



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA

**DIVISIÓN DE CIENCIAS BÁSICAS E INGENIERÍA
POSGRADO EN INGENIERÍA BIOMÉDICA**

**ANTENA PERES VOLUMÉTRICA
PARA LA TÉCNICA
ULTRARRÁPIDA SENSE**

TESIS QUE PRESENTA:

FÍS. RAFAEL ROJAS RODRÍGUEZ

PARA OBTENER EL GRADO DE:

**MAESTRO EN CIENCIAS
(INGENIERÍA BIOMÉDICA)**

SINODAL

DR. JORGE LUIS CERVANTES COTA

SINODAL

M. EN C. JOSÉ LUIS JIMÉNEZ RAMÍREZ

ASESOR:

DR. ALFREDO ODÓN RODRÍGUEZ GONZÁLEZ

DEDICATORIA

A mi papá P. Rafael Rojas Ramírez, quien no me dejara mejor herencia que su ejemplo de hombre trabajador, inteligente, responsable y amante de su familia.

A mi mamá María Asunción Rodríguez Soriano, que sigue siendo el pilar de la familia y que con su apoyo y consejo siempre me impulsa a dar mi mejor esfuerzo.

A mis hijos Rafael, David y Arturo que son el motor y el motivo de mi vida, porque quiero dedicarles lo mejor de mí y sembrar en ellos la semilla del trabajo, del amor y de la superación personal.

A mis hermanas Norma y Tere porque siempre están a mi lado brindándome su apoyo incondicional y dándome la tranquilidad necesaria para poder concluir este proyecto.

Al Dr. Alfredo Odón Rodríguez González quien siempre mostró disposición para dirigirme y ayudarme, porque siempre tuvo una palabra de aliento o de advertencia cuando era necesario y que con su ejemplo me demostró que el desarrollo como persona y como científico no se logra sin trabajo ni dedicación.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por el apoyo económico que recibí, sin el cual difícilmente hubiera podido realizar este posgrado.

A todos mis compañeros de maestría y doctorado pues siempre están dispuestos a dar la mano y a solidarizarse en las buenas y en las malas.

A mis amigos de licenciatura: Alejandra, Anita, Carlos y Aarón porque me enseñaron la esencia de lo que es un Ingeniero Biomédico y que me animaron con su alegría y amistad.

A mi amigo Oswaldo por lo que nos divertimos y aprendimos juntos.

A mi amigo Teodoro que siempre está dispuesto a compartir sus conocimientos, su tiempo y su atención.

A mi compañero Ricardo quien me diera lecciones de lo que es ser un buen compañero, un mejor amigo y un excelente padre de familia.

A mi compañera Karelia porque es un ejemplo de gente emprendedora, inteligente y dedicada.

A todos los profesores del Departamento de Ingeniería Eléctrica por sus consejos, apoyo y sugerencias.

A Lupita que aunque me impulsa a caminar solo aún me cuesta andar sin ella.

