pequeños y de bajas pérdidas dado que, debido a su reducido volumen, se consiguen altas intensidades de campo eléctrico. En estas cavidades únicamente está presente un modo resonante TE o TM y por lo tanto, el campo eléctrico es debido a la distribución espacial de este modo.

El principal problema de estas cavidades es debido a su condición de resonancia: las cavidades monomodo son resonantes en un rango de frecuencias muy reducido, así pues cualquier cambio en las condiciones dentro de la cavidad como cambios en las propiedades dieléctricas del material por calentamiento o cambios internos, supondrá un cambio de la frecuencia de resonancia y, consecuentemente, en la adaptación de la cavidad (1).

2.2.2.2. Monopolo

En este proyecto se van a usar antenas de tipo monopolo para conseguir concentrar el campo eléctrico en ciertas zonas del dieléctrico irradiado por microondas. Por tanto, resulta interesante revisar las principales características de este tipo de antenas.

La antena real más simple es un alambre o hilo conductor colocado sobre un plano de tierra y alimentado por una corriente, es lo que se denomina monopolo.

El monopolo consiste en un conductor vertical sobre un plano conductor (plano de tierra) en la forma en la que se ilustra en la figura siguiente. Es en realidad equivalente a la mitad de un dipolo. La corriente es máxima en el punto de alimentación y cero en el extremo, mientras que la distribución de voltaje es la inversa (2).

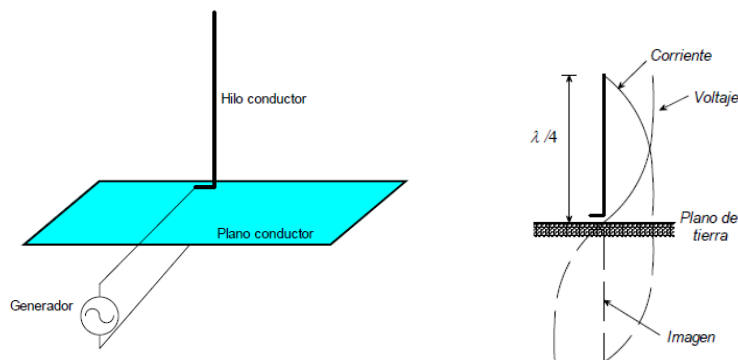


Figura 6. Monopolo (2)

La ganancia de un monopolo sobre un plano conductor está determinada por su longitud y las dimensiones y conductividad del plano de tierra. Si suponemos un plano infinito, la potencia radiada por el monopolo en el semiespacio sobre tierra será el doble de la radiada por un dipolo en el espacio libre, alimentado con la misma corriente. En consecuencia, si para un dipolo de $\lambda/2$ la ganancia directiva máxima es 2.15dBi, para un monopolo de $\lambda/4$, la ganancia en la dirección de máxima radiación es 5.15dBi (2). El diagrama de radiación para un monopolo de altura $H < \lambda/2$ se ve en la Figura 7:

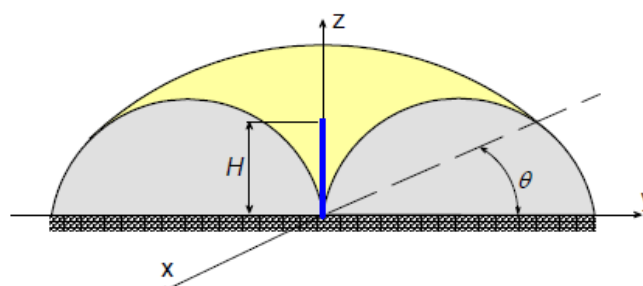


Figura 7. Patrón de Radiación de un monopolo sobre un plano infinito (2)

Cuando un monopolo se monta sobre un plano de tierra infinito, su impedancia es igual a la mitad de la de un dipolo y su diagrama de radiación sobre el plano de tierra infinito es idéntico a la mitad superior del diagrama de radiación del dipolo. Cuando el plano no es infinito, el teorema de la imagen no es aplicable (3).

El efecto del plano finito en la impedancia y el diagrama de radiación es complejo de resolver. Un primer método de aproximación es el desarrollado por Bolljahn, quien consideró el problema desde el punto de vista de las componentes simétricas, haciendo una descomposición en la que el plano de tierra es considerado como un disco conductor delgado infinito. Dada la excitación en modo simétrico de la estructura, el disco no tiene ningún efecto en la radiación de los elementos descompuestos, pero este método tiene el problema de la variación de la impedancia de entrada de la antena en función del diámetro del disco y de la asimetría del diagrama de radiación con respecto al plano de masa (2). El trabajo de Bolljahn, fue desarrollado por Schelkunoff, según sus desarrollos la expresión completa para la impedancia de un monopolo vertical es:

$$Z_b = Z_0 \frac{k \sin \theta + j(F-N) \sin H - j(2Z_0 - M) \cos H}{(2Z_0 + M) \sin H + (F+N) \cos H - jK \cos H} \quad (2.47)$$

Donde:

$Z_b = R_b + jX_b$ es la impedancia de base o en el punto de alimentación del monopolo

$Z_0 = 60 \left(\ln \left(\frac{2H}{a} \right) - 1 \right)$ es la impedancia característica promedio

H es la altura de la antena en grados o radianes eléctricos.

a es el radio del a antena en metros, grados o radianes eléctricos

$$F = 60Si(2H) + 30[Ci(4H) - \ln H - \gamma] \sin(2H) - 30Si(4H) \cos(2H)$$

$$K = 60[\gamma + \ln(2H) - Ci(2H)] + 30[\gamma + \ln(H) - 2Ci(2H) + Ci(4H)] \cos(2H) + 30[Si(4H) - 2Si(2H)] \sin(2H)$$

$$M = 60[\ln(2H) - Ci(2H) + \gamma - 1 + \cos(2H)]$$

$$N = 60[Si(2H) - \sin(2H)]$$

$Ci(X), Si(X)$ son las funciones coseno integral y seno integral, respectivamente.

γ es la constante de Euler (2)

Los estudios de Schelkunoff¹ fueron extendidos más tarde por Storer², para describir monopolos de longitud arbitraria, utilizando un método variacional para formular el problema, el cambio del a impedancia de entrada en un monopolo vertical sobre un plano de tierra circular grande se puede escribir (3):

$$\Delta Z = Z - Z_0 = j \frac{60}{kd} e^{-jkd} \left| k \int_0^h \frac{I(z)}{I(0)} dz \right|^2 \quad (2.48)$$

¹ Schelkunoff, S.A. "Theory of Antenas of Arbitrary Size and Shape". Sept. 1941.

² Storer, J.E. "The Impedance of an Antenna over a Large Circular Screen".1951.

Donde:

Z_0 es la impedancia del monopolo referida un plano de tierra infinito

d es el diámetro del plano de tierra circular

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

h es la altura del monopolo

$I(z)$ es la función de distribución de corriente del monopolo

$I(0)$ es la corriente de entrada o alimentación (3)

Mientras que el efecto del plano de tierra finito sobre la impedancia del monopolo no es muy grande, el diagrama de radiación si se ve afectado considerablemente. El diagrama de radiación de éste puede obtenerse con bastante precisión de la solución del GTD³. Para un monopolo corto de longitud h colocado en el centro de un disco circular de radio a , la corriente en el monopolo se asume:

$$I(z) = I_0 \frac{\sin k(h-z)}{\sin kh} \quad (2.49)$$

Si el punto de observación no está cerca del eje vertical, el campo radiado puede expresarse de la forma $E = (E_0 + E_{d1} + E_{d2})\hat{\theta}$

Donde:

θ es el ángulo al eje vertical desde el punto de observación

$$E_0 = \begin{cases} \frac{jZ_0 I_0 e^{-jKR}}{2\pi R \sin kh} \left[\frac{\cos(kh \cos \theta) - \cos kh}{\sin \theta} \right], & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ 0, & \frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi \end{cases} \quad (2.50)$$

Y aplicando el método uniforme GTD,

$$E_{d1} + E_{d2} = -\frac{jZ_0 I_0 e^{-jKa}}{2\pi a \sin kh} (1 - \cos kg) \frac{a}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi ka \sin \theta}}.$$

$$\left\{ \sec\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2}\right) e^{j\left[ka \sin \theta - \left(\frac{\pi}{4}\right)\right]} \mp \sec\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}\right) e^{-j\left[ka \sin \theta - \left(\frac{\pi}{4}\right)\right]} \left[1 + \frac{e^{-j[2ka - (\pi/4)]}}{2\sqrt{\pi ka}} \right] \right\} \frac{e^{-jKR}}{R} \quad (2.51) \quad (3)$$

2.2.2.3. Guía de Onda

Las guías de onda, en especial las rectangulares, son unos dispositivos imprescindibles en el calentamiento por microondas debido a sus características, ya que permiten transmitir grandes potencias con una atenuación casi nula y, por tanto, con poco nivel de calentamiento. El principal problema de este tipo de medio de transmisión es que presentan un comportamiento dispersivo de forma que sólo pueden usarse en condiciones monomodo, lo cual restringe su uso a anchos de banda pequeños en comparación con otros tipos, como los cables coaxiales (1).

³ Uniform Geometrical Theory of Diffraction

Una guía de onda no es más que una estructura metálica con dieléctrico en su interior que presenta una sección transversal constante e invariable a lo largo del trayecto de propagación de las ondas electromagnéticas.

Las guías de onda rectangulares fueron uno de los primeros medios de transmisión guiados usados para transportar señales de microondas (4).

Las principales características de propagación de las líneas de transmisión y las guías de onda rectangulares se analizan a fondo en el siguiente epígrafe.

2.2.2.4. Resonancia y adaptación.

2.2.2.4.1. Resonancia

El concepto de resonancia va ligado a una variación muy acusada de alguna magnitud con respecto a la frecuencia y con cierta simetría alrededor de una frecuencia dada, en el que la magnitud alcanza un valor máximo o mínimo. La principal característica de los resonadores de microondas es que presentan un número infinito, aunque discreto, de frecuencias de resonancia. (5)

En ingeniería de microondas los circuitos resonantes son de vital importancia, aunque en ocasiones se requieren resonancias muy selectivas, es decir, con un ancho de banda muy pequeño, que normalmente se consigue a través de cavidades resonantes. (4)

Utilizando cavidades resonantes, conseguiremos maximizar la potencia transmitida a la carga. Otro parámetro fundamental para conseguir una buena transferencia de potencia a la carga del sistema es que el mismo esté adaptado.

La adaptación se puede definir como aquella condición de funcionamiento de un sistema en la cual la energía que entra en un sistema es transferida totalmente a la carga o elemento que debe recibirla. Es decir, la muestra o carga a calentar debe recibir la mayor cantidad de energía proporcionada por el magnetron para calentarse rápida y eficientemente. Por desgracia, las cargas pueden ser dieléctricos con altas pérdidas y alta permitividad (gran reflexión en su superficie) o dieléctricos con bajas pérdidas (poca absorción), por lo que es muy importante que la carga esté adaptada a la fuente para no perder energía en reflexiones.

En el caso de las guías de onda, es muy importante trabajar con cargas adaptadas para evitar que se produzcan reflexiones indeseadas al final de la guía, que provocarían ondas estacionarias, y por tanto, máximos y mínimos de campo eléctrico no deseado a lo largo de la guía.

2.2.2.4.2. Proceso de adaptación usado en este proyecto.

Además, también es importante evitar reflexiones para que los magnetrones no sufran roturas debidas a potencias reflejadas excesivas. Por consiguiente, cuando el aplicador de microondas no funciona en condiciones óptimas de adaptación no estará aprovechando toda la energía disponible en sus magnetrones por lo que el calentamiento de la muestra será más lento de lo que podría llegar a ser. (1)

Existen varios elementos para conseguir adaptación, pero en el caso que nos ocupa en este proyecto, la adaptación se ha realizado mediante stubs.

En microondas de alta potencia es habitual usar tornillos móviles a modo de stubs o sintonizadores. De hecho, los tornillos, si no son muy gruesos, actúan como elemento reactivos puros permitiendo adaptar para combinaciones adecuadas de la inserción de la guía. En este caso, tanto la profundidad como el grosor influyen sobre la adaptación. (1)

Se ha utilizado un sintonizador de triple stub capaz de acoplar las impedancias del sistema para evitar las reflexiones indeseadas. El triple stub consiste en tres stubs equiespaciados y situados de manera que el primero de ellos está directamente en paralelo con la carga a acoplar o a una distancia fija. En este caso los elementos de sintonización son postes cilíndricos conductores, que si no se utilizan profundidades excesivas, presentan un comportamiento reactivo. Si el poste es suficientemente delgado en comparación con las dimensiones de la guía su comportamiento es esencialmente capacitivo a longitudes moderadas, aumentando la capacidad a medida que aumenta la longitud. A mayores longitudes el poste se hace inductivo, con una inducción que decrece a medida que aumenta la longitud. (5)

En este caso, donde es complicado conocer cuál es la impedancia de un horno multimodo alimentado por sondas coaxiales, no existe un procedimiento sistemático que permita ajustar las profundidades de los tres postes garantizando el mejor acoplo, en nuestro caso, se han realizado diferentes simulaciones hasta encontrar la adaptación deseada.

La manera más cómoda de optimizar estas profundidades, consiste en empezar adaptando el poste más próximo a la carga, cuya profundidad se modificará hasta maximizar la señal recibida en la carga. Una vez optimizado el primer poste se haría la misma operación en los otros dos. Si con ello no se consigue un buen acoplo, se iterará el proceso hasta conseguirlo.

El uso de postes como stubs en lugar de líneas de transmisión terminadas en cortocircuito o circuito es muy común en sistemas con guías de onda rectangulares. (5)

2.2.2.5. Cables Coaxiales

Las líneas de transmisión coaxiales están constituidas por dos conductores concéntricos (4), es decir, están compuestas de un conductor cilíndrico interno dentro de un conductor tubular cilíndrico exterior (3). Si el conductor exterior se realiza mediante una malla de hilos finos trenzados sobre un núcleo dieléctrico, que suele ser teflón o polietileno, hace que el cable sea flexible y además mantiene centrado el conductor interior con respecto a la malla conductora exterior. Se asume que el espesor de la malla exterior es mucho mayor que la profundidad de penetración del conductor, por lo que todas las líneas de campo quedarán en el interior de la estructura y se puede hablar de una línea cerrada o apantallada que evita la radiación al exterior y las interferencias exteriores (4).

En este proyecto, sin embargo, se usarán estructuras coaxiales fijas usando un dieléctrico sin pérdidas como es el aire para evitar que las potencias usadas quemem el mismo, tal y como se realiza en el taladrado por microondas que se explicará más adelante.

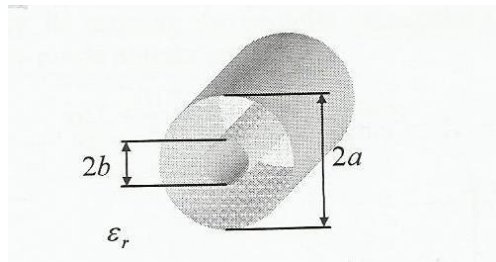


Figura 8. Cable Coaxial

Para una línea coaxial con un conductor interior de diámetro $2a$ y un conductor exterior de diámetro $2b$, su impedancia característica se puede escribir como $Z_0 = \frac{138}{\sqrt{\epsilon}} \log_{10} \frac{b}{a}$.

La longitud de onda de corte para el primer modo es $\lambda_c = F\pi\sqrt{\epsilon}(a + b)$, donde $F \cong 1$.

Las pérdidas para el modo dominante se pueden hallar de $\alpha_c = 1.14 \times 10^{-6} \sqrt{\frac{f\epsilon}{\sigma}} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right) \frac{1}{\log_{10} \frac{b}{a}}$

Y la potencia transmitida por la línea es $P_t = \frac{E_a^2 a^2 \sqrt{\epsilon}}{52.2} \log_{10} \frac{b}{a}$ (3)

2.3. Análisis de las ecuaciones de Maxwell en líneas de transmisión: modos TEM, TM y TE.

Una línea de transmisión es un sistema de dos conductores ideales inmersos en un dieléctrico perfecto con sección transversal perfecto. En este epígrafe vamos a modelar mediante ecuaciones diferenciales las relaciones entre tensiones y corrientes que tienen lugar en una línea de transmisión. Es importante destacar que a frecuencia de microondas, las tensiones y corrientes en la línea de transmisión dependen, además del tiempo, del espacio dado que la longitud de onda de trabajo es comparable al tamaño de la línea.

Como ya se ha visto, las ecuaciones de Maxwell permiten conocer la distribución de campo eléctrico y magnético en una región del espacio en función de las fuentes de corriente y carga existentes (J y ρ respectivamente) y las condiciones de contorno aplicadas en los límites de la región. Para el análisis de las líneas de transmisión, supondremos que no existen fuentes ($J = 0$ y $\rho = 0$).

Asumiendo que existirá un régimen permanente sinusoidal y, por tanto, la variación temporal será de la forma $e^{j\omega t}$ (requisito que no es extraño ya que suele cumplirse en la mayor parte de transmisiones de alta frecuencia) y dado que en el estudio se considera que no existen fuentes de carga o corriente en las líneas de transmisión, se pueden resolver las cuatro ecuaciones en derivadas parciales, simplificando el procedimiento, recurriendo a la obtención de la denominada ecuación de onda o ecuación de Helmholtz. Además hay que tener en cuenta dos simplificaciones:

- La dirección de propagación de las ondas y modos se supondrá z en todas las ocasiones.
- La geometría de las estructuras de las líneas de transmisión será invariante según esta misma dirección.

De este modo, la obtención de la ecuación de onda surge de la aplicación de la operación rotacional y de la siguiente identidad vectorial:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (2.52)$$

Entonces partiendo de las ecuaciones de onda de Maxwell descritas al comienzo de este apartado y aplicando lo anterior se obtiene:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.53)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.54)$$

Que son las ecuaciones de onda tanto para el campo magnético como para el campo eléctrico, las cuales tienen la misma forma y, por tanto, los mismos tipos de soluciones.

Para la transmisión de señales a alta frecuencia es necesario que se produzca una variación sinusoidal de los campos electromagnéticos en el dominio del tiempo, es decir, $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j\omega t}$ y $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{j\omega t}$. Operando adecuadamente sobre las derivadas parciales en función del tiempo de las ecuaciones de onda, éstas se pueden transformar en:

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu\epsilon \vec{E} = 0 \\ \nabla^2 \vec{H} + \omega^2 \mu\epsilon \vec{H} = 0 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \left. \begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \\ \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \end{aligned} \right\} \text{ donde } k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} \quad (2.55)$$

que tal y como se observa dependen de la frecuencia y que, por lo tanto, omiten el régimen estacionario sinusoidal antes señalado.

La resolución de las ecuaciones de onda se simplifica en gran medida si se descomponen campo eléctrico y magnético en dos funciones: una de ellas dependiente de las coordenadas transversales y otra dependiente de la coordenada axial para los campos electromagnéticos, a esta estrategia de resolución de las anteriores ecuaciones en derivadas parciales se le denomina método de separación de variables. Por esta razón, se suele descomponer el campo eléctrico en sus componentes transversales y su componente axial o longitudinal (componente z):

$$\vec{E} = [\vec{E}_t(\tau_1, \tau_2)f(z) + E_z(\tau_1, \tau_2)f(z) \cdot \hat{z}] \quad (2.56)$$

donde τ_1 y τ_2 representan las componentes transversales a la dirección de propagación (x e y para coordenadas cartesianas y ρ y φ para coordenadas cilíndricas).