ÍNDICE

ANTENA PERES VOLUMÉTRICA PARA LA TÉCNICA ULTRARRÁPIDA SENSE

Introducción	1
--------------------	---

CAPÍTULO 1

BASES FÍSICAS DE LA IMAGENOLOGÍA POR RESONANCIA MAGNÉTICA

1.1 Introducción	3
1.2 Principios físicos de la resonancia magnética nuclear	4
1.2.1 Espín nuclear y momento magnético nuclear	4
1.2.2 Comportamiento del núcleo dentro de un campo magnético externo	5
1.2.3 Magnetización de bulto	7
1.2.4 Efecto de un pulso de radiofrecuencia	8
1.2.5 Las ecuaciones de Bloch	13
1.2.6 Selección del corte mediante un gradiente de campo magnético	15
1.2.6.1 Corte por excitación selectiva	15
1.2.6.2 Codificación del campo gradiente	16
1.3 Concepto del espacio k	18
1.3.1 Imágenes de RM en dos dimensiones	19
1.4 Principales tiempos de relajación	21
1.5 Secuencias de pulsos para medir tiempos de relajación y contraste	21
1.5.1 Eco espín	22
1.5.2 Eco espín de un solo eco	22
1.5.3 Eco espín multieco	22
1.5.4 Recuperación por inversión	22
1.5.5 Recuperación por saturación	23
1.5.6 Eco gradiente	23
1.5.7 Eco gradiente degradado	23
1.6 Imágenes ultrarrápidas	23
1.6.1 Imágenes eco espín rápidas	24
1.6.2 Imágenes rápidas en eco gradiente	24
1.6.2.1 Imagenología por degradación del estado estacionario	24
1.6.2.2 Precesión libre en estado estacionario	24
1.6.2.3 Secuencia Carr-Purcell	24
1.6.2.4 Eco espín de tren eco	25
1.6.3 Imagen eco planar	25
1.6.4 Codificación de la sensibilidad para IRM rápida (SENSE)	25

CAPÍTULO 2

SISTEMAS DE IMAGENOLOGÍA POR RESONANCIA MAGNÉTICA

2.1 Instrumentación de un sistema de IRM	27
2.2 Imán del escáner de IRM	27

2.2.1 Imanes permanentes	28
2.2.2 Imanes resistivos	28
2.2.3 Imanes superconductores	28
2.3 Sistemas compensadores	29
2.3.1 Pasivos	29
2.3.2 Resistivos activos	29
2.3.3 Superconductores activos	30
2.3.4 De gradiente inactivo	30
2.4 Sistema gradiente	30
2.5 Sistemas de radio frecuencia (RF)	31
2.5.1 Blindaje de RF	31
2.6 Sistema de procesamiento de señales	31

CAPÍTULO 3

ANTENAS DE RADIO FRECUENCIA	33
3.1 Antenas de RF	33
3.2 Circuitos resonantes	34
3.3 Factor de calidad	34
3.4 Factor de atenuación	34
3.5 Cociente señal a ruido (CSR)	35
3.6 Consideraciones para el diseño de antenas de RF	35
3.6.1 Homogeneidad del campo magnético de RF	35
3.6.2 Líneas de transmisión	36
3.6.3 Impedancia característica	36
3.6.4 Coeficiente de reflexión	36
3.6.5 Carta Smith	37
3.7 Tipos de antenas de RF	38
3.7.1 Espira simple	38
3.7.2 Helmholtz	39
3.7.3 Solenoide	39
3.7.4 Silla de montar	40
3.7.5 Alderman-Grant	40
3.7.6 Elipses cruzadas	40
3.7.7 Jaula de pájaro	41
3.7.8 Arreglo en fase	42
3.7.9 PERES (PEtal REsonador Surface)	42
3.7.10 Superficial de figuras concéntricas	44
3.7.11 Superficial tipo magnetrón plano de 8 cavidades	45
3.7.12 Superficial de figuras concéntricas circulares o elípticas	46

CAPÍTULO 4

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL PROTOTIPO ANTENA PERES VOLUMÉTRICA (PERESVOL) CON ARREGLO EN FASE	47
4.1 Introducción	47
4.2 Equipo experimental	47
4.3 Conversión de la antena PERES de 8 cavidades a antena de volumen	48
4.4 Diseño y construcción de la antena PERESVOL	49

4.5 Espectros de la antena PERESVOL	51
4.6 Factores de calidad en la antena PERESVOL	52
4.7 Cartas Smith de la antena PERESVOL	53

CAPÍTULO 5

SIMULACIÓN COMPUTACIONAL DEL PROTOTIPO ANTENA PERES VOLUMÉTRICA CON ARREGLO EN FASE	54
5.1 Introducción	54
5.2 Métodos analíticos	54
5.2.1 Las ecuaciones de Maxwell	55
5.2.2 Relaciones constitutivas	55
5.2.3 Campos cuasi-estáticos	56
5.2.3.1 Formulación del campo eléctrico caso cuasi-estático	56
5.2.3.2 Formulación del campo magnético caso cuasi-estático	57
5.3 Métodos de simulación	57
5.3.1 Método de momentos	58
5.3.2 Método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo	58
5.3.3 Método del elemento finito	58
5.4 El paquete computacional FEMLAB	60
5.4.1 Aplicación del método del elemento finito en FEMLAB	61
5.4.2 Construcción de la malla en FEMLAB	61
5.5 Módulo electromagnético	62
5.6 Modos de aplicación del módulo electromagnético	63
5.7 Equipo utilizado para realizar la simulación con FEMLAB	63
5.8 Simulación de los campos eléctrico y magnético generados por un pétalo circular y uno rectangular	64
5.9 Simulación del efecto de puntas en un pétalo rectangular	67
5.10 Variación de la homogeneidad del campo eléctrico en función de la distancia de separación entre las antenas del arreglo en fase	69
5.11 Simulación de la estructura de la antena PERESVOL	72
5.12 Generación de la malla sobre la antena PERESVOL	72
5.13 Simulación del campo eléctrico de la antena PERESVOL	73
5.14 Simulación del campo magnético de la antena PERESVOL	76

CAPÍTULO 6

DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES	78
6.1 Cambio de geometría de los pétalos de la antena PERES	78
6.2 Simulación del efecto de puntas	78
6.3 Importancia de la separación entre las antenas de un arreglo en fase	79
6.4 Análisis de la construcción de la antena PERESVOL	79
6.5 Muestra de la estabilidad de la antena PERESVOL bajo condiciones extremas	80
6.6 Uso del modo cuasi-estático del ME de FEMLAB	81
6.7 Construcción del modelo de la antena PERESVOL	81

6.8 Construcción de la malla (mesh) sobre el modelo de la antena PERESVOL	83
6.9 Comparación de las simulaciones electromagnéticas de la antena PERESVOL con lo reportado en la literatura	84
6.10 Perspectivas a futuro	85
REFERENCIAS	88

ANTENA PERES VOLUMÉTRICA PARA LA TÉCNICA ULTRARRÁPIDA SENSE

INTRODUCCIÓN

La Imagenología por Resonancia Magnética (IRM) o en inglés Magnetic Resonance Imaging (MRI), es una técnica no invasiva que tiene sus orígenes en la Resonancia Magnética Nuclear (RMN).

Dos físicos estadounidenses en Stanford, Félix Bloch [1] y en Harvard, Edward M. Purcell [2], de manera independiente observaron que la RMN se presenta en líquidos y sólidos, por este descubrimiento ambos recibieron el Premio Nobel de Física en 1952.

La RMN se emplea en el análisis espectroscópico de sustancias químicas que consiste en aplicar a la sustancia un campo magnético intenso y uniforme, con el fin de orientar unidireccionalmente los espines magnéticos de los núcleos atómicos, una vez alineados se les aplica una señal de Radio Frecuencia (RF) que reorienta los espines y los pone en resonancia precesando a la frecuencia de Larmor característica de cada sustancia. La energía absorbida por el núcleo será liberada ya sea por la interacción entre el núcleo y la red molecular (espín-red) en un tiempo T_1 o por la interacción entre núcleos (espín-espín) en un tiempo T_2 . T_1 y T_2 se conocen como los tiempos de relajación. La energía liberada se manifiesta como una señal de baja intensidad también de RF que permite establecer un patrón o codificación de emisiones.