Para resolver estas ecuaciones de onda se puede hacer uso de una propiedad del operador ∇^2 en sistemas coordenados tales como el cartesiano y el cilíndrico, según la cual:

$$\nabla^2 = \nabla_t^2 + \nabla_z^2 \quad (2.57)$$

donde ∇_t^2 contiene todas las derivadas de las componentes transversales a la dirección de propagación y ∇_z^2 contiene las derivadas que contienen la dirección de propagación sobre el eje axial de la guía de onda.

Es interesante llamar la atención sobre el hecho de que en el caso de la componente axial de campo eléctrico, o magnético, tenemos una ecuación de onda sobre un campo escalar, mientras que en el caso transversal se observa una ecuación de onda sobre un campo vectorial. Esto implica que para las componentes transversales de campo eléctrico o magnético habría a su vez otras dos ecuaciones de onda escalares que deberían resolverse también. Afortunadamente, no es necesario resolver todas estas ecuaciones dado que existe una interdependencia entre los campos transversales y longitudinales dada por:

$$\begin{cases} \vec{E}_t = \frac{1}{k^2 + \gamma^2} (-j\omega\mu\nabla_t \times H_z \hat{z} - \gamma\nabla_t E_z) \\ \vec{H}_t = \frac{1}{k^2 + \gamma^2} (j\omega\varepsilon\nabla_t \times E_z \hat{z} - \gamma\nabla_t H_z) \end{cases} \quad (2.58)$$

Una consecuencia importante de estas relaciones es, como veremos, que únicamente es necesario resolver la ecuación de onda para las componentes longitudinales E_z o H_z y posteriormente aplicar la relación anterior para hallar las componentes transversales.

Es decir, el método general de análisis de las guías de onda se puede detallar en tres pasos:

1. Resolver la ecuación de Helmholtz para la componente longitudinal asumiendo que conocemos su dependencia con z .
2. Aplicar las condiciones de contorno establecidas por las paredes de la guía de onda para hallar las constantes de la solución general de la ecuación de Helmholtz.
3. Calcular las componentes transversales de los campos eléctrico y magnético a partir de la componente longitudinal.

Conjuntos de soluciones: modos TE, TM y TEM

En general, se suelen separar todas las posibles soluciones que cumplen la ecuación de onda en tres conjuntos independientes de soluciones. Estos tres conjuntos de soluciones son conocidos como modos Transversales Eléctricos (modos TE), modos Transversales Magnéticos (modos TM) y modos Transversales Eléctrico-Magnéticos (modos TEM).

En el caso de los modos TE, la componente axial del campo eléctrico es nula ($E_z = 0$). Es decir, sólo existen las componentes transversales de campo eléctrico y en este caso, bastará con resolver la ecuación de onda en función de H_z .

En el caso de los modos TM, la componente longitudinal del campo magnético es nula ($H_z = 0$) y sólo existen las componentes transversales de campo magnético. Aquí bastará con resolver la ecuación de onda que es función de E_z .

Por último, el tercer conjunto de soluciones es aquel en el que tanto la componente longitudinal del campo eléctrico como la del campo magnético son nulas ($E_z = H_z = 0$). En

este caso estamos hablando de los modos TEM, en los cuales las ecuaciones de onda en E_z y H_z se cumplen directamente. Para evitar que las componentes transversales sean idénticamente nulas también se deberá cumplir que:

$$k^2 + \gamma^2 = 0 \quad (2.59)$$

Es decir, se debe forzar una indeterminación por la ecuación de onda de los campos transversales ya que en caso contrario serían nulos. Por lo tanto, para los modos TEM no es necesario resolver su ecuación de onda para conocer la constante de propagación γ sino que su valor es

$$\gamma = \pm jk = \pm j\omega\sqrt{\mu\varepsilon} \quad (2.60)$$

En este último caso, además, la velocidad de fase y de grupo coincide y su valor es:

$$v_f = v_g = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (2.61)$$

La solución total del campo, esto es, la solución que proporcionaría la resolución directa de las ecuaciones de Maxwell es la suma de los tres modos. De esta forma, el campo en una línea de transmisión estará formado por ondas TE, TM y TEM siempre que todas ellas se propaguen en la línea (4).

2.3.1. Modos TEM

Los modos TEM en una línea de transmisión tienen únicamente componentes transversales ($E_z = H_z = 0$), pero dado que en una guía de onda rectangular no se propagan, quedan fuera del ámbito de este proyecto.

2.3.2. Modos TE

Los modos u ondas TE se caracterizan por presentar una componente de campo eléctrico longitudinal nula. Suele interesar descomponer los campos eléctrico y magnético en sus componentes transversales y longitudinales:

$$\begin{cases} \vec{H} = \vec{H}_t(t_1, t_2)e^{-\gamma z} + H_z(t_1, t_2)e^{-\gamma z}\hat{z} \\ \vec{E} = \vec{E}_t(t_1, t_2)e^{-\gamma z} \end{cases} \quad (2.62)$$

donde puede observarse que se ha incluido aquí tan sólo la solución de la onda progresiva y no la regresiva. Planteando la ecuación de onda vectorial para el campo magnético y separando dicha ecuación en las partes transversales y longitudinales se obtienen las ecuaciones:

$$\nabla_t^2 H_z + k_c^2 H_z = 0 \quad (2.63)$$

$$\nabla_t^2 \vec{H}_t + k_c^2 \vec{H}_t = 0 \quad (2.64)$$

donde $k_c^2 = k^2 + \gamma^2 = k^2 - \beta^2 \neq 0$

Por lo tanto, en este caso la constante de propagación γ es función del número de onda $k = \omega^2\mu\varepsilon$ y del número de onda de corte k_c , que en principio es desconocido. Para encontrar

el valor de k_c hay que acudir a la ecuación de onda para la componente axial del campo magnético H_z , la cual debe ser no nula.

La constante de fase β se determinará a partir del número de onda de corte k_c . Cuando se resuelva esta ecuación, sujeta a unas condiciones de contorno adecuadas, el autovalor k_c será función de la configuración de la guía de onda analizada.

El cálculo del modo TE n -ésimo de las componentes transversales de los campos magnético y eléctrico a partir de H_{zn} es sencillo. Teniendo en cuenta que $E_{zn} = 0$, se obtiene:

$$\vec{H}_{tn} = \frac{-\gamma_n}{k_{cn}^2} \nabla_t H_{zn} \quad (2.65)$$

$$\vec{E}_{tn} = \frac{-j\omega\mu}{k_{cn}^2} \nabla_t \times (H_{zn} \hat{z}) = \frac{-j\omega\mu}{\gamma_n} \hat{z} \times \vec{H}_{tn} \quad (2.66)$$

Se puede observar que las componentes transversales eléctricas y magnéticas del modo TE_n son ortogonales entre sí por su propia definición, como también sucedía con los modos TM_n. De nuevo, la relación entre estas componentes transversales se denomina impedancia del modo TE_n, es decir, Z_{TE_n} :

$$Z_{TE_n} = \frac{\hat{z} \times \vec{E}_{tn}}{\vec{H}_{tn}} = \frac{\vec{E}_{tn}}{\vec{H}_{tn} \times \hat{z}} = \frac{j\omega\mu}{\gamma_n} \quad (2.67)$$

En términos de componentes rectangulares de campo esta última ecuación puede expresarse como:

$$\frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = Z_{TE_n} \quad (2.68)$$

En el caso de las guías de onda metálicas, los contornos de las mismas están conformados por paredes metálicas, que consideraremos sin pérdidas en este estudio. La condición de contorno es, por tanto, de pared eléctrica, donde se cumple que el campo eléctrico tangencial a la pared es nulo. Sin embargo, la incógnita en la ecuación de onda es H_z y sobre ella debemos aplicar la condición de contorno. Aplicando la ecuación de la interdependencia entre los campos transversales y longitudinales y puesto que $E_z = 0$ para los modos TE, se puede obtener la condición sobre la componente longitudinal de campo magnético a partir de la condición sobre campo eléctrico, y resulta ser:

$$\left. \frac{\partial H_z}{\partial n} \right|_{\text{contorno}} = 0 \quad (2.69)$$

donde \hat{n} es el vector normal a la pared eléctrica.

Si esta condición se cumple, no es difícil comprobar que el resto de componentes de campo eléctrico y magnético también cumplirán sus respectivas condiciones de contorno sobre las paredes metálicas de la guía de onda.

En cuanto a la potencia transmitida por cada modo TE_n se debe partir de la parte real de la integral del vector de Poynting, tras aplicar algunas igualdades vectoriales y las ecuaciones de Maxwell se obtiene la siguiente igualdad:

$$\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) = j\omega (\varepsilon |\vec{E}|^2 - \mu |\vec{H}|^2) - \sigma |\vec{E}|^2 \quad (2.70)$$

Si integramos ambos miembros y aplicamos el teorema de la divergencia sobre un volumen cerrado de la línea de transmisión podemos obtener la siguiente ecuación:

$$-\frac{1}{2} \iint_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \hat{n} ds = 2j\omega(U_m - U_e) + P_L \quad (2.71)$$

donde

$$U_e = \frac{1}{4} \varepsilon \iiint_V |\vec{E}|^2 dV \quad (2.72)$$

$$U_m = \frac{1}{4} \mu \iiint_V |\vec{H}|^2 dV \quad (2.73)$$

$$P_L = \frac{1}{2} \sigma \iiint_V |\vec{E}|^2 dV \quad (2.74)$$

Y \hat{n} es el vector normal a la sección de la guía.

Si descomponemos el vector de Poynting en sus componentes transversales y longitudinales, y además tenemos en cuenta que para los modos TE se cumple que $E_z = 0$, y que de los dos términos de la ecuación anterior, la parte real representa la potencia transmitida por el modo TE, se puede obtener la potencia transmitida para los modos TE como:

$$P_{tn} = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\iint_{S_{trans}} (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \hat{n} ds \right] = \frac{Z_{TEn}}{2} \iint_{S_{trans}} |\vec{H}_{tn}|^2 dS = \frac{1}{2Z_{TEn}} \iint_{S_{trans}} |\vec{E}_{tn}|^2 dS \quad (2.75)$$

Es decir, la potencia transmitida por un modo TE se puede obtener a partir de la integración del módulo al cuadrado de sus componentes transversales de campo eléctrico o magnético y teniendo en cuenta la impedancia del propio modo.

Una parte importante de cada modo TE es la frecuencia a partir de la cual se va a propagar por la línea. Para calcularlo partimos de la definición de la constante de propagación para cada modo TE:

$$\gamma_n^2 = k_{cn}^2 - k^2; \gamma_n = \pm \sqrt{k_{cn}^2 - k^2} \quad (2.76)$$

Como se observa, el radicando puede ser positivo o negativo. Éste será negativo siempre que $k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon > k_{cn}^2$. Esto es, cuando la frecuencia sea suficientemente alta para que k sea mayor que el número de onda de corte. En este caso, la constante de propagación es imaginaria y se puede expresar como:

$$k_c < k \Rightarrow \gamma = j\beta \text{ donde } \beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} \quad (2.77)$$

Siendo así, las componentes de campo son proporcionales al término $e^{-j\beta z}$ y por lo tanto no se atenuarán sino que tendrán un comportamiento oscilatorio con la distancia.

Si se da el caso de que la frecuencia no es suficientemente alta y que, consiguientemente se cumple que $k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon < k_{cn}^2$, la constante de propagación será real y se puede expresar cómo:

$$k_c > k \Rightarrow \gamma = \alpha \text{ donde } \alpha = \sqrt{k_c^2 - k^2} \quad (2.78)$$

De modo que, al contrario que en el caso anterior, todas las componentes de campo son proporcionales a $e^{-\alpha z}$ y por lo tanto, los campos no se propagarán por la guía pues se atenuarán a medida que progresan en z , son los denominados campos 'al corte'.

Obtener la frecuencia límite hasta la cual no hay propagación es fácil a partir del número de onda de corte, es la que se denomina frecuencia de corte del modo y su valor es:

$$f_c = \frac{k_{cn}}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2.79)$$

Se puede relacionar la constante de fase con la frecuencia de corte según la expresión:

$$\beta = k\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} \quad (2.80)$$

Podemos obtener la longitud de onda de corte, que define la distancia entre dos puntos con la misma fase, a partir de:

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c} \quad (2.81)$$

Como en los modos TE, la longitud de onda de la línea no coincidirá con la de una onda plana, ésta se puede relacionar con la frecuencia de corte según:

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \quad (2.82)$$

donde λ es la longitud de onda definida en el espacio libre o en un modo TEM.

La impedancia del modo TE también se puede relacionar con la frecuencia de corte:

$$Z_{TEn} = \frac{j\omega\mu}{\gamma_n} = \frac{\eta}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \text{ donde } \eta = \sqrt{\mu/\epsilon} \quad (2.83)$$

Para frecuencias superiores a la de corte la impedancia es positiva y real, lo que supone la propagación y transmisión de potencia. En los modos TE, cuando se habla de impedancia característica de la línea, en realidad se trata de la impedancia del modo que se está propagando por dicha línea y que la impedancia característica de la línea, formalmente hablando, no existe para este tipo de modos (4).

2.3.3. Modos TM

Los modos TM no presentan componente axial para el campo magnético, $H_z = 0$, por lo tanto podemos expresar este tipo de soluciones de una línea como:

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_t e^{-\gamma z} + E_z e^{-\gamma z} \hat{z} \\ \vec{H} = \vec{H}_t e^{-\gamma z} \end{cases} \quad (2.84)$$

Se ha considerado de nuevo únicamente la solución para la onda progresiva. La condición de onda regresiva llevaría a la misma solución aunque el signo de la función exponencial cambiaría. Al igual que en los modos TE, la constante de propagación γ depende de $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ y del número de onda de corte k_c .

Una vez hallada la componente E_z , el resto de componentes de campo, una vez sabido que H_z es nula pueden hallarse según:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_t &= \frac{-\gamma}{k_c^2} \nabla_t E_z \\ \vec{H}_t &= \frac{j\omega\epsilon}{k_c^2} \nabla_t \times (E_z \hat{z}) = \frac{-j\omega\epsilon}{k_c^2} \hat{z} \times \nabla_t E_z \end{aligned} \right\} \Rightarrow \vec{E}_t \perp \vec{H}_t \quad (2.85)$$

Donde podemos observar que las componentes tangenciales de campo eléctrico y magnético son ortogonales entre sí y sólo dependen de E_z .

Para hallar los diferentes modos TM que se propagan en una línea de transmisión es fundamental resolver la ecuación de onda para el campo E_z . Para resolverla, se imponen las condiciones de contorno que cumple dicho campo en la guía de onda. La ecuación presentará infinitas soluciones que cumplirán las condiciones de contorno y para cada una de las soluciones existirá un autovalor k_c , a cada uno de los cuales denominamos k_{cn} , donde n representa la solución n-ésima. A su vez, para cada valor k_{cn} tendremos una solución de campo E_{zn} que cumplirá la ecuación de onda, de las cuales podremos obtener \vec{E}_{tn} y \vec{H}_{tn} según la ecuación anterior.

A cada una de las soluciones de dicha ecuación las llamaremos modos TM y las distinguiremos mediante el subíndice n .

De la misma forma que los modos TE, cada modo TM_n presenta un número de onda de corte diferente y, por consiguiente, su constante y velocidad de propagación difiere de un modo a otro:

$$\gamma_n^2 = k_{cn}^2 - k^2; \gamma_n = \pm \sqrt{k_{cn}^2 - k^2} \quad (2.86)$$

Utilizando esta expresión podemos reescribir los campos transversales de cada uno de los modos como:

$$\vec{E}_{tn} = \frac{-\gamma_n}{k_{cn}^2} \nabla_t E_{zn} \quad (2.87)$$

$$\vec{H}_{tn} = \frac{j\omega\epsilon}{\gamma_n} [\hat{z} \times \vec{E}_{tn}] \quad (2.88)$$

Como ya se ha comentado, las componentes transversales de campo eléctrico y magnético son ortogonales entre sí. Además, la relación entre las mismas es la impedancia del modo TM_n que se calcula como:

$$Z_{TMn} = \frac{\hat{z} \times \vec{E}_{tn}}{\vec{H}_{tn}} = \frac{\vec{E}_{tn}}{\vec{H}_{tn} \times \hat{z}} = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{\gamma_n}{j\omega\epsilon} \quad (2.89)$$

De manera que el campo magnético transversal se puede expresar:

$$\vec{H}_{tn} = \frac{1}{Z_{TMn}} [\hat{z} \times \vec{E}_{tn}] \quad (2.90)$$

Por último, del mismo modo que las autofunciones para la componente de campo eléctrico E_z cumplirán las condiciones de contorno impuestas por la línea, el resto de componentes de campo eléctrico y magnético también las cumplirán.

Hay que estudiar también la frecuencia de corte de los modos TM, para hallar este valor nos debemos fijar en los campos transversales de los modos TM, que define la constante de propagación.

Del mismo modo que en el apartado anterior, si $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon > k_{cn}^2$, la constante de propagación es imaginaria y se puede expresar como:

$$k_c < k \Rightarrow \gamma = j\beta \text{ donde } \beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} \quad (2.91)$$

En este caso, las componentes de campo son proporcionales al término $e^{-j\beta z}$ y por lo tanto no se atenuarán sino que tendrán un comportamiento oscilatorio con la distancia.

Sin embargo cuando $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon < k_{cn}^2$, la constante de propagación será real y se puede expresar cómo:

$$k_c > k \Rightarrow \gamma = \alpha \text{ donde } \alpha = \sqrt{k_c^2 - k^2} \quad (2.92)$$

De modo que todas las componentes de campo son proporcionales a $e^{-\alpha z}$ y por lo tanto, los campos no se propagarán por la guía pues se atenuarán a medida que progresan en z , son los denominados campos 'al corte'.

Obtener la frecuencia límite que marca cuándo hay propagación es la que se denomina frecuencia de corte del modo y su valor es:

$$f_c = \frac{k_{cn}}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2.93)$$

Podemos relacionar la impedancia de modo con dicha frecuencia de corte del siguiente modo:

$$Z_{TMn} = \frac{Y_n}{j\omega\epsilon} = \eta \sqrt{1 - \left(\frac{f_{cn}}{f}\right)^2} \text{ donde } \eta = \sqrt{\mu/\epsilon} \quad (2.94)$$

Para hallar la potencia transmitida por un modo TM se debe partir del teorema de Poynting para una excitación senoidal. También se aplican algunas igualdades vectoriales y las ecuaciones de Maxwell. Con ello se puede obtener:

$$\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) = j\omega (\epsilon |\vec{E}|^2 - \mu |\vec{H}|^2) - \sigma |\vec{E}|^2 \quad (2.95)$$

Si integramos ambos miembros y aplicamos el teorema de la divergencia sobre un volumen cerrado de la línea de transmisión podemos obtener la siguiente ecuación:

$$-\frac{1}{2} \iint_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \hat{n} ds = 2j\omega(U_m - U_e) + P_L \quad (2.96)$$

donde

$$U_e = \frac{1}{4} \varepsilon \iiint_V |\vec{E}|^2 dV \quad (2.97)$$

$$U_m = \frac{1}{4} \mu \iiint_V |\vec{H}|^2 dV \quad (2.98)$$

$$P_L = \frac{1}{2} \sigma \iiint_V |\vec{E}|^2 dV \quad (2.99)$$

Y \hat{n} es el vector normal a la sección de la guía.