La IRM comienza en la década de los 1970's, Raymond Damadian [3] experimenta con tejidos orgánicos en un equipo de RMN, descubriendo diferencias en los tiempos de relajación entre los tejidos normales y los cancerosos. En 1973 Paul C. Lauterbur [4] en los Estados Unidos y Peter Mansfield [5] en el Reino Unido proponen de manera independiente, el uso de gradientes de campo magnético para mapear las señales emitidas por los núcleos atómicos de los diversos tejidos (ambos reciben el Premio Nobel de Medicina o Fisiología en el 2003). En 1976 el mismo Mansfield y Maudsley producen la primera imagen con RMN que correspondió al dedo de un humano vivo. Para 1977 Damadian mostró una imagen del tórax de un humano obtenida con su primer escáner de cuerpo completo y para abril de 1980 su propia empresa inició la comercialización de un prototipo de su sistema. En 1978 Ian Young produjo las primeras imágenes de cerebro [6].

A principios de los 1980's, los fabricantes de equipos de imagenología médica, comenzaron a instalar sistemas de IRM en las unidades hospitalarias. Los sistemas de IRM evolucionan día con día, mejorando la calidad y disminuyendo los tiempos de adquisición de las imágenes.

En el capítulo 1 de la presente tesis menciono las bases físicas de la imagenología por resonancia magnética como parte del sustento teórico de este trabajo.

En el capítulo 2 hablo de los escáneres de resonancia magnética detallando sus componentes, la utilidad de cada uno y su evolución.

En el capítulo 3 hago referencia a los principales tipos de antenas de radio frecuencia, así como de los prototipos desarrollados en el área de resonancia magnética de la UAM-I que han servido como precursoras del prototipo PERES volumétrica objeto de la presente investigación.

En el capítulo 4 explico los motivos y el interés por el desarrollo del prototipo PERES volumétrica sus ventajas y aplicaciones. También realizo un informe detallado de las novedades del diseño y explico los detalles de su construcción, de los materiales utilizados, de su ajuste y sintonización, además de mencionar el equipo utilizado y el modo de empleo.

En el capítulo 5 muestra los resultados experimentales del comportamiento de la antena PERES volumétrica y los resultados obtenidos de la simulación de sus campos eléctrico y magnético mediante el paquete computacional FEMLAB, esto permite realizar comparaciones con la simulación de otros tipos de antenas mostrando las ventajas de este novedoso diseño.

Finalmente en el capítulo 6 se discuten los resultados, los objetivos alcanzados, las ventajas de este prototipo y de las perspectivas en cuanto a sus aplicaciones. Así mismo, se explican las ventajas de la simulación, dentro de las que se encuentran el análisis de los nuevos diseños de antenas, aún desde antes de construirlas.

CAPÍTULO 1

BASES FÍSICAS DE LA IMAGENOLÓGÍA POR RESONANCIA MAGNÉTICA

1.1 Introducción

Los núcleos atómicos con número de masa impar y por ende con número cuántico de espín semientero, al exponerse a un campo magnético estático, tomará uno de dos estados energéticos: uno con un alto nivel de energía o uno con un bajo nivel de energía. La diferencia entre los dos estados es directamente proporcional a la intensidad del campo magnético aplicado. Esto se conoce como el efecto Zeeman nuclear. En equilibrio térmico, el número de núcleos en el estado de alta energía es ligeramente menor que el de núcleos en el estado de baja energía. Un núcleo en el estado de alta energía puede decaer al estado de baja energía mediante la emisión de un fotón con una energía igual a la diferencia de energía entre los dos estados. Un núcleo en el estado de baja energía puede saltar al estado de alta energía mediante la absorción de un fotón con una energía igual a la diferencia de energías entre los dos estados. De esta manera, cuando los núcleos que están dentro del campo magnético aplicado son irradiados por un haz de fotones que en realidad es un campo electromagnético de cierta frecuencia generado mediante una antena de RF, algunos de los núcleos en el estado de baja frecuencia absorberán los fotones y saltarán al estado de alta energía. Esto destruye el equilibrio térmico. Para recuperar el equilibrio el exceso de núcleos en el estado de alta energía regresará al estado de baja energía emitiendo fotones, que pueden ser detectados por una antena de RF. Debido a que la frecuencia de las señales electromagnéticas está determinada por la diferencia de energía entre los dos posibles estados del núcleo y que el decaimiento de las señales en el tiempo depende del medioambiente que rodea al núcleo, las señales de RMN recibidas por la antena de RF se pueden analizar para estudiar las propiedades del núcleo y sus alrededores.

En 1973 Lauterbur sugiere el uso de la técnica de la RMN con propósitos imagenológicos, la extensión del principio básico de la RMN a la IRM es sencilla. Aunque se puede aplicar esta técnica a diferentes elementos, nos enfocamos al núcleo de hidrógeno, considerando que es el más abundante en el cuerpo humano ya que está conformado por aproximadamente 80% de agua. Debido a que el efecto Zeeman depende de la intensidad del campo magnético aplicado, es posible hacer que la diferencia de energía en cada punto del objeto a escanear sea distinta a la de cualquier otro punto, simplemente variando el campo magnético de punto a punto. Como resultado, la energía de los fotones y en consecuencia las frecuencias de los campos electromagnéticos absorbidos o emitidos por el núcleo también serán distintas de punto a punto. Después que la antena receptora ha captado las señales emitidas por todos los núcleos, las frecuencias serán utilizadas para obtener información espacial de los núcleos. Las distintas composiciones químicas de los tejidos y de las sustancias que los rodean producen diferencias en los tiempos de relajación de los núcleos alineados, estas diferencias proporcionan el contraste necesario para identificar órganos y tejidos en una imagen, cabe señalar que el contraste resultante entre las imágenes de los tejidos, es mejor que el obtenido con técnicas de rayos-X sin contar que no es invasiva como esta última. Las técnicas imagenológicas se han incrementado y el desarrollo tecnológico ha mejorado la calidad de las imágenes. Por ejemplo, el uso de

imanes superconductores ha permitido incrementar tanto el Cociente Señal a Ruido (CSR) como la resolución de las imágenes. La calidad de las imágenes se puede mejorar mediante métodos computacionales aplicados en la etapa de procesamiento digital de las señales permitiendo distinguir los diferentes tejidos [7]. Los llamados “artefactos” que son distorsiones de la imagen debidas a diversas causas como el movimiento del cuerpo, se pueden controlar utilizando complejas secuencias de pulsos de RF. Los avances en la tecnología de las antenas han mejorado la calidad de las imágenes y hacen posible la implementación de nuevas técnicas y secuencias de escaneo, nuestra contribución, reportada en la presente tesis, precisamente radica en este último aspecto ya que desarrollamos un prototipo de antena de RF de tipo volumétrico con miras a aumentar tanto la profundidad del campo de visión como el CSR y al mismo tiempo disminuir los tiempos de adquisición utilizando técnicas ultrarrápidas tales como SENSE.

1.2 Principios físicos de la resonancia magnética nuclear

Para comprender la IRM, primero debemos entender las bases de los principios físicos de la RMN que describe el comportamiento de ciertos núcleos bajo los efectos de un campo magnético intenso. La siguiente descripción se basa en un modelo consistente con la mecánica clásica, aunque un tratamiento más preciso de la RMN se debe desarrollar bajo la óptica de la mecánica cuántica.

1.2.1 Espín nuclear y momento magnético nuclear

La mecánica cuántica revela que los núcleos atómicos poseen una propiedad conocida como *espín*. Para visualizarla, podemos imaginar que un protón es una pequeña esfera con carga eléctrica positiva que gira a una gran velocidad sobre su eje. Debido a su masa, la rotación genera un *momento angular* \vec{J} . La carga del protón está distribuida en la pequeña esfera y podemos decir que debido a su espín la carga está girando con respecto a su eje, esta corriente produce un pequeño campo magnético (Fig. 1.1). También se puede imaginar al neutrón como una esfera con cargas positivas y negativas. Dado que estas cargas no están distribuidas uniformemente, el neutrón también genera un campo magnético cuando gira. Estos pequeños campos magnéticos se denominan *momentos magnéticos* y se simbolizan por μ [8].