Si además tenemos en cuenta que para los modos TM se cumple que $H_z = 0$, y que de los dos términos de la ecuación anterior, la parte real representa la potencia transmitida por el modo TM, se puede obtener la potencia transmitida para los modos TM como:

$$P_T = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\iint_{S_{trans}} (\vec{E}_t \times \vec{H}_t^*) \cdot \hat{n} ds \right] = \frac{Z_{TM}}{2} \iint_{S_{trans}} |\vec{H}_t|^2 dS = \frac{1}{2Z_{TM}} \iint_{S_{trans}} |\vec{E}_t|^2 dS \quad (2.100)$$

Es decir, que el balance de potencias indica que el flujo neto de potencia de entrada a un volumen cerrado en la línea de transmisión es igual a la potencia disipada en el mismo. Si el medio no tiene pérdidas, el flujo neto de potencia a través del volumen es nulo y, por lo tanto, la parte real representa la potencia transmitida a través de la guía (4).

2.3.4. Guías de onda rectangulares

Las guías de onda rectangulares pueden propagar modos TE y/o TM pero no modos TEM porque sólo hay un conductor presente al mismo potencial. En este estudio, supondremos que todas las paredes se construyen con materiales conductores perfectos y que éstas están situadas sobre planos constantes en x e y , también se debe cumplir que estando asociada la dimensión a de la guía al eje x y b al eje y , siempre $a > b$.

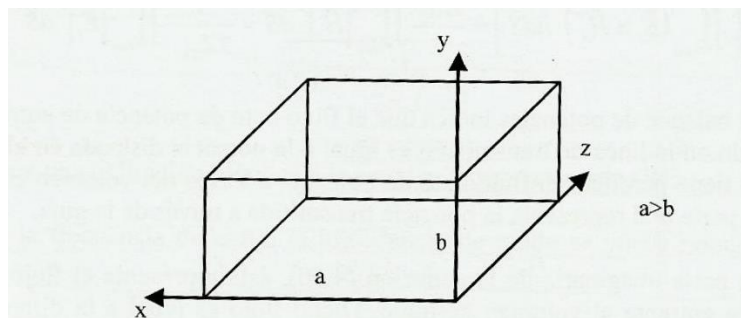


Figura 9. Ejes y dimensiones de la guía rectangular.

Para resolver los campos en el interior de la guía, se debe resolver la ecuación de onda $\nabla_t^2 A_z + (k^2 + \gamma^2) A_z = 0$, donde A_z representa E_z o H_z si consideramos los modos TM o los modos TE, respectivamente, mediante separación de variables y utilizando funciones trigonométricas (4).

2.3.4.1. Modos TE en una guía rectangular

Para los modos TE, la solución A_z se corresponde con la componente axial de campo magnético H_z , puesto que en este caso $E_z = 0$. En cuanto a las condiciones a aplicar para este tipo de soluciones, como ya vimos en el apartado anterior, la derivada normal de la componente axial del campo magnético sobre las paredes de la guía de onda debe ser cero. Las paredes se sitúan en los planos $x = 0$, $y = 0$, $x = a$, y $y = b$. Con todas ellas, la componente axial de campo magnético se puede expresar como:

$$H_z = B \cos(k_x x) \cos(k_y y) \quad (2.101)$$

Donde $k_x = \frac{m\pi}{a}$, $m = 0,1,2 \dots$ y $k_y = \frac{n\pi}{b}$, $n = 0,1,2 \dots$

De esta es fácil obtener según se explicó en las líneas de transmisión las componentes transversales:

$$H_x = \frac{j\beta}{k_c^2} B k_x \sin(k_x x) \cos(k_y y) \quad (2.102)$$

$$H_y = \frac{j\beta}{k_c^2} B k_y \cos(k_x x) \sin(k_y y) \quad (2.103)$$

Partiendo de la expresión de la impedancia de los modos TE, Z_{TE} , se pueden hallar las componentes transversales de campo eléctrico como $E_x = Z_{TE} H_y$, $E_y = -Z_{TE} H_x$, obteniéndose:

$$E_y = -Z_{TE} \frac{j\beta}{k_c^2} B k_y \sin(k_x x) \cos(k_y y) \quad (2.104)$$

Es importante destacar que para la solución para la componente axial de campo magnético, los valores m y n pueden ser nulos por separado, puesto que en ese caso H_z no se anula, sin embargo para el caso particular del modo TE_{00} , la componente axial de campo magnético sería constante de valor B y, además, el resto de componentes serían nulas, y por lo tanto esta constante también lo sería; es decir, no existirá el modo TE_{00} .

Como se verá en el siguiente epígrafe, las expresiones de los campos para los modos TE_{mn} y TM_{mn} son distintas en todos los casos, pero la propagación se puede estudiar de forma conjunta para los modos con idénticos índices (m, n) porque en ambos casos la constante de propagación coincide:

$$\gamma_{mn}^2 = k_{c_{mn}}^2 - k^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \omega^2 \mu \epsilon \quad (2.105)$$

Las frecuencias de corte para cada modo viene dada por:

$$f_{c_{mn}} = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (2.106)$$

Por lo tanto, excepto para los modos con algún subíndice nulo, las frecuencias de corte de los modos TE_{mn} y TM_{mn} coincidirán.

Conviene recordar que el campo total en la guía es la combinación lineal de todos los modos posibles TE_{mn} y TM_{mn} que se propagan en la guía, por lo tanto, si la frecuencia de trabajo en la misma es superior a varias frecuencias de corte, entonces la energía se descompondrá en todos los modos posibles que se pueden propagar y que hayan sido excitados, produciendo dispersión (un fenómeno poco deseado en comunicaciones) dado que los diferentes modos se propagan a diferentes velocidades. Por lo tanto, para evitar la dispersión es importante que por la guía se propague un único modo, que será el que transporte toda la energía, lo que requiere que el resto de modos estén al corte.

Si particularizamos las expresiones de potencia obtenidas en el apartado anterior para las líneas de transmisión para el caso de la guía de onda rectangular, obtenemos para modos TE:

$$P_t = \frac{Z_{TE}\eta}{2} \iint_S |\vec{E}_t|^2 dS = \frac{\eta^2}{2Z_{TE}} \left(\frac{f}{f_c}\right)^2 \iint_S |H_z|^2 dS \quad (2.107)$$

Y para los modos TM:

$$P_T = \frac{Z_{TM}}{2} \iint_S |\vec{H}_t|^2 dS = \frac{Z_{TM}}{2\eta^2} \left(\frac{f}{f_c}\right)^2 \iint_S |E_z|^2 dS \quad (2.108)$$

Los conductores que forman una guía de onda no son ideales, sino que se caracterizan por tener pérdidas debido al efecto pelicular, que indica que en materiales metálicos reales, la corriente circula no sólo por la superficie del metal sino que penetra en su interior a lo largo de una capa delgada de espesor δ conocida como profundidad de penetración. De este modo, para un conductor de resistencia no nula se puede obtener la potencia disipada por unidad de longitud debida a las paredes de la guía de onda como:

$$P_{Lc} = \frac{R_s}{2} \int_{cont} |\vec{J}_s|^2 dl \quad (2.109)$$

Donde la resistencia superficial del conductor es $R_s = \frac{1}{\sigma\delta}$, la profundidad de penetración $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}}$ y la corriente superficial del conductor es $\vec{J}_s = \hat{n} \times \vec{H}|_{cont}$, y σ representa la conductividad del conductor, μ su permeabilidad y f la frecuencia de operación.

De esta ecuación obtenemos la atenuación que sufre la señal al transmitirse por la guía debida a las pérdidas presentes en las paredes metálicas:

$$\alpha_c = \frac{P_{Lc}}{2P_t} \quad (2.110)$$

Los dieléctricos que conforman una guía de onda tampoco son ideales, por lo que pueden presentar pérdidas en su permitividad relativa, de manera que ésta tendrá una definición compleja. Generalmente, los medios empleados en las guías suelen tener bajas pérdidas y en este caso la atenuación debida a los dieléctricos se puede aproximar por:

$$\alpha_d \approx \frac{k \cdot \tan \delta}{2 \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}}, \text{ donde } \tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (2.111)$$

Considerando el efecto conjunto de las pérdidas por los conductores y los dieléctricos no ideales empleados en la construcción de la guía de onda rectangular, se puede expresar la atenuación total como $\alpha = \alpha_c + \alpha_d$, de modo que cuando exista atenuación en la guía, la potencia transmitida irá disminuyendo conforme se propague la onda a lo largo del eje z según: $P_t(z) = P_t(z=0)e^{-2\alpha z}$ (4).

El primer modo que se propaga es el modo TE_{10} , por lo que se suele denominar modo fundamental de la guía rectangular. Su frecuencia de corte es particular porque no depende de la altura de la guía, sólo de su anchura a , y se obtiene de:

$$f_c = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2.112)$$

2.3.4.2. Modos TM en una guía rectangular

Para los modos TM, la solución A_z se corresponde con la componente axial de campo eléctrico E_z , puesto que en este caso $H_z = 0$. En cuanto a las condiciones a aplicar para este tipo de soluciones, como ya vimos en el apartado anterior, el campo eléctrico tangencial sobre las paredes de la guía de onda debe ser cero. Las paredes se sitúan en los planos $x = 0$, $y = 0$, $x = a$, y $y = b$. Con todas ellas, la componente axial de campo eléctrico se puede expresar como:

$$E_z = A \sin(k_x x) \sin(k_y y) \quad (2.113)$$

Donde $k_x = \frac{m\pi}{a}$, $m = 0,1,2 \dots$ y $k_y = \frac{n\pi}{a}$, $n = 0,1,2 \dots$

De ésta es fácil obtener según se explicó en las líneas de transmisión las componentes transversales:

$$E_x = \frac{-j\beta}{k_c^2} A k_x \cos(k_x x) \sin(k_y y) \quad (2.114)$$

$$E_y = \frac{-j\beta}{k_c^2} A k_y \sin(k_x x) \cos(k_y y) \quad (2.115)$$

Partiendo de la expresión de la impedancia de los modos TM, Z_{TM} , se pueden hallar las componentes transversales de campo magnético como $H_x = -E_y/Z_{TM}$, $H_y = E_x/Z_{TM}$.

Tal y como se explicó en el apartado anterior, aunque las expresiones de los campos para los modos TE y TM son diferentes, la propagación si se puede estudiar de manera conjunta, de modo que las expresiones de frecuencia de corte, atenuación y potencia para los modos TM son las mismas que las detalladas para los modos TE (4).

2.4. Taladrado con Microondas

El principio del taladrado con microondas (*"Microwave Drilling"*) de *E. Jerby et al.* del que parte este proyecto, está basado en el efecto de un *hot spot* localizado inducido por un aplicador coaxial de campo cercano (6).

La clave principal del concepto de taladrado con microondas es la concentración de la energía de microondas en un pequeño punto, mucho más pequeño que la propia longitud de onda.

Esta concentración se lleva a cabo por un concentrador de microondas de campo cercano que se pone en contacto con el material a taladrar (7) como se ve en la siguiente figura:

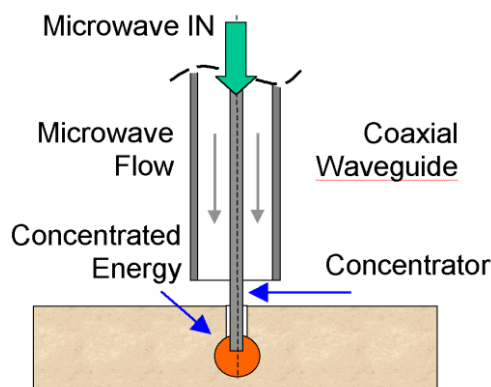


Figura 10. Esquema simplificado del principio del taladrado con microondas. (7)

La energía de microondas localizada bajo la superficie del material genera un pequeño *hot spot* que hace que el material se ablande, incluso se funde. El concentrador que está introducido en este material fundido que ha creado el *hot spot*, le da forma al contorno del mismo. Finalmente el concentrador empuja hasta mover el material fundido y crear el agujero, y el material se enfría en su nueva forma. Este proceso no requiere partes rotativas a gran velocidad, no hace ruido ni genera polvo (7).

El taladrado por microondas es efectivo para muchos materiales no conductores, pero no en metales, éstos reflejan la radiación y por ello casi no se ven afectados por el taladrado con microondas. De este modo, se establece una distinción entre distintos tipos de materiales, especialmente entre dieléctricos y metales (7). Este método se puede aplicar en una gran variedad de materiales, siendo más específicos, la operación de concentración es más efectiva cuanto más próximo, a ser posible en contacto, con el material cuyo factor de pérdidas ϵ'' incrementa con la temperatura, está el concentrador (8).

El taladrado con microondas puede ser implementado con instrumentos relativamente simples, pero consideraciones de seguridad y radiofrecuencia podrían limitar su uso público. Es por ello que el taladrado con microondas se propone primero para herramientas profesionales o para equipamiento de taladrado y corte insertado en procesos automáticos de manufacturación industrial. El taladrado con microondas podría proporcionar una solución de bajo coste para taladros de diámetro superior a 0.1 mm en materiales no conductores (7).

El dispositivo para conseguir el taladrado por microondas, consiste en una fuente de microondas (un magnetrón), un coaxial y un concentrador. Éste último se configura para concentrar la radiación de microondas en una pequeña región en campo cercano, dentro del material a taladrar. La densidad de potencia es suficiente para licuar el material en este punto, el electrodo central se inserta en este *hot spot* y hace el agujero. La superficie interior del agujero de material fundido solidifica después de que cese la radiación formando una superficie cristalizada. Este cristal se puede retirar con facilidad mediante métodos mecánicos con la finalidad de aumentar el tamaño del agujero (8).

2.4.1. Análisis Teórico del taladrado por microondas

El principio del taladrado por microondas se basa en el efecto de un *hot spot* inducido por un aplicador coaxial de campo cercano. El taladrado por microondas funde el material no metálico y luego penetra mecánicamente en el material haciendo el agujero (6).

La avalancha térmica⁴ y el efecto *hot spot* pueden ocurrir accidentalmente en muchos procesos de calentamiento por microondas. Los materiales más propicios a sufrir estos efectos son aquellos con ciertas propiedades dependientes de la temperatura, como la tendencia a aumentar sus pérdidas dieléctricas o reducir su conductividad térmica con los aumentos de temperatura. El poder de absorción de las microondas hace que el calor tienda a concentrarse en una región pequeña que rápidamente se convierte en un *hot spot*. Este aumento local de la temperatura mejora el proceso de acoplamiento y acelera el alcance del punto de fusión (6).

La avalancha térmica puede causar serios daños en un proceso de calentamiento por microondas que requiera uniformidad, sin embargo, en este proceso de taladrado, junto con el efecto *hot spot*, se considera una ventaja. El taladrado por microondas utiliza este efecto de avalancha térmica para mejorar el taladrado de materiales no metálicos (6).

El taladrado por microondas concentra la radiación de energía en el campo cercano, dentro del material, y genera un pequeño *hot spot*, en un proceso de avalancha térmica, el material se funde o se blanda hasta el contorno de este *hot spot*, entonces, se introduce el electrodo se inserta creando el agujero. Los resultados experimentales muestran agujeros en un rango de 0.5 mm a 12 mm de diámetro.

El análisis teórico del proceso de taladrado con microondas gracias a la avalancha térmica se realiza mediante el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo FDTD⁵, este análisis muestra los factores que rigen el efecto de calor localizado, la distribución de temperatura alrededor del electrodo central y el proceso de avalancha térmica. A parte de para el taladrado, este análisis puede ser relevante para cualquier otro proceso de calentamiento local utilizando un aplicador microondas monopolo en campo cercano (6).

El análisis del taladrado por microondas combina las ondas electromagnéticas y sus consecuentes efectos térmicos. La dependencia con la temperatura de las propiedades dieléctricas del material es un punto clave de este estudio. Aunque la escala de tiempos de las ondas electromagnéticas y los mecanismos de transmisión de calor son diferentes, en la solución descrita a continuación se utiliza una aproximación de *two-time-scales* para simplificar el problema. La onda electromagnética transmitida por el concentrador y la potencia absorbida por el material en ese punto se describe mediante las ecuaciones de Maxwell para un medio con pérdidas. En simetría cilíndrica, vienen dadas por:

⁴ Avalancha térmica (*Thermal Runaway*) – efecto acumulativo que tiene lugar en semiconductores en los que el calor generado en el dispositivo por la corriente que lo atraviesa incrementa dicha corriente, elevando así la temperatura en mayor grado. Esto provoca un rápido aumento de la temperatura del dispositivo, que puede dañarlo e incluso destruirlo.

⁵ FDTD – Finite Difference Time-Domain

$$\frac{\partial H_\phi}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_r}{\partial z}, \quad (2.116)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon'} \frac{\partial H_\phi}{\partial z} - \frac{\sigma_d}{\varepsilon_0 \varepsilon'} E_r, \quad (2.117)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon'} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) - \frac{\sigma_d}{\varepsilon_0 \varepsilon'} E_z \quad (2.118)$$

Donde E_r y E_z son las componentes radial y longitudinal de campo eléctrico, respectivamente, H_ϕ es la componente acimutal de campo magnético y σ_d es la conductividad dieléctrica del material. En el dominio de la frecuencia, representa las pérdidas en el dieléctrico de la forma $\sigma_d = \omega \varepsilon_0 \varepsilon''$ donde $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ es la constante dieléctrica compleja. La densidad de potencia absorbida es: $P_d = \sigma_d \langle |E|^2 \rangle$, donde $\langle |E|^2 \rangle$ denota el valor medio eficaz del campo eléctrico total en ese punto.

La ecuación del calor empleada para averiguar la variación de temperatura en ese punto en coordenadas cilíndricas es:

$$\rho_m c_m \frac{\partial T}{\partial t} = k_t \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \frac{dk_t}{dT} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] + P_d \quad (2.119)$$

Donde ρ_m , c_m y k_t son la densidad, el calor específico y la conductividad térmica, respectivamente, del medio y T es la temperatura en ese punto (6). El término no lineal en la parte derecha de la ecuación se atribuye a la dependencia con la temperatura de la conductividad térmica del medio y a su consecuente variación espacial.

Un ejemplo concreto de la dependencia de las propiedades dieléctricas y térmicas del material con la temperatura se puede ver en la Figura 11 para el caso de la cerámica:

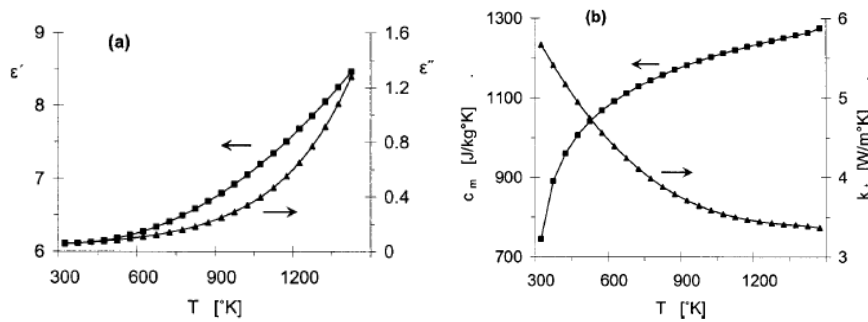


Figura 11. Dependencia con la temperatura de las propiedades de la cerámica, (a) parte real e imaginaria de la permitividad dieléctrica, y (b) calor específico y conductividad térmica (6).