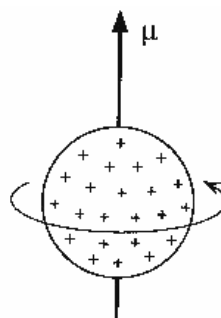


Fig. 1.1 La distribución de carga en un protón genera un momento magnético cuando el protón gira sobre su eje.

La relación entre los momentos \vec{J} y $\vec{\mu}$ de un núcleo está dada por la Ec. 1.1:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \quad (1.1)$$

donde γ es una constante física característica de cada núcleo, conocida como la *razón giromagnética*, aunque es más frecuente encontrarla normalizada: $\gamma = \gamma/2\pi$.

Si consideramos un núcleo con dos protones como un sistema aislado, el principio de exclusión de Pauli indica que el momento angular de cada protón debe adquirir estados de espín opuestos, para evitar una degeneración. De esta manera, existen dos posibles arreglos para el momento angular y en consecuencia, para el momento magnético de cada protón, esto nos lleva a dos posibilidades para el núcleo. Uno de los momentos magnéticos se alinearán en el mismo sentido que el campo magnético externo, lo que resulta en una configuración de alta energía, y el otro en el sentido opuesto, resultando en una configuración de baja energía, siendo este arreglo más estable. Con esta configuración, el momento magnético del núcleo es cero. Estos núcleos son de poco interés para la RMN debido a que no interactúan fuertemente con los campos magnéticos externos.

En núcleos con un número impar de protones o un número impar de neutrones, es imposible que el arreglo de espines produzca un momento angular neto igual a cero, por ello se dice que tienen espín nuclear. La tabla 1.1 reporta los valores de la razón giromagnética normalizada para algunos núcleos de interés, el resto de la discusión se desarrollará para núcleos con un solo protón (^1H) según lo expuesto en la sección 1.1.

Tabla 1.1 Razones giromagnéticas de algunos núcleos.

Núcleo	^1H	^{13}C	^{19}F	^{23}N	^{31}P
γ (MHz/T)	42.58	10.71	40.08	11.27	13.25

1.2.2 Comportamiento del núcleo dentro de un campo magnético externo

Estudiaremos ahora el efecto de aplicar un campo magnético uniforme B_0 que por conveniencia apuntará en la dirección z , sobre un protón aislado definiendo así el sistema de coordenadas del laboratorio. Como se mencionó en la sección 1.2.1 el protón puede tomar una de dos posiciones de equilibrio: si la componente z del momento magnético se alinea con el campo externo, se dice que está en estado *paralelo* si la componente se alinea en el sentido opuesto, se dice que está en estado *antiparalelo* (Fig. 1.2). Según la mecánica cuántica la magnitud del momento magnético, se determina con la siguiente expresión:

$$\mu = \gamma \hbar \sqrt{I(I+1)} = \frac{\gamma \hbar \sqrt{3}}{4\pi} \quad (1.2)$$

donde \hbar es la constante de Planck normalizada e I es el número cuántico de espín, que para núcleos con número de masa impar, adquiere un valor semientero. Particularmente para el ^1H , $I = 1/2$.

La magnitud de μ es constante bajo cualquier condición, sin embargo, su dirección es completamente aleatoria, por tanto la suma de todos los momentos magnéticos de la muestra es cero.

La componente z de μ permanece constante y su valor se determina como sigue:

$$\mu_z = \gamma m_I \hbar = \frac{\gamma \hbar}{4\pi} \quad (1.3)$$

donde m_I es el *número cuántico magnético*. Para el ^1H , m_I puede tomar solo dos valores: $+1/2$ ó $-1/2$.

Si θ es el ángulo entre el eje z y μ , entonces:

$$\cos \theta = \frac{\mu_z}{\mu} = \frac{m_l}{\sqrt{I(I+1)}}. \quad (1.4)$$

Sustituyendo los valores correspondientes de I y de m_l para el ^1H , encontramos que $\theta = \pm 54.74^\circ$.

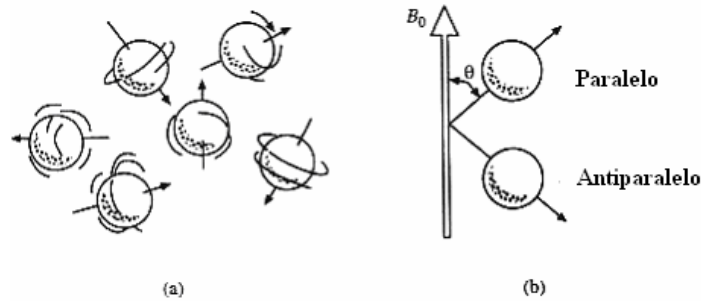


Fig. 1.2 a) Sin la presencia de un campo magnético, los momentos magnéticos tienen direcciones aleatorias.
b) Los momentos magnéticos se orientan debido al campo magnético aplicado.

La diferencia de energía entre los dos estados es:

$$\Delta E = 2\mu_z B_0. \quad (1.5)$$

De esta manera si un protón pasa de un estado de energía a otro, emitirá o absorberá un fotón de frecuencia ν [9], esta frecuencia se determina de la siguiente relación:

$$\Delta E = h\nu. \quad (1.6)$$

Combinando las Ecs. 1.5 y 1.6, obtenemos:

$$\nu = \left[\frac{2\mu_z}{h} \right] B_0. \quad (1.7)$$

Dado que la cantidad entre paréntesis es constante, la Ec. 1.7 demuestra que la frecuencia es directamente proporcional a la intensidad del campo magnético. Para un protón la cantidad entre paréntesis es numéricamente igual a 42.58 MHz/T.

La torca $\vec{\tau}$ que experimenta el momento angular es:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}_0. \quad (1.8)$$

La torca sobre cualquier objeto se relaciona con su momento angular \vec{J} mediante la siguiente expresión:

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{J}}{dt}. \quad (1.9)$$

Recordando que el momento angular de un núcleo está linealmente relacionado al momento magnético por la Ec. 1.1 y combinándola con las Ecs. 1.8 y 1.9, obtenemos:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \vec{\mu} \times \vec{B}_0 \quad (1.10)$$

esta ecuación, representa tres ecuaciones escalares:

$$\frac{d\mu_x}{dt} = \gamma \mu_y B_0 \quad (1.11 a)$$

$$\frac{d\mu_y}{dt} = -\gamma\mu_x B_0 \quad (1.11 \text{ b})$$

$$\frac{d\mu_z}{dt} = 0. \quad (1.11 \text{ c})$$

Combinando las Ecs. 1.11 a y b para las componentes transversas,

$$\frac{d^2}{dt^2} \begin{pmatrix} \mu_x \\ \mu_y \end{pmatrix} + (\gamma B_0)^2 \begin{pmatrix} \mu_x \\ \mu_y \end{pmatrix} = 0. \quad (1.12)$$

Resolviendo las ecuaciones diferenciales 1.11 c y 1.12 con la condición inicial dada por $\vec{\mu}(0) = \mu_0$, obtenemos:

$$\vec{\mu}(t) = \hat{x}(\mu_{x0} \cos \omega t + \mu_{y0} \text{sen} \omega t) + \hat{y}(\mu_{y0} \cos \omega t - \mu_{x0} \text{sen} \omega t) + \hat{z}\mu_{z0}. \quad (1.13)$$

donde $\omega = \gamma B_0$. Esta solución representa la precesión del momento magnético con respecto al eje del campo aplicado, la frecuencia de esta precesión es:

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{\gamma B_0}{2\pi} \quad (1.14)$$

que se conoce como **frecuencia de Larmor** o **frecuencia de resonancia** del núcleo.