Este estudio (6), usa un algoritmo que utiliza dos solucionadores numéricos de ecuaciones, uno para las ecuaciones de ondas electromagnéticas y otro para la ecuación del calor, descritas ambas anteriormente. La escala de tiempos de los efectos térmicos es mucho más grande que la de las ondas electromagnéticas, de modo que, como ya se ha citado, se utiliza una aproximación de *two-time-scales* para simplificar la solución. La onda electromagnética propagada se resuelve relativamente rápido dentro de cada ciclo de computación del solucionador de la ecuación térmica. Las propiedades del material se asumen estacionarias durante ese corto periodo de computación (el de la onda electromagnética). La potencia

absorbida resultante de este primer periodo de computación proporciona una entrada para el solucionador de ecuaciones de la ecuación térmica. La temperatura en el punto de estudio y los parámetros del material se actualizan en cada ciclo de computación de esta segunda fase. Los efectos de la transición de fase (fusión y evaporación) quedan fuera del presente modelo.

La solución numérica se obtiene mediante el método FDTD. Partiendo de la geometría dada y las condiciones iniciales, el solucionador de ecuaciones para la onda electromagnética, computa la componente del campo magnético primero, usa este resultado para obtener la componente eléctrica y por último calcula la densidad de potencia absorbida, para poder obtener un resultado de la ecuación de calor. La densidad de potencia absorbida en un punto, depende de la temperatura. Como ya hemos dicho, en el segundo ciclo para resolver la ecuación de calor, los valores de los parámetros del material y la temperatura se actualizan en cada ciclo de computación, por lo que podemos escribir:

$$E_{z(i,j+\frac{1}{2})}^{n+1} = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon''}{2\epsilon'}\omega\Delta t} \left\{ \left[1 - \frac{\epsilon''}{2\epsilon'}\omega\Delta t \right] E_{z(i,j+\frac{1}{2})}^n + \frac{1}{\epsilon_0\epsilon'} \frac{\Delta t}{r_{(i,j+\frac{1}{2})}\Delta r} \left[r_{(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})} H_{\phi(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2})}^{n+1/2} - r_{(i-1/2,j+1/2)} \right] \right\} \quad (2.120)$$

Donde Δt and n son el tiempo de paso y el índice, respectivamente, i y j son los índices axiales y radiales, respectivamente, de la malla y Δr y Δz sus correspondientes tamaños de paso. La potencia local absorbida se computa como la entrada para el solucionador de la ecuación térmica en el centro de cada celda discreta. El valor eficaz del campo en ese punto se haya mediante interpolaciones, de modo que la ecuación del calor FDTD discreta se escribe:

$$T_{(i,j)}^{n+1} = T_{(i,j)}^n + \alpha \frac{k_t}{c_m\rho_m} \Delta t \left\{ \frac{1}{\Delta r^2} \left[T_{(i+1,j)}^n - 2T_{(i,j)}^n + T_{(i-1,j)}^n \right] + \frac{1}{(\Delta z)^2} \left[T_{(i,j+1)}^n - 2T_{(i,j)}^n + T_{(i,j-1)}^n \right] + \frac{1}{\Delta r\Delta z} \left[T_{(i+1,j+1)}^n - T_{(i+1,j)}^n - T_{(i,j+1)}^n + T_{(i,j)}^n \right] + \frac{1}{\Delta r\Delta z} \left[T_{(i-1,j+1)}^n - T_{(i-1,j)}^n - T_{(i,j+1)}^n + T_{(i,j)}^n \right] + \frac{1}{\Delta r\Delta z} \left[T_{(i+1,j-1)}^n - T_{(i+1,j)}^n - T_{(i,j-1)}^n + T_{(i,j)}^n \right] + \frac{1}{\Delta r\Delta z} \left[T_{(i-1,j-1)}^n - T_{(i-1,j)}^n - T_{(i,j-1)}^n + T_{(i,j)}^n \right] \right\} + \frac{1}{\Delta r\Delta z} \left[P_{d(i,j)}^n - P_{d(i,j+1)}^n - P_{d(i,j-1)}^n + P_{d(i,j)}^n \right] \quad (2.121)$$

Donde $\alpha = \tau_{Heat}/\tau_{EM}$ es el radio entre los periodos de computación de la ecuación del calor y las ecuaciones de las ondas electromagnéticas en cada ciclo. El taladrado por microondas disipa calor por convección a través de la superficie de los contornos, por radiación desde la superficie del concentrador y por conducción en el electrodo central. El flujo de calor disipado por convección se cuantifica con $q_{cond} = h_f(T - T_a)$ donde h_f es el coeficiente de transferencia de calor convectivo y T_a la temperatura ambiente. La radiación de calor es dada por $q_{rad} = \sigma\epsilon_s(T^4 - T_a^4)$ donde σ es la constante Stephan-Boltzman y ϵ_s es la emisividad de la superficie. Ambos componentes, el calor por convección y las pérdidas por radiación están restadas de $P_{d(i,j)}^n$ en la ecuación anterior.

La onda electromagnética se propaga a través de la línea coaxial que alimenta la cabeza taladradora se computa también. El resultado combina la onda transmitida y la onda reflejada, donde la onda reflejada es causada por la desadaptación de impedancia de la carga. El patrón de onda en el coaxial resultante permite hallar el coeficiente de reflexión en el dominio del tiempo, $\Gamma_D(t)$. Dada la impedancia característica de la guía coaxial, Z_c , y la impedancia de carga

en función del tiempo $Z_D(t) = Z_c \frac{1+\Gamma_D(t)}{1-\Gamma_D(t)}$, donde $Z_c = (2\pi)^{-1}Z_0 \ln(\frac{b}{a})$, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ es la impedancia del vacío, y a y b son los radios interior y exterior de la línea coaxial, respectivamente.

La impedancia de carga equivalente del sistema de taladrado por microondas se presenta en el modelo de línea de transmisión equivalente que se muestra a continuación en la Figura 12, descomponiendo sus componentes en parte real e imaginaria, donde R_{heat} denota la potencia efectiva absorbida como calor en la región del *hot spot* y R_{rad} la componente de potencia radiada fuera del *hot spot*. Además, los elementos radiactivos L y C representan la energía inductiva y capacitiva, respectivamente, en la región de campo cercano del sistema de taladrado.

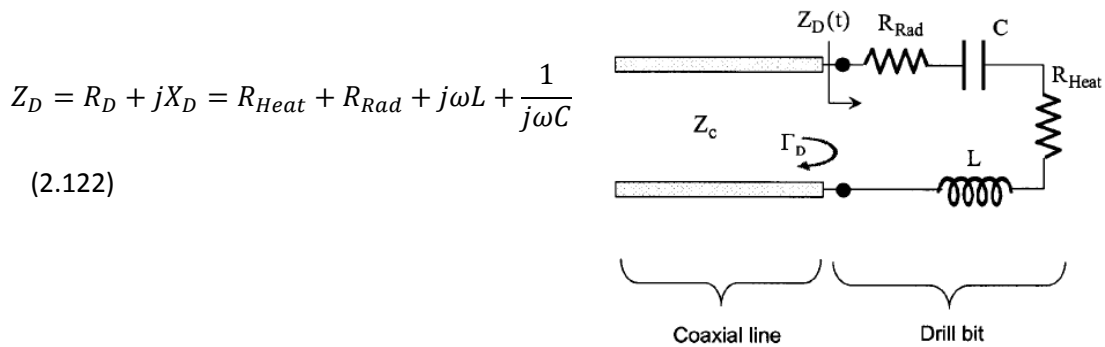


Figura 12. (a) Ecuación de la Impedancia de Carga Equivalente. (b) Circuito equivalente del taladrado por microondas. La región de interacción dentro del material taladrado se representa por un circuito equivalente compuesto de varios elementos dependientes con el tiempo en el proceso de avalancha térmica.

Los elementos del circuito equivalente varían con el tiempo así como con la distribución de temperatura durante el proceso de taladrado con microondas. La potencia de microondas reflejada es proporcional a $|\Gamma_D(t)|^2$, en consecuencia, la adaptación de impedancias debe ser adecuada para optimizar la eficiencia del proceso de taladrado por microondas.

Para evidenciar los resultados se realizó un estudio utilizando este modelo con mullita, se eligió este material porque es un típico ejemplo de materiales cerámicos y silicatos con propiedades similares. La Figura 13 muestra que la temperatura aumenta con las microondas y también que la temperatura aumenta con un confinamiento del *hot spot*, de ahí que la tendencia a concentrar la energía en el *hot spot* caracterice el fenómeno de la avalancha térmica.

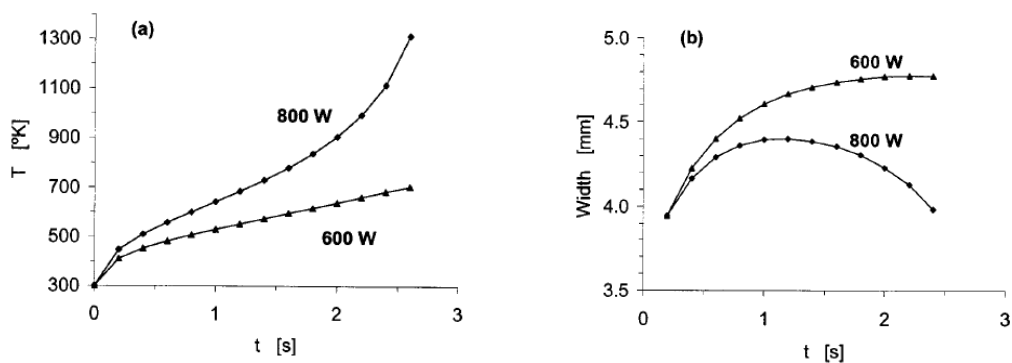


Figura 13. (a) Temperatura en el *hot spot* frente al tiempo para potencias efectivas en el electrodo de 800W y 600W que exhibe el efecto de avalancha térmica (b) Anchura con respecto al tiempo que evidencia el confinamiento del *hot spot* en el proceso de avalancha térmica.

El patrón de temperatura y distribución de campo cercano en el material se pueden ver en la Figura 14 demuestran la concentración de altas temperaturas en la región próxima al electrodo central.

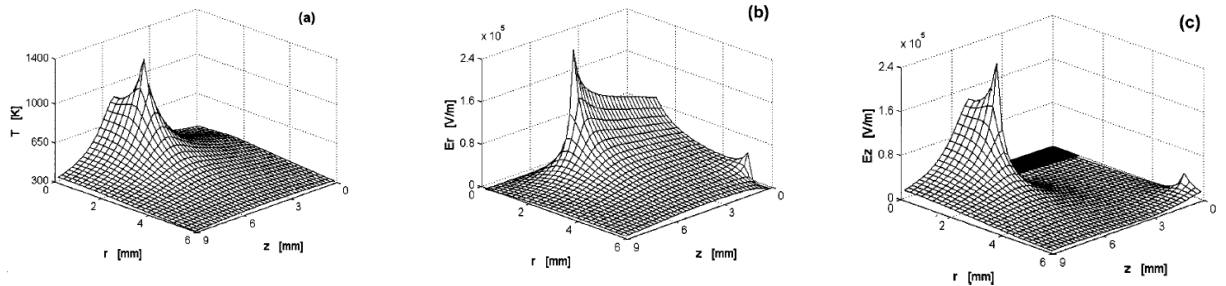


Figura 14. Resultados simulados de la temperatura y la distribución de campo en la mullita. El electrodo central se representa en negro. (a) Distribución de temperatura, (b) campo eléctrico radial y (c) campo eléctrico axial.

La Figura 15 demuestra la contribución positiva del factor de pérdidas dieléctricas ϵ'' en la evolución del proceso de avalancha térmica, mientras que el calor específico $c_m(T)$ parece jugar un papel impeditivo. La constante dieléctrica $\epsilon'(T)$ y la conductividad térmica $k_t(T)$ son menos significativas. Por lo tanto, el crecimiento de la temperatura se acelera con el incremento de la tangente de pérdidas, ϵ'' / ϵ' , o con el decrecimiento del calor específico $c_m(T)$.

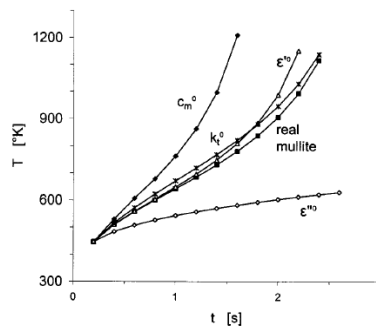


Figura 15. Efectos en la dependencia de las propiedades de la mullita con la temperatura.

La Figura 16 representa un barrido de la impedancia de carga debida a la penetración del electrodo con respecto a la profundidad de penetración. Este barrido demuestra que una profundidad de penetración de $h \cong 11mm$ es una longitud resonante de la antena monopolo (ya que en este estudio se ha considerado que el radio exterior del coaxial es mucho menos que la longitud de la antena monopolo). El barrido demuestra que la impedancia de carga es capacitiva o inductiva para profundidades de penetración menores o mayores, respectivamente, es por ello que es necesario un cuidadoso proceso de adaptación de impedancias para optimizar la eficiencia del proceso de taladrado por microondas.

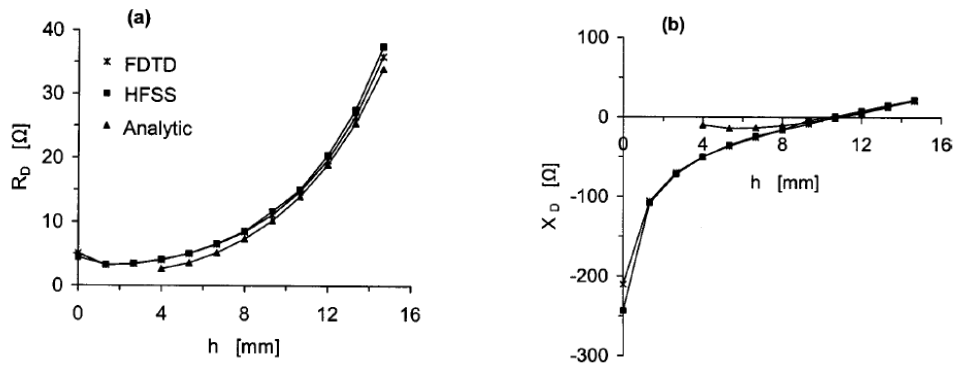


Figura 16. Parte real(a) e imaginaria (b) de la impedancia de los componentes del sistema de taladrado frente a la profundidad de penetración en la mullita. La simulación FDTD está referenciada con el modelo analítico.

El rápido incremento de la temperatura debido a la avalancha térmica ocurre localmente cerca de la línea coaxial acabada en circuito abierto. De modo que, si varían las propiedades del material aquí, puede cambiar también la impedancia de carga durante el proceso. Los componentes resistivos equivalentes al proceso de taladrado (R_{Heat} y R_{rad}) revelan el ratio entre potencia efectiva absorbida (como calor) y las inefectivas pérdidas por radiación en el proceso de taladrado por microondas cuando la profundidad de penetración es fija. Cuando el *hot spot* evoluciona, la potencia efectiva tiende a incrementarse, por lo que se absorbe más energía y se transforma en calor. Este efecto de variación de impedancia debido al avalancha térmica para una profundidad de penetración fija es menos significativo que el descrito anteriormente cuando varía la profundidad de penetración, pero actualmente, el proceso de taladrado por microondas combina ambas causas de variación de la impedancia.

Por último, hay que destacar que el coeficiente de reflexión decrece con el aumento de la profundidad de penetración o con el incremento de temperatura. Por lo que el proceso de taladrado de microondas en sí tiende a mejorar la adaptación de impedancias de la línea coaxial (6).

3 CST Microwave y Estructuras de Simulación

3.1. CST Microwave Studio

CST Microwave Studio es un completo paquete software para análisis y diseño de componentes en alta frecuencia. Simplifica el proceso de creación de estructuras proporcionando un poderoso modelado gráfico de sólidos. Después de que el modelo se diseñe, se aplica un procedimiento de mallado completamente automático antes de que comience la máquina de simulación (9).

Proporciona varias técnicas de simulación diferentes: transitorio, en el dominio de la frecuencia, por ecuaciones integrales, asintótico, multicapa...lo que lo hace adecuado para muchos tipos de aplicaciones. Sus aplicaciones abarcan desde comunicaciones móviles, diseño sin hilos e integridad de la señal, hasta diseño y análisis de campos electromagnéticos en general. Cada resultado de las simulaciones puede visualizarse, de nuevo, con una gran variedad de opciones. Además permite la completa parametrización del modelo de la estructura, lo que habilita el uso de variables en el diseño (9).

Los diversos problemas electromagnéticos, se resuelven mediante la técnica de Integración Finita (FIT), consistente en la reformulación discreta de las ecuaciones de Maxwell en su forma integral. De esta manera, se permite la simulación de problemas reales de campos electromagnéticos, con un amplio rango de frecuencias y geometrías complejas (9).

El programa proporciona además una interfaz gráfica sencilla y bastante intuitiva, cuya ventana principal se puede ver en la Figura 17.

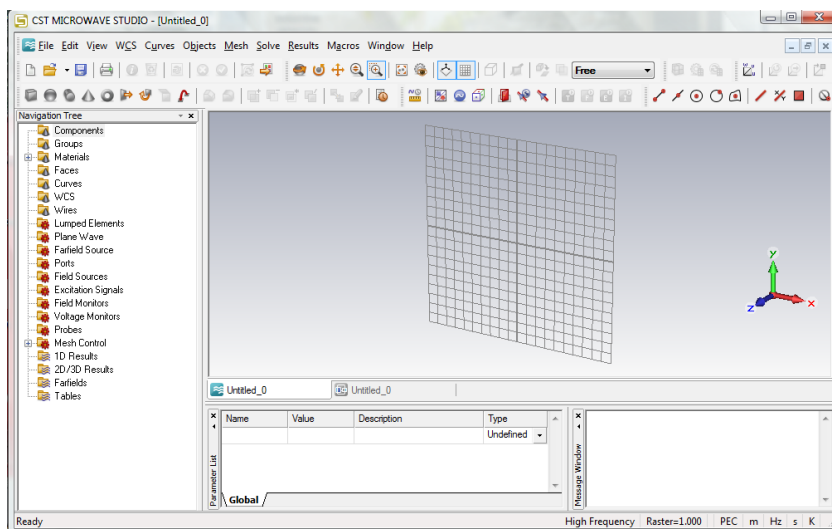


Figura 17. Ventana principal de CST Microwave Studio versión 2009.

La ventana está dividida en cinco partes, tal y como se ve en la figura anterior. En la situada en la parte superior de la pantalla se encuentran los menús principales y las barras de herramientas de acceso rápido a las funciones del programa. La parte situada a la izquierda muestra el árbol de navegación del proyecto y da acceso a los diferentes componentes, materiales o resultados entre muchos otros. En la parte inferior aparecen dos ventanas, por un lado, en la parte izquierda aparece la lista de parámetros, en la que se pueden ver las diferentes variables utilizadas en el diseño así como sus valores o sus descripciones y en la parte derecha aparece la ventana de mensajes, a través de la cual el programa se comunica con el usuario. Por último, en la parte central de la ventana, es el plano de diseño en el que se dibujan las estructuras a simular.

No se va a realizar una descripción detallada de todos los elementos y funcionalidades de la interfaz, ya que el software proporciona cantidad de opciones, no obstante a lo largo de la descripción de las estructuras simuladas se realizarán los oportunos comentarios acerca de ciertos puntos del diseño.

En este proyecto, en la mayoría de las ocasiones se ha utilizado un solucionador en el dominio del tiempo (*Transient Solver*) con una precisión de -30 dB. En los procesos de optimización se ha utilizado un algoritmo genético con un tamaño de población de 32, un número máximo de iteraciones de 4 (número máximo de ecuaciones resueltas en este caso de 81) y una tasa de mutación del 60%. El objetivo de esta optimización ha sido en todos los casos la minimización del coeficiente de reflexión $|S_{11}|(dB)$.

3.2. Estructuras simuladas.

La estructura que se ha utilizado en este proyecto para simular la técnica de calentamiento uniforme se puede ver en la Figura 18:

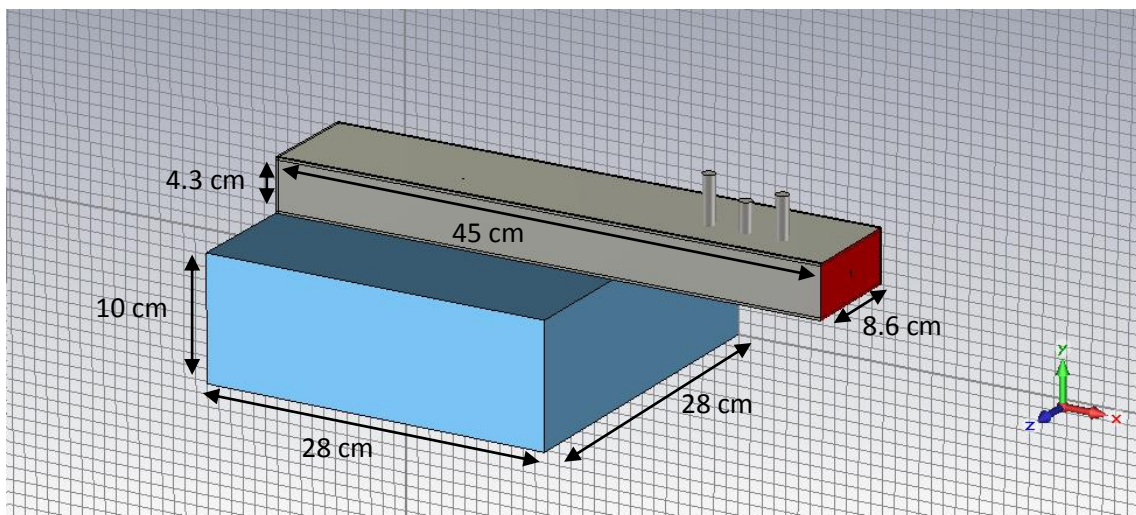


Figura 18. Diseño de la estructura simulada en este proyecto diseñada en CST

Como se puede ver el diseño consta de una guía de onda por la que se le suministra la energía microondas, tres stubs para realizar la adaptación de impedancias y una cavidad microondas. En su interior está colocada la muestra de arcilla para la que se ha realizado este proyecto. Además, se han realizado diferentes pruebas utilizando uno o varios concentradores y antenas monopolo, que se irán analizando más detalladamente en adelante.

La muestra de arcilla utilizada tiene unas propiedades $\mu = 1$, $\varepsilon = 29$ y $\tan \delta = 0.1724$ y unas medidas de 27 x 27 cm y 2.7 cm de espesor, podemos ver su representación y sus propiedades en la Figura 19:

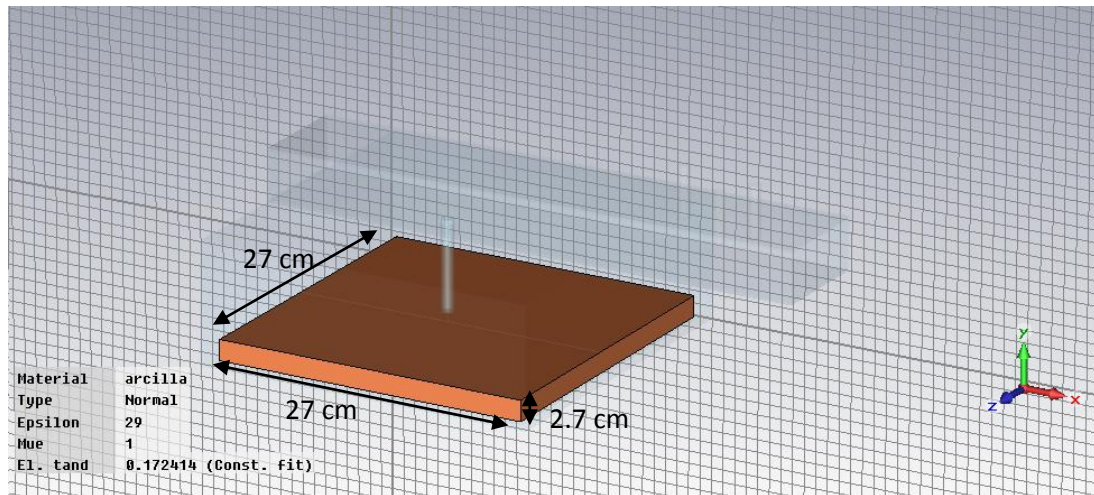


Figura 19. Muestra de arcilla simulada en la estructura.

La cavidad de microondas tiene unas dimensiones de 28 cm x 28 cm y una altura de 10 cm, y paredes metálicas. La guía de onda diseñada tiene una longitud de 45 cm, y unas dimensiones de 8.6 cm x 4.3 cm, y paredes metálicas.

En cuanto a los stubs, se simularon tres cilindros PEC equiespaciados entre sí 3 cm y colocados centrados en la guía, la longitud de los mismos es de 4.3 cm y el radio 0.5 cm, en cuanto a la posición en el eje y, dado que se utilizan para lograr la adaptación de impedancias, la profundidad de penetración en la guía de onda influye en la adaptación del sistema, por lo que se hizo un estudio paramétrico en cada caso simulado para determinar dicha profundidad. En la Figura 20 se pueden ver uno de los ejemplos desde distintas perspectivas.

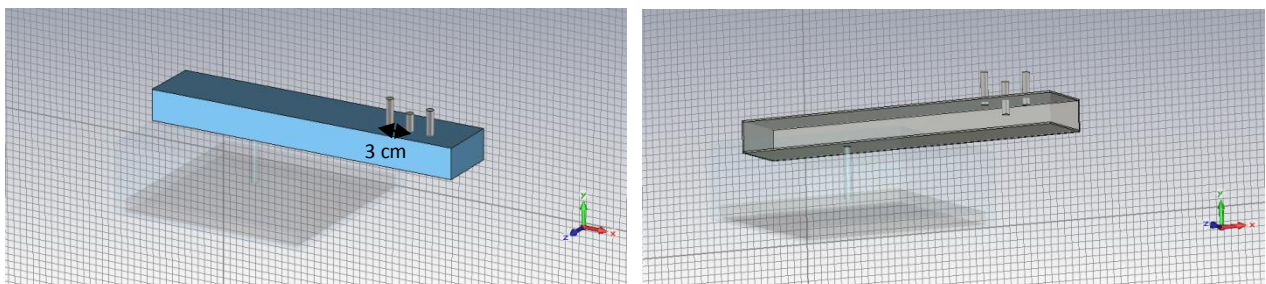


Figura 20. Posición de los stubs en la guía de onda simulada

En cuanto a la estructura del concentrador, en este proyecto se han simulado diferentes configuraciones que se detallaran a continuación para cada caso, pero la estructura básica consta de un coaxial de radio exterior 0.6 cm y un espesor de 10 mm y un coaxial interior de 5 mm de radio que terminará en un cilindro metálico de diferentes longitudes, L , según el caso simulado, pero siempre de radio 5 mm, se puede ver el montaje en la Figura 21:

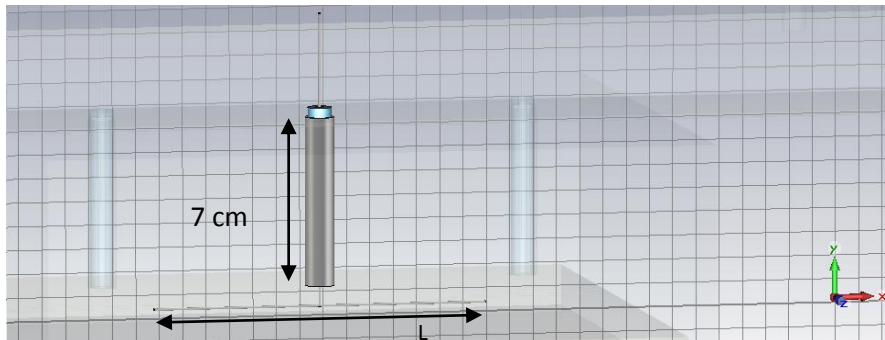


Figura 21. Estructura general del concentrador simulado.

En cuanto a la estructura general simulada en el proyecto, no hay mucho más que decir, si bien, la parte más significativa del proyecto se basa en encontrar una configuración, partiendo de la idea inicial del taladrado por microondas de concentrar la radiación en el campo cercano de una antena monopolo para irradiar un material en el interior de una cavidad, que consiga una radiación lo más uniforme posible en el material. Se describen las configuraciones probadas de manera más extensa en los siguientes epígrafes.

3.2.1. Simulación solo con un concentrador.

La primera simulación que se realizó en este proyecto, fue colocando un único concentrador para comprobar que efectivamente se producía el *hot spot* deseado. De modo que la estructura que se simuló se puede ver en la Figura 22.

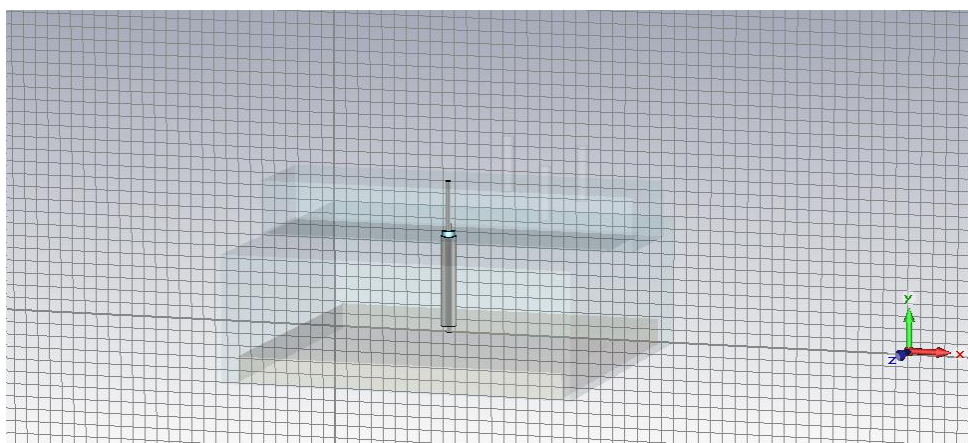


Figura 22. Concentrador central simulado.

3.2.2. Simulación con 3 coaxiales

La segunda simulación que se llevo a cabo, consistía en tres coaxiales con sendas antenas monopolo colocados de forma que cubriesen toda la superficie y dos de ellos alineados y otro no, como se puede ver en la Figura 23:

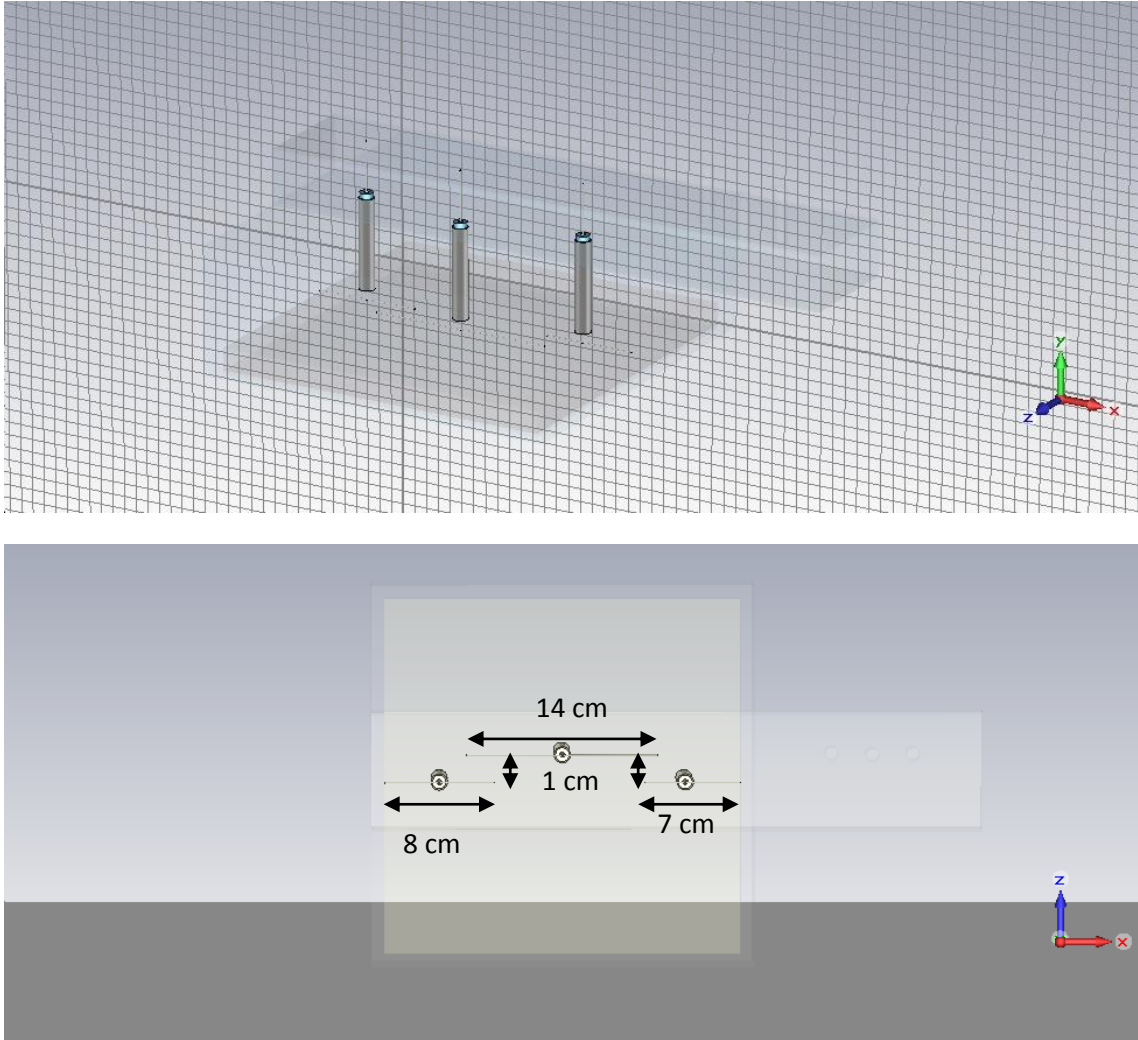


Figura 23. Vistas del montaje simulado con tres cables coaxiales, dos de ellos alineados.

También se probaron configuraciones en las que ningún cable coaxial estaba alineado, separados por diferentes longitudes.

La primera configuración, uno de los coaxiales estaba a 1 cm y el otro a 2cm, tal y como se ve en la Figura 24.

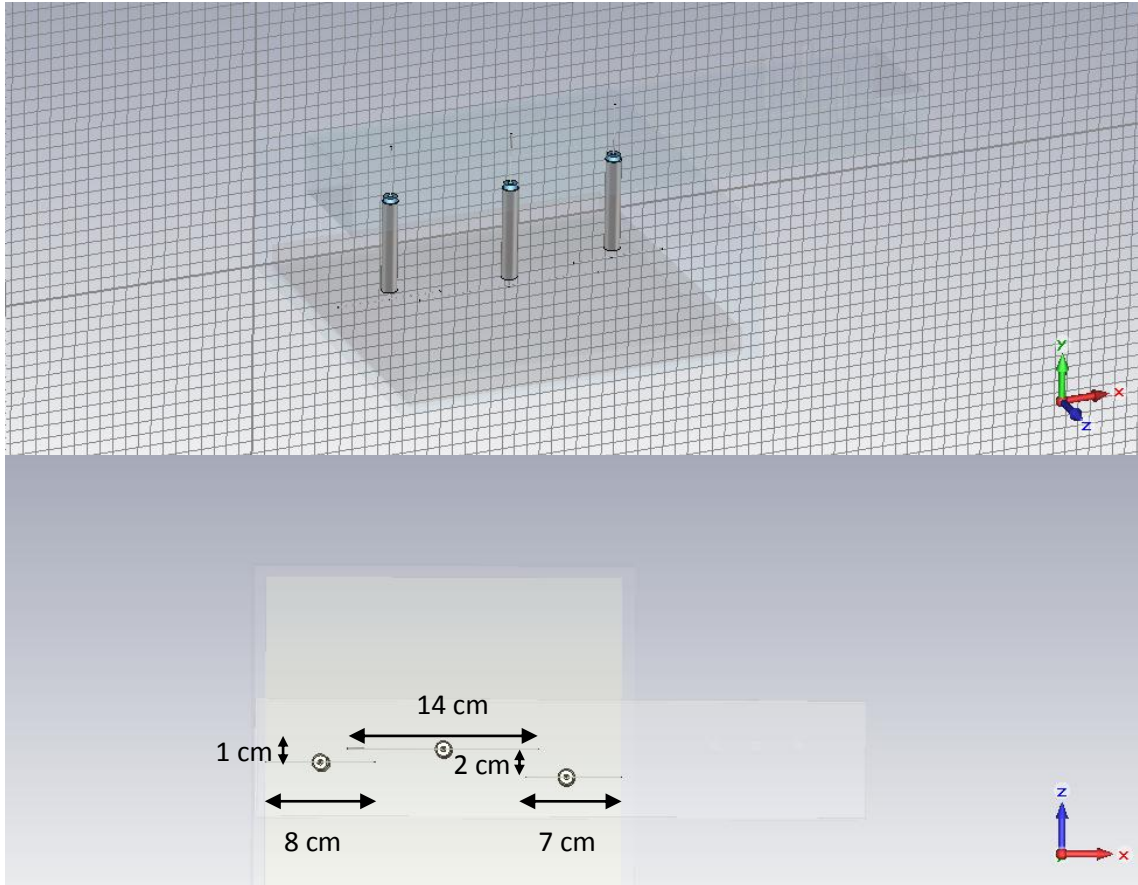


Figura 24. Simulación con 3 coaxiales no alineados separados 1cm y 2 cm respecto del central.