Para determinar la relación entre la frecuencia de la radiación estimulada dada en la Ec. 1.7 y la frecuencia precesional del momento magnético dada en la Ec. 1.14, nos apoyamos en las Ecs. 1.2 y 1.3, obteniendo la razón giromagnética como:

$$\gamma = \frac{4\pi\mu_z}{h}. \quad (1.15)$$

Sustituyendo este resultado en la Ec. 1.14 obtenemos:

$$f = \frac{\gamma B_0}{2\pi} = \frac{2\mu_z}{h} B_0 \quad (1.16)$$

que es igual a la frecuencia de la radiación intercambiada en la transición entre los estados paralelo y anti-paralelo.

1.2.3 Magnetización de bulto

Estudiemos ahora el efecto de un campo magnético externo sobre una muestra de bulto de un material no magnético. Antes de que se presente el campo, todos los núcleos del material están orientados en direcciones aleatorias como se muestra en la Fig. 1.2 a, dando como consecuencia un momento magnético neto cero. Dado que solo nos interesan los núcleos ^1H , despreciaremos el efecto de los demás núcleos sobre la magnetización de la muestra, A partir de que se aplica el campo magnético, cada momento magnético individual se alinearán en favor o en contra del campo magnético externo. Nuevamente, haremos referencia al estado de baja energía (α) como el estado paralelo y al de baja energía (β) como el anti-paralelo. Si N_α denota la probabilidad de que el núcleo se encuentre en el estado α y N_β denota la probabilidad de que se encuentre en el estado β y considerando que un protón dado debe tomar un estado o el otro, tenemos que:

$$N_\alpha + N_\beta = 1. \quad (1.17)$$

Si el sistema está en equilibrio térmico, las probabilidades estarán gobernadas por la ley de Boltzmann:

$$\frac{N_{\alpha}}{N_{\beta}} = \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (1.18)$$

donde k es la constante de Boltzmann ($k = 1.3806 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$), T es la temperatura absoluta de la muestra y ΔE es la diferencia de energía entre los dos estados (ver Fig. 1.3).

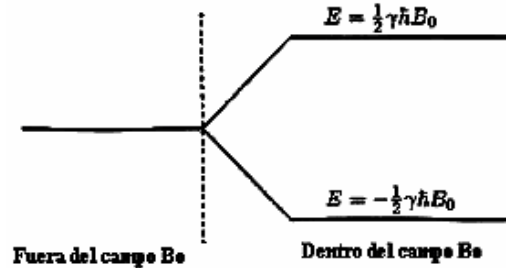


Fig. 1.3 Desdoblamiento Zeeman para un sistema con espín $\frac{1}{2}$.

Para protones a 20°C , ΔE es del orden de 10^{-26} J y kT es del orden de 10^{-21} J . De esta manera la Ec. 1.18 se puede aproximar a:

$$\frac{N_{\alpha}}{N_{\beta}} \approx 1 + \frac{\Delta E}{kT} \quad (1.19)$$

esta última expresión se conoce como “*temperatura de aproximación*”. Haciendo:

$$N_{\alpha} \approx N_{\beta} \approx \frac{1}{2} \quad (1.20)$$

obtenemos que:

$$N_{\alpha} - N_{\beta} \approx \frac{\Delta E}{2kT} \quad (1.21)$$

La Ec. 1.21 representa una estimación del porcentaje neto de los protones que se alinean con el campo magnético externo. El momento magnético neto por unidad de volumen también conocido como la magnetización \vec{M} se puede expresar como sigue:

$$\vec{M} = (N_{\alpha} - N_{\beta}) n \mu_z \hat{z} \approx \frac{\Delta E}{2kT} n \mu_z \hat{z} \quad (1.22)$$

donde n denota el número de protones por unidad de volumen. Esta