Además, en este punto se simuló también una estructura con las antenas monopolo incrustadas 35 mm en la muestra de arcilla, tal y como se puede observar en la Figura 25:

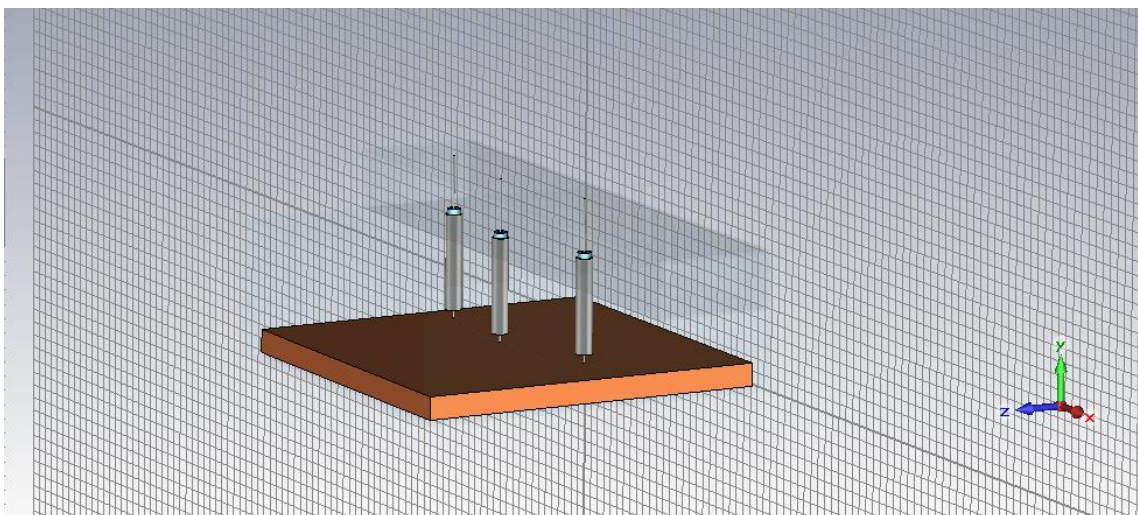


Figura 25. Simulación con 3 coaxiales no alineados separados 1cm y 2 cm respecto del central e incrustado 35 mm en la muestra de arcilla.

En este caso, también se simularon diferentes radios de concentradores, multiplicando el tamaño, por dos, por tres y por diez. Se muestra en la Figura 26 sólo la simulación con el tamaño de concentrador más grande.

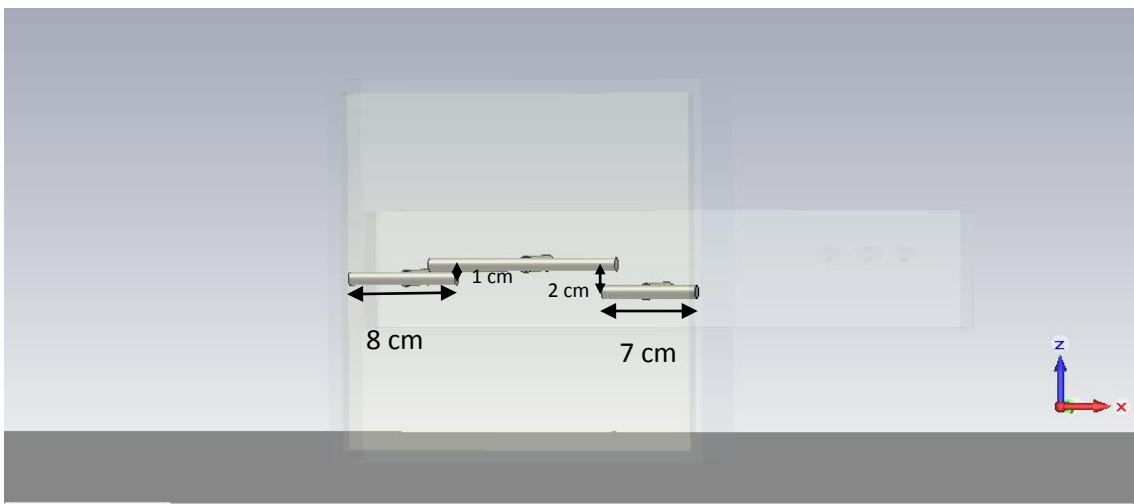
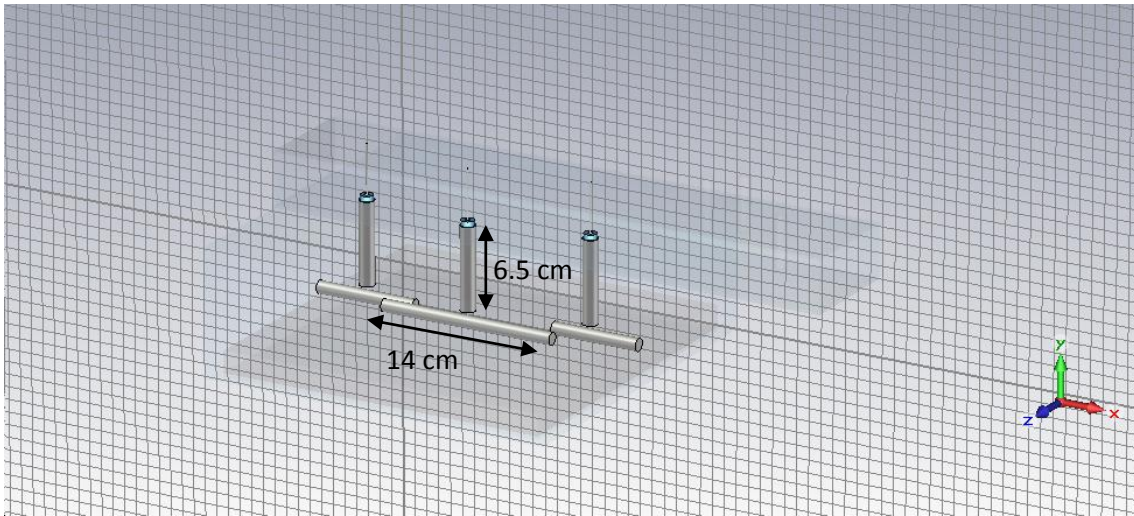


Figura 26. Simulación con 3 coaxiales no alineados separados 1 cm y 2 cm respecto del central con un radio 10 veces superior de las antenas monopolo.

3.2.3. Simulación con 9 coaxiales

Durante la realización de este proyecto, se pensó que era probable que se perdiese energía debido a que la longitud de la antena monopolo era excesiva, y dados los buenos resultados que se consiguen con un único coaxial en la región cercana al concentrador, si fuese posible superponer los *hot spots* creados por cada concentrador, podría ser posible conseguir una radiación uniforme. Siguiendo esta idea se simuló una estructura con nueve coaxiales con sendos concentradores y sin antenas monopolo posicionados alineados en el centro de la guía de onda, tal y como se puede observar en la Figura 27.

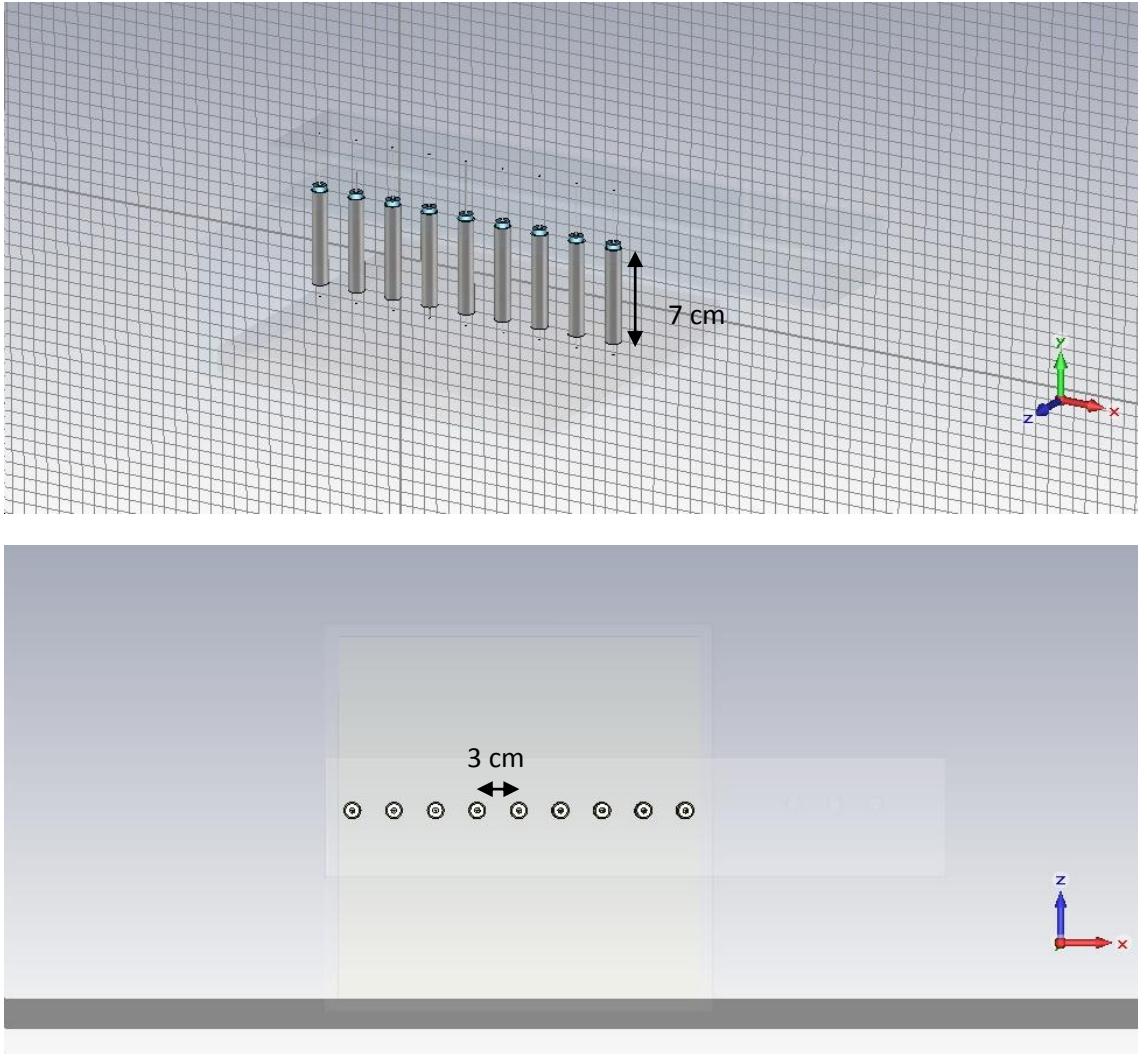
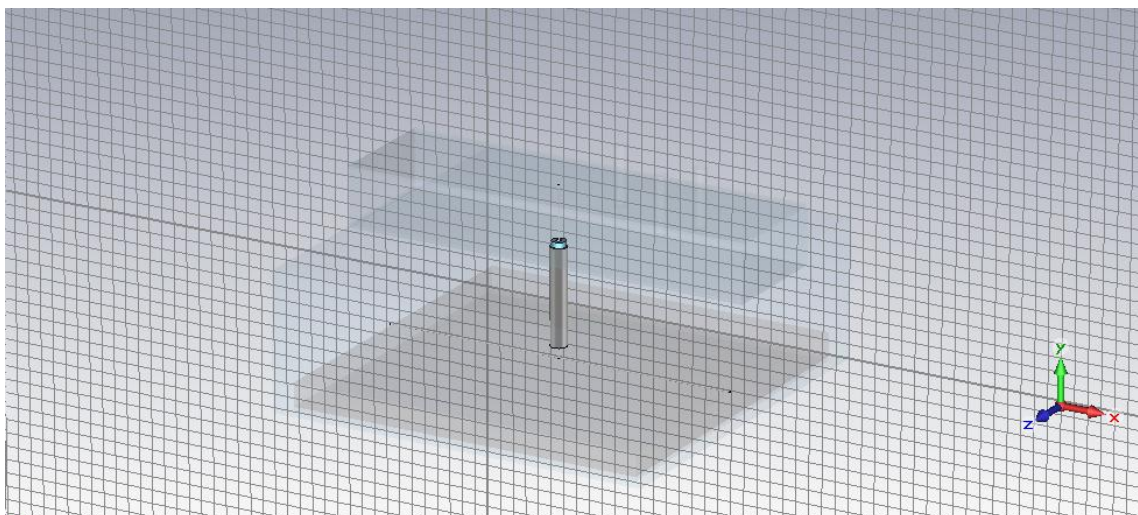


Figura 27. Simulación con 9 coaxiales alineados en el centro de la guía sin antenas monopolo.

3.2.4. Simulación con un único coaxial y una antena monopolo larga.

Por último, se simuló una estructura con un único coaxial unido a una antena monopolo de gran longitud, tal y como se aprecia en la Figura 28.



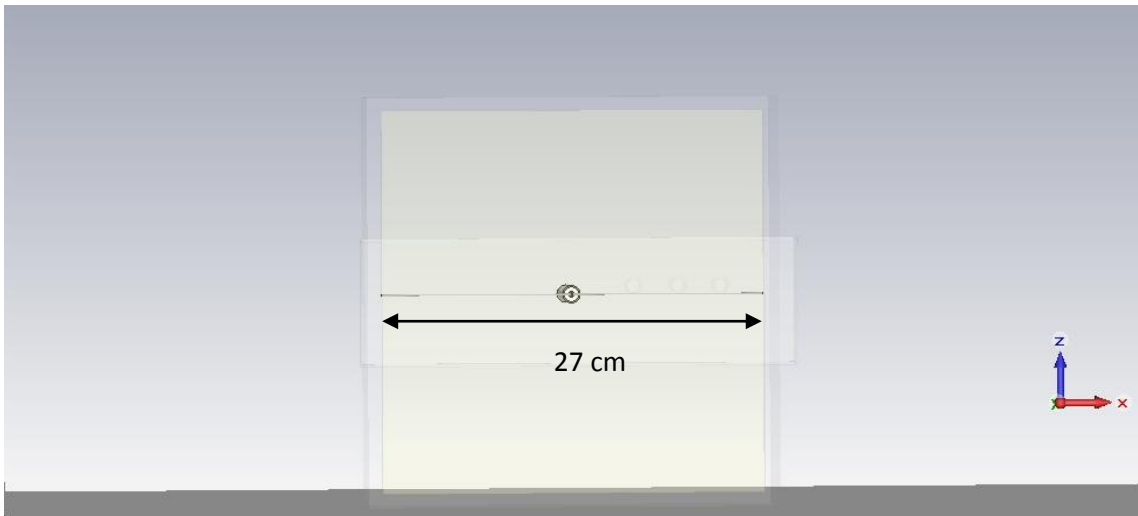


Figura 28. Simulación de un único cable coaxial unido a una antena monopolo larga.

4 Resultados Obtenidos

4. 1. Simulación solo con un concentrador.

En esta simulación se ve claramente que el concentrador cumple el efecto esperado, creando un *hot spot* localizado en el entorno cercano.

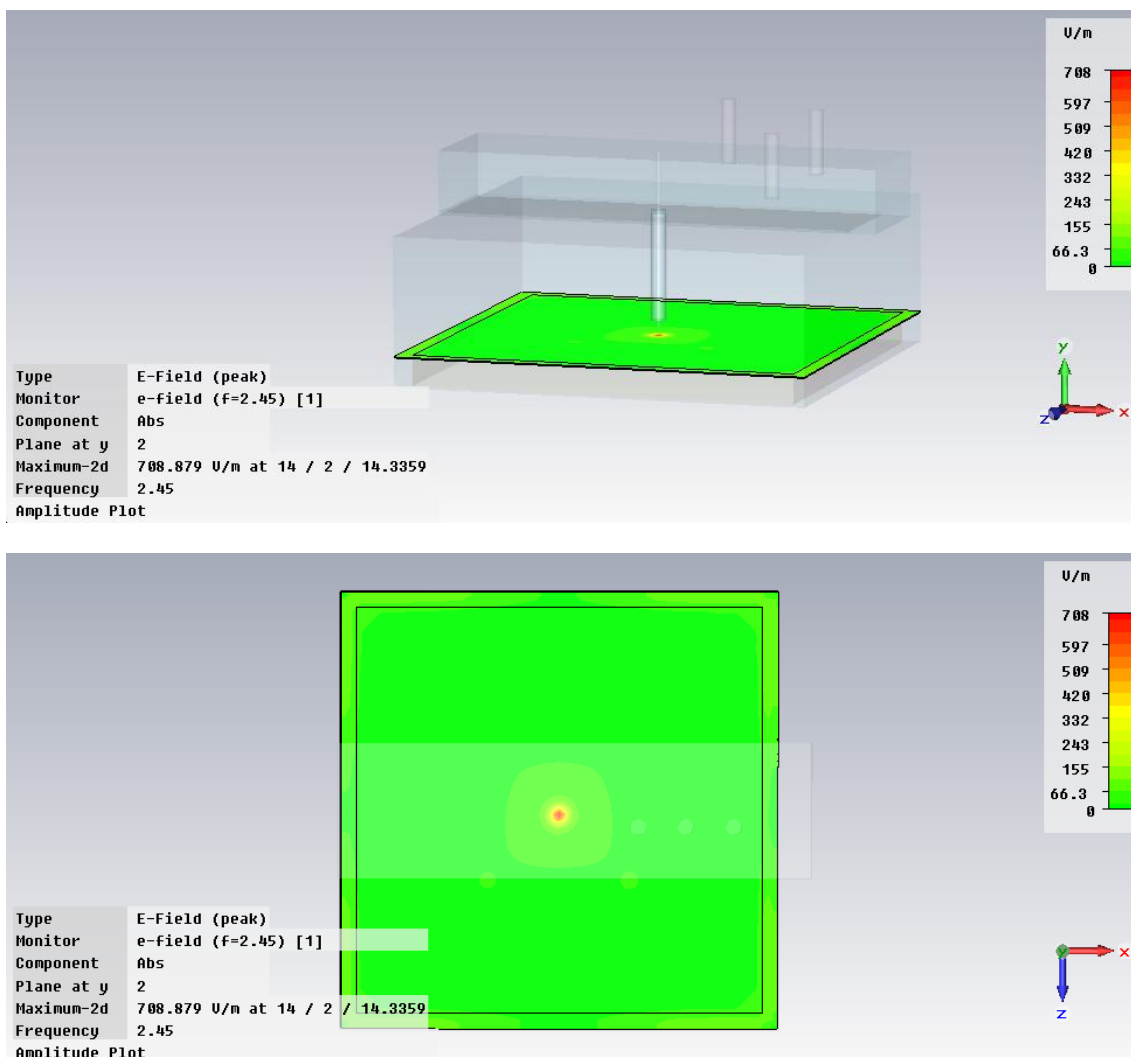


Figura 29. Representación en 2D del valor absoluto del campo obtenido en la muestra de arcilla en esta configuración desde dos vistas a una frecuencia de 2.45 GHz.

Pero en este caso, la frecuencia a la que ha monitorizado el campo es para 2.45 GHz, si comprobamos el coeficiente de reflexión, se puede ver que esa no es la frecuencia para la que el sistema se encuentra adaptado, sino que el mínimo de este coeficiente está más próximo a 2.4622 GHz como se puede ver en la Figura 30:

Podemos observar la importancia de la adaptación de impedancias en este experimento, el valor absoluto del campo eléctrico es muchísimo mayor que en el caso de observarse para la frecuencia a la que no se encuentra adaptado. Se aprecia mejor el detalle en la Figura 32:

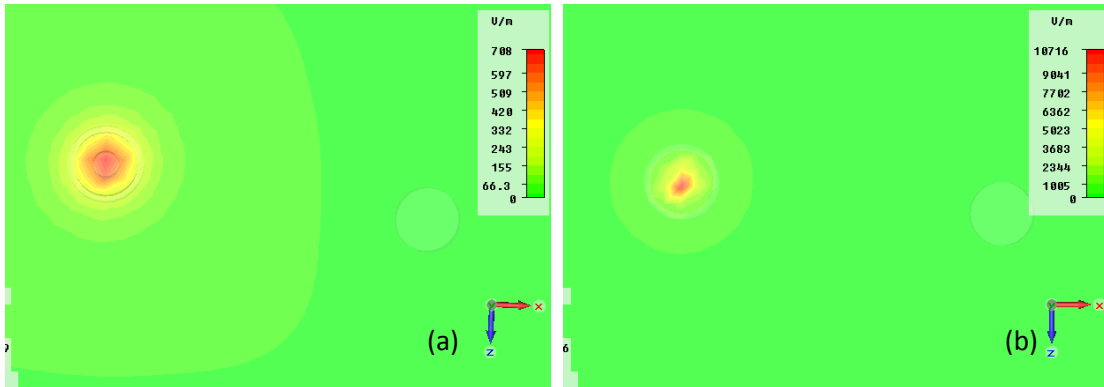


Figura 32. Comparación de los valores de campo eléctrico obtenidos a la frecuencia (a) de 2.45 GHz sin adaptar y a la frecuencia (b) de 2.4622 GHz adaptado.

CST Microwave permite también representaciones en tres dimensiones del campo eléctrico, como se ve en la Figura 33:

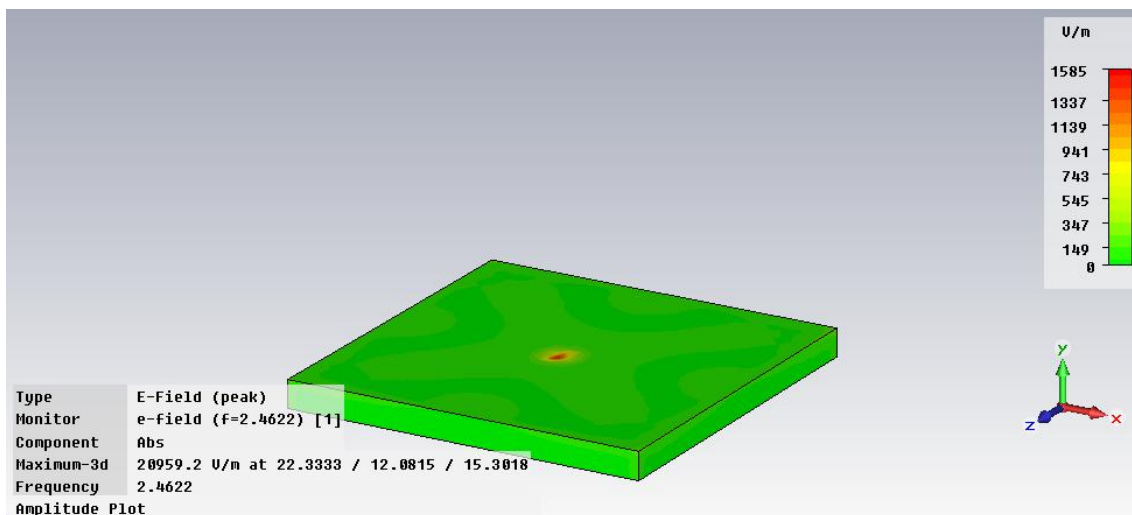


Figura 33. Representación en 3D del valor absoluto del campo eléctrico para el sistema adaptado.

4.2. Simulación con 3 coaxiales

Inicialmente, se simuló una configuración en la que dos de los coaxiales estaban alineados y el otro no, y estaban separados de éste último 2 cm. Los resultados obtenidos fueron muy malos, no se consiguió una adaptación aceptable ni tampoco un nivel de campo eléctrico significativo, por lo que no se considera representativo mostrar resultados.

A continuación, se simuló otra configuración en la que ninguno de los coaxiales estaban alineados entre sí, tras probar diferentes separaciones, los mejores resultados se obtuvieron separando los coaxiales 1cm y 2 cm, respectivamente, del coaxial centrado en la guía.

Los resultados de campo eléctrico obtenidos para este caso se muestran en la Figura 34.

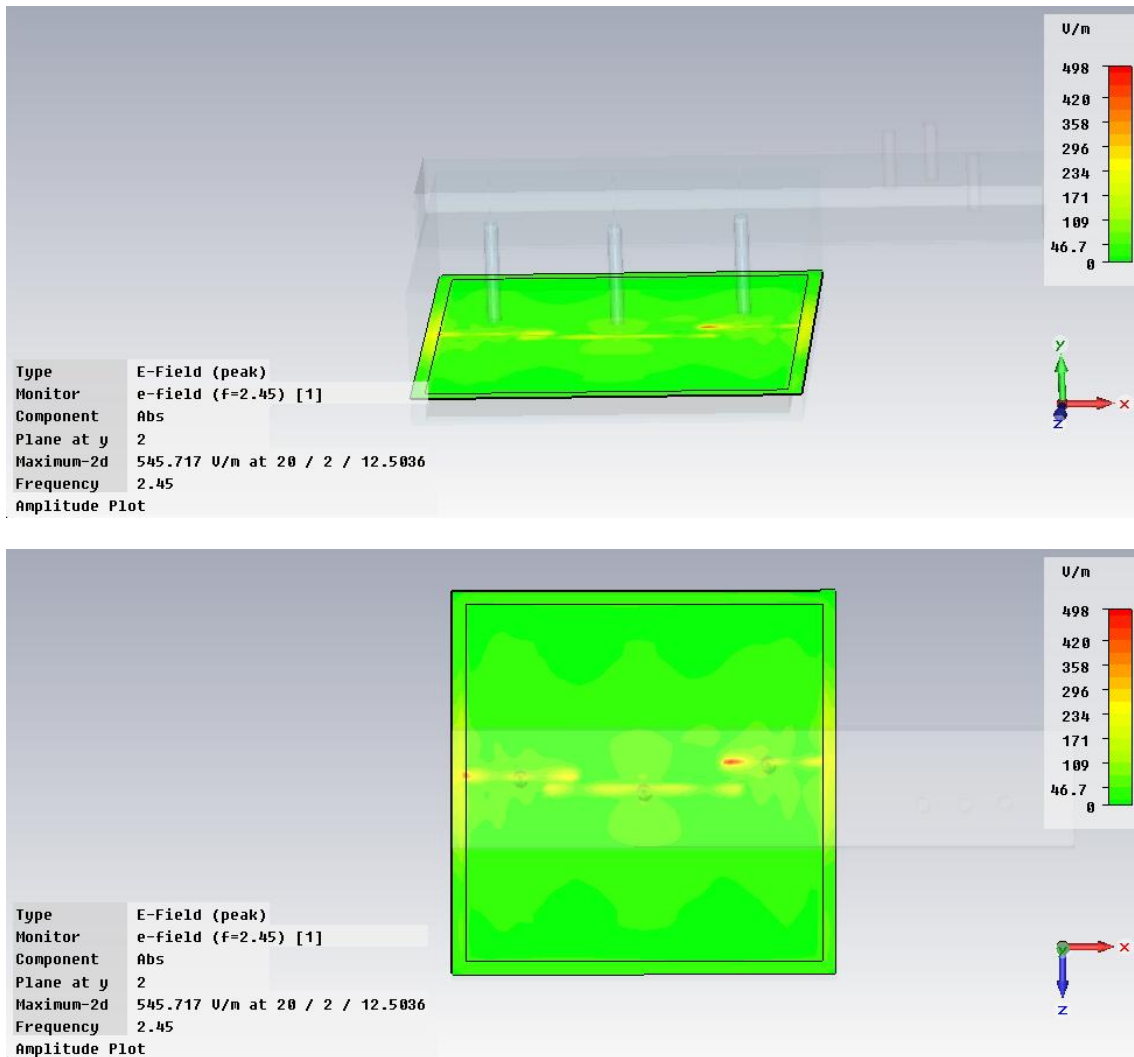


Figura 34. Representación del valor absoluto del campo eléctrico en la simulación para 3 coaxiales no alineados.

Dado que los resultados obtenidos no son excepcionalmente buenos, y que según el estudio de taladrado por microondas en el que se basa este proyecto, el campo eléctrico mejora con la proximidad al concentrador, incluso más cuando está tocando el material, se simuló una estructura en la que las antenas monopolo estaban incrustadas 35 mm en la muestra de arcilla. Los resultados obtenidos se pueden analizar en la Figura 35.

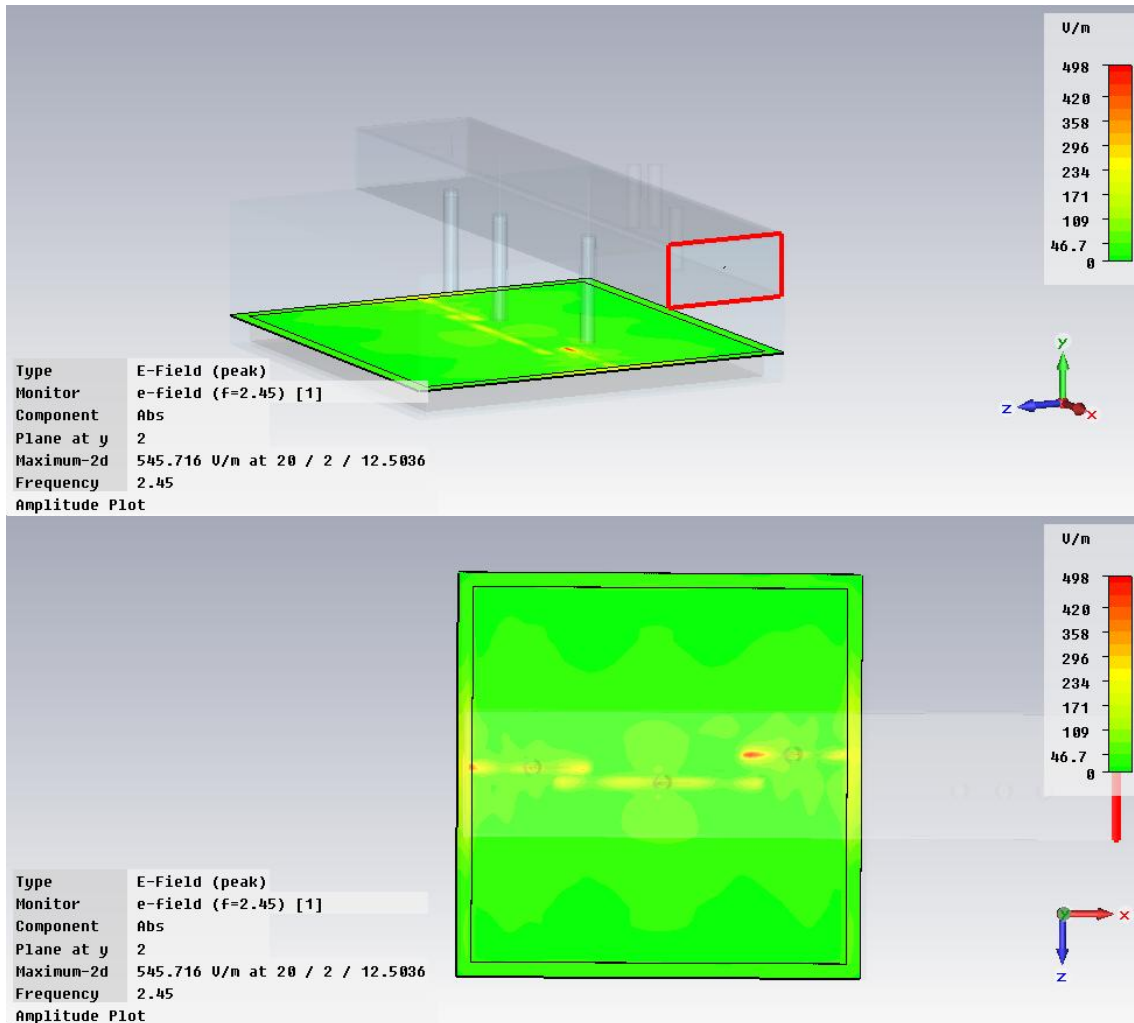


Figura 35. Representación del valor absoluto del campo eléctrico cuando las antenas se encuentran ligeramente incrustadas en el material a calentar.

Como se puede observar, el campo eléctrico no aumenta tanto como lo esperado, por lo que no se siguió profundizando en el estudio de este caso.

Puesto que los resultados de campo eléctrico obtenido no son satisfactorios, se procedió a estudiar los cambios provocados por los radios de los coaxiales diseñados, para ello, se ejecutaron diferentes simulaciones en las que se aumentó por dos, por tres y por diez el tamaño de las mismas, los resultados obtenidos se pueden ver en la siguiente comparativa (Figura 36).

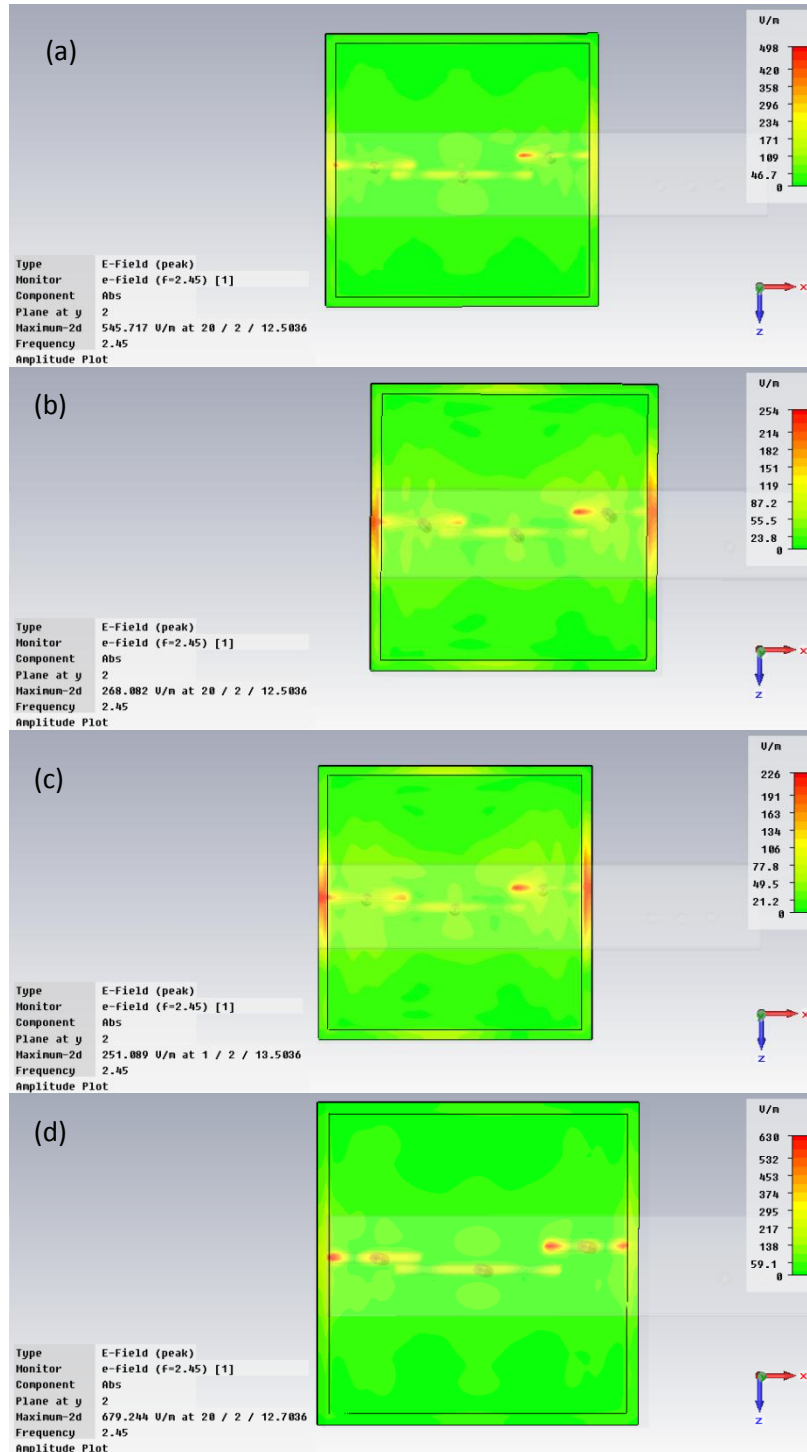


Figura 36. Comparativa del valor de campo eléctrico obtenido modificando el radio del coaxial (a) radio inicial, (b) radio por dos, (c) radio por tres y (d) radio por diez.

Como se observa en las figuras, el aumento del radio no favorece el campo eléctrico radiado excepto en el caso en el que aumente mucho en el que se observa una ligera mejoría en el campo eléctrico obtenido. En cualquier caso, no se obtienen los resultados esperados, por lo que no se siguió profundizando en este caso.

4.3. Simulación con 9 coaxiales

Dados los buenos resultados obtenidos en la simulación de un único concentrador sin antena monopolo al principio de este estudio, que generaba un *hot spot* más que aceptable, se pensó que si se fuese capaz de superponer varios *hot spots* consiguiendo crear una región uniforme, los resultados serían aceptables, de modo que se procedió con la simulación de nueve coaxiales dispuestos equiespaciados y centrados en la guía de onda.

Los resultados obtenidos se pueden ver en la Figura 37.

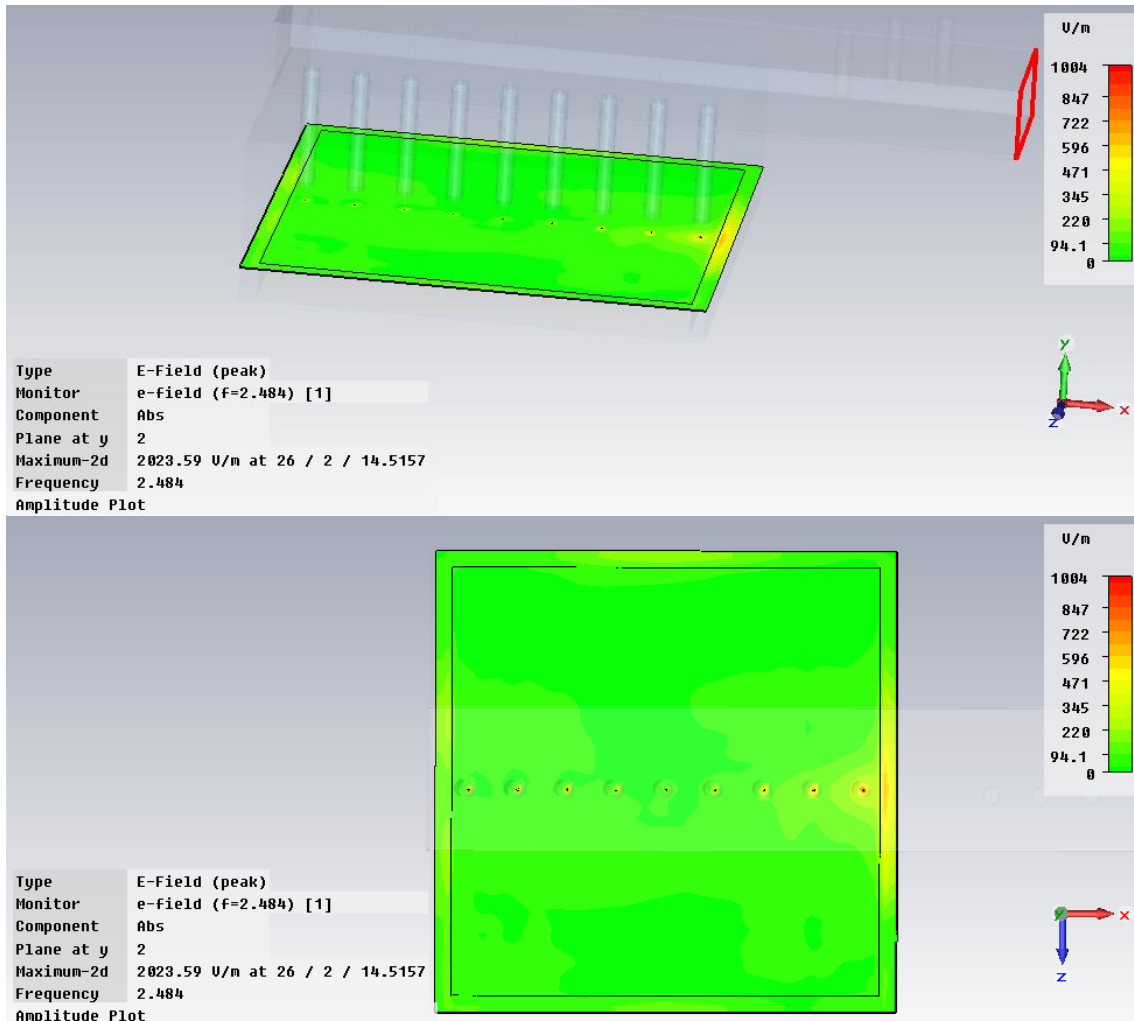


Figura 37. Representación del campo eléctrico obtenido en la muestra con el sistema implementado mediante nueve cables coaxiales alineados.

Como se observa, el resultado esperado no es muy bueno, dado que el reparto de potencia de entrada entre todos los coaxiales no es equitativo, quedándose en su mayor parte en los coaxiales que se encuentran más próximos al principio de la guía onda, lo que no hace viable la suposición de que puedan superponerse las zonas de campo localizado, ya que éste es muy diferente, tal y como se aprecia en la Figura 37, entre unos coaxiales y otros.

Pese a que inicialmente se pensó que el problema sería la adaptación de impedancias del sistema, dada la complejidad de esta, se consiguió un valor muy aceptable mediante la variación de la longitud de los stubs, tal y como se ve en la Figura 38.

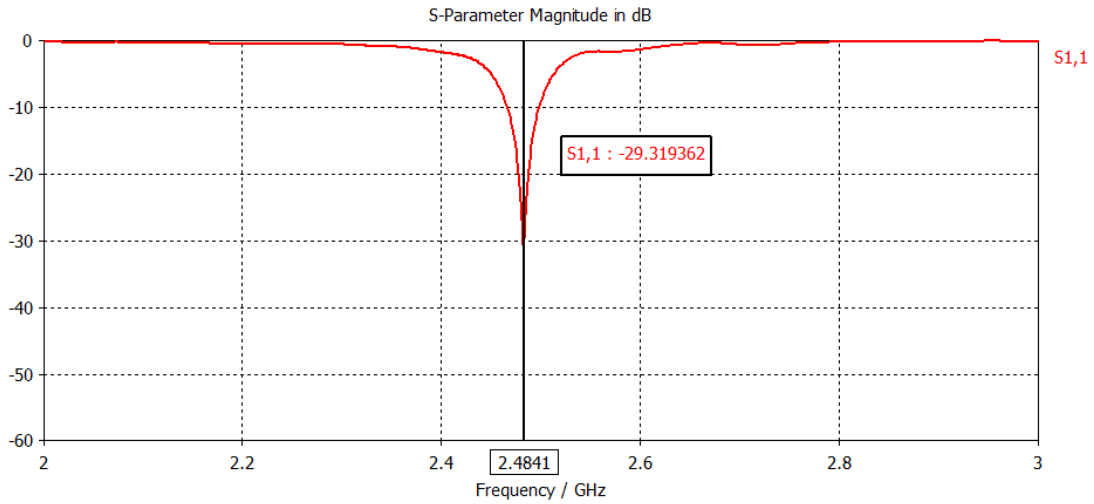


Figura 38. Coeficiente de reflexión en la simulación con nueve coaxiales alineados.

4.4. Simulación con un único coaxial y una antena monopolo larga.

Se pensó que sería probable que el problema estuviese en el 'reparto' de potencia de entrada entre los distintos coaxiales, por lo que se realizó una simulación con un único coaxial unido a una antena monopolo larga, obteniéndose los resultados detallados a continuación.

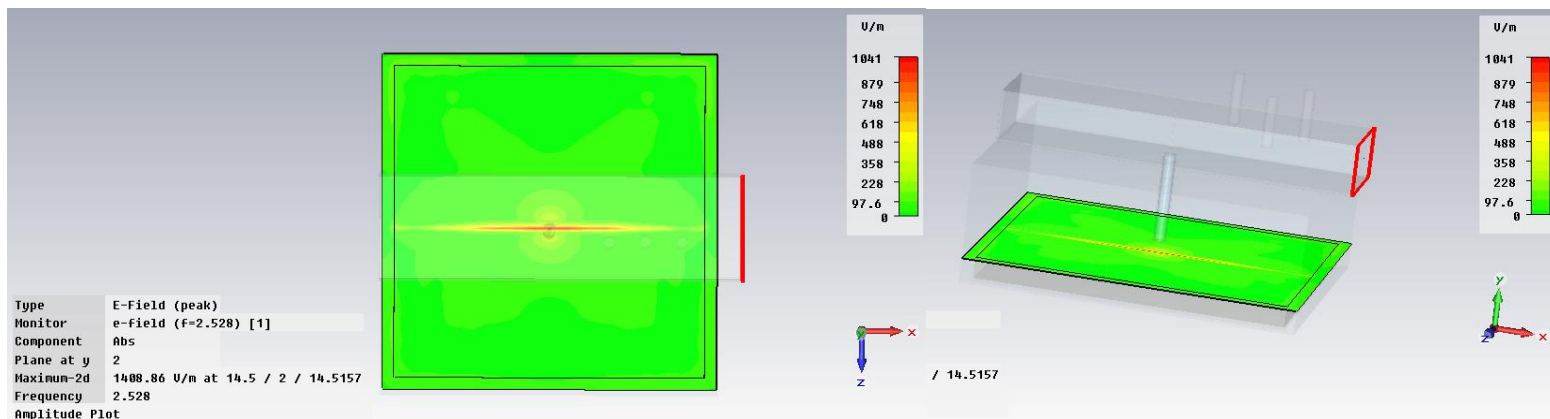


Figura 39. Representación del valor absoluto del campo eléctrico en la muestra de arcilla para la simulación con un único coaxial y una antena monopolo larga.

Como se puede observar se obtiene un valor de campo eléctrico de un nivel aceptable y bastante uniforme en una zona bastante grande de la muestra. Es un resultado mucho mejor del esperado.

Hay que notar, que el sistema se adaptó para una frecuencia de 2.528 GHz, de nuevo mediante la variación de las profundidades de penetración de los stubs en la guía de onda. El coeficiente de reflexión obtenido se puede ver en la Figura 40.

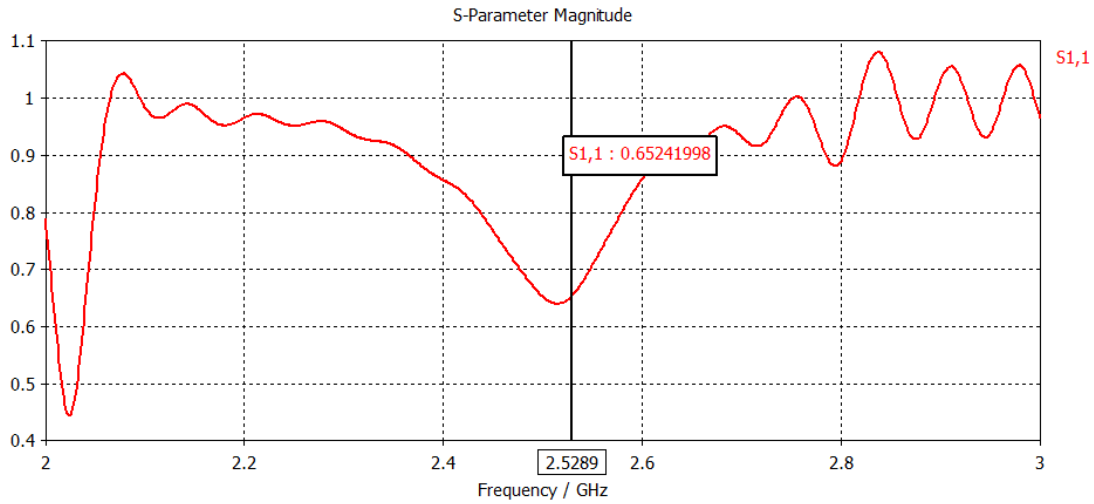


Figura 40. Coeficiente de reflexión en la simulación de un único coaxial con una antena monopolo larga.

Como se puede apreciar en la Figura 41 a continuación, en un detalle más cercano del campo eléctrico, es un resultado muy bueno, motivo por el cual se concluyó como satisfactorio este estudio.

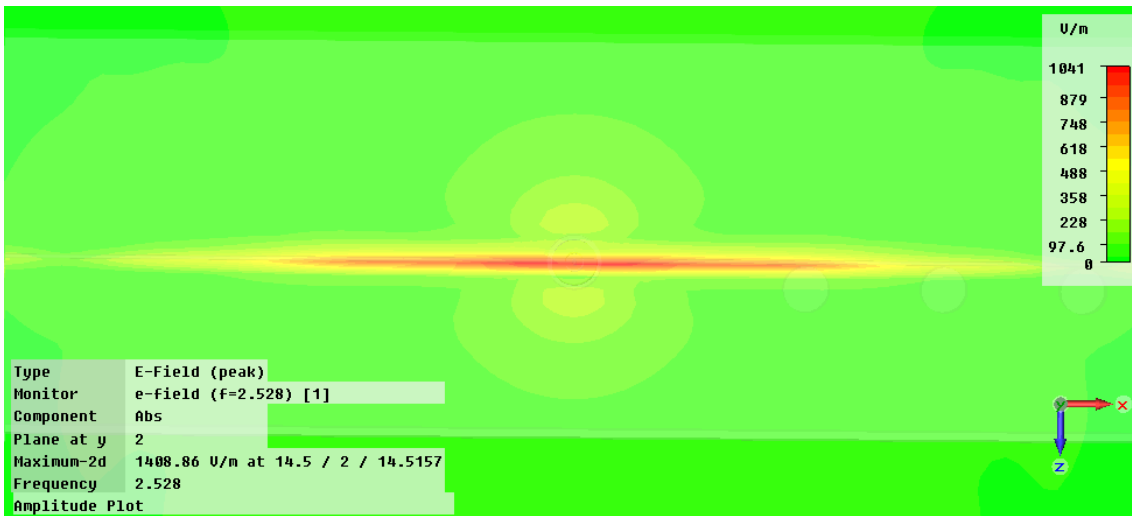


Figura 41. Detalle del campo eléctrico obtenido en la muestra para la simulación de un único coaxial con una antena monopolo larga.

Además, se realizó un barrido paramétrico de la longitud de la antena monopolo para estudiar la influencia de ésta en la adaptación del sistema. Como se puede comprobar en la Figura 42, la longitud de la antena sí que influye en ésta, obteniéndose una adaptación mejor para antenas más cortas, sin embargo dado que el objetivo de este proyecto es obtener un patrón uniforme de niveles de campo eléctrico en una zona lo más grande posible, en la simulación se prefirió sacrificar la potencia transmitida a la muestra en virtud de obtener una región de campo eléctrico uniforme mayor aunque con un nivel un poco inferior.

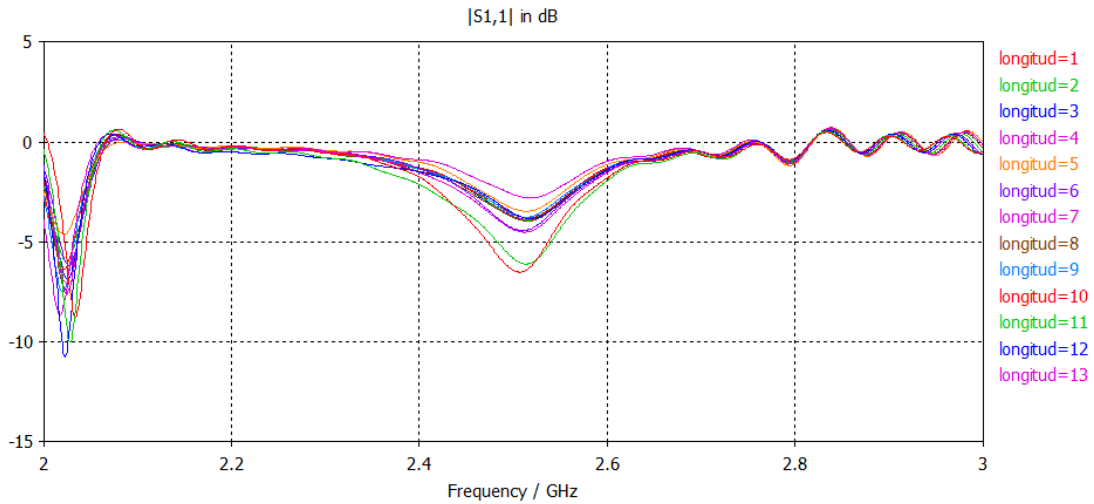


Figura 42. Representación del coeficiente de reflexión en función del tamaño de la antena monopolo donde el parámetro *longitud* representa la mitad de la longitud total de la antena monopolo.

EL parámetro representado en la Figura 42 es el utilizado en el barrido paramétrico, y representa la mitad de la longitud total de la antena, ya que para que la antena monopolo estuviese alimentada en su centro exacto por el coaxial, es necesario que la antena sea simétrica respecto de este centro. Queda más claro en la siguiente tabla:

Parámetro <i>longitud</i>	Longitud Antena Monopolo (cm)
1	2
2	4
3	6
4	8
5	10
6	12
7	14
8	16
9	18
10	20
11	22
12	24
13	26

5 Conclusiones y Líneas Futuras

En este proyecto se pretendía encontrar un sistema de calentamiento por microondas basado en la técnica de taladrado por microondas que consiguiese una distribución de campo uniforme en una región lo más grande posible.

Inicialmente se intentó construir con tres coaxiales y sendas antenas monopolo, estudiando diferentes tamaños y posiciones de las mismas, así como la influencia del diámetro de la antena monopolo y su proximidad a la muestra, aunque los resultados no fueron satisfactorios en ninguna de las combinaciones probadas.

También se intentó conseguir un campo uniforme radiado en la muestra mediante la combinación de concentradores coaxiales sin antenas monopolo, intentando superponer los puntos de concentración de campo creados por éstos, pero tampoco fue satisfactorio.

Finalmente, se simuló una estructura con un único concentrador y una antena monopolo larga, los resultados obtenidos muestran un campo eléctrico bastante uniforme en la superficie del material bajo la antena monopolo, la radiación se va disipando ligeramente conforme nos acercamos a los extremos de la antena. Como se ha demostrado, la longitud de la antena monopolo influye en la adaptación del sistema, haciendo ésta peor para longitudes más largas, sin embargo, se ha preferido sacrificar la potencia transmitida a la carga con el fin de aumentar la región en el que el campo eléctrico es uniforme.

Los resultados obtenidos con ésta última configuración fueron más que aceptables, consiguiéndose un buen nivel de campo eléctrico y una región bastante amplia en la que se consigue un campo uniforme, por lo que podemos considerar una buena aproximación para el calentamiento de una muestra de forma uniforme, al menos en una región.

Sin embargo, en futuras investigaciones convendría mejorar la adaptación del sistema, ya que de este modo podrían aumentar mucho los niveles de potencia obtenidos, desarrollar un sistema de movimiento de la muestra, de modo que se pudiese calentar una superficie de material mayor 'por fases' deslizando la muestra por debajo de la antena monopolo y por supuesto, implementar físicamente el sistema obtenido para comprobar que efectivamente se comporta del mismo modo que en las simulaciones y se obtienen los mismos resultados positivos. También sería conveniente estudiar el patrón de temperatura en los componentes, para asegurarnos de que en la implementación física no se superan temperaturas que puedan dañarlos, por ejemplo, considerando que el diámetro del cable que ejerce de antena monopolo es de 10 mm, es posible que si se superan ciertas temperaturas se dañe.

6 Referencias

1. **Monzó Cabrera, Juan, y otros.** *Aplicaciones Industriales del Calentamiento por Microondas.* s.l. : Escuela Técnica Superior de Ingeniería de Telecomunicación. UPCT, 2009.
2. **Constantino Perez Vega, Jose Maria Zamanillo Sáinz de la Maza, Alicia Casanueva López.** *Sistemas de Comunicación.* s.l. : Servicio de Publicaciones de la Universidad de Cantabria, 2007.
3. **Johnson, Richard C.** *Antenna Engineering Book. Third Edition.* s.l. : McGraw-Hill, 1993.
4. **Díaz Morcillo, Alejandro y Monzó Cabrera, Juan.** *Líneas de Transmisión, Guías de Onda y Cavidades Resonantes.* s.l. : Universidad Politécnica de Cartagena, 2007.
5. **Jose Miguel Miranda, Jose Luis Sebastián, Manuel Sierra, José Margineda.** *Ingeniería de Microondas. Técnicas Experimentales.* 2001 : Prentice Hall.
6. *Theoretical analysis of the microwave-drill near-field localized heating effect.* **Jerby, E.,Aktushev,O. and Dikhtyar,V.** 034909, s.l. : Journal of Applied Physics, 2004, Vol. 97.
7. *Drilling into Hard Non-Conductive Materials by Localized Microwave Radiation.* **Jerby, E. and Dikhtyar,V.** Ramat Aviv : Trends in Microwave and HF Heating, Springer Verlag, 2002.
8. *Coupled Thermal-Electromagnetic Model For Microwave Drilling.* **Eli Jerby, Uri Grosqlik and Vladimir Dikhtyar.** Toulouse : European Symposium on Numerical Methods in Electromagnetics, 2002. JEE'02.
9. CST Microwave Studio . Workflow & Solver Overview. s.l. : CST - Computer Simulation Technology AG, 2010.
10. **Balanis, Constantine A.** *Antenna Theory. Analysis and Design. Third Edition.* s.l. : Wiley-Interscience, 2005.
11. **Eli Jerby, Vladimir Dikhtiar.** *Method and device for drilling, cutting, nailing and joining solid non-conductive materials using microwave radiation.* 6114676 United States, 5 de Sept. de 2000.
12. *Microwave Drill For Ceramics.* **Jerby, E., Dikhtyar, V. and Aktushev,O.** St. Louis : s.n., 2002. ACerS'02.
13. *The Microwave Drilling.* **Jerby, E., Dikhtyar,V.,Aktushev,O. and Gorsglick,U.** s.l. : AAAS, 2002, Vol. 298.
14. *Microwave Drilling of Bones.* **Yael Eshet, Ronnit R. Mann, Abby Anaton, Tomer Yacoby, Amit Gefen and Eli Jerby.** 2004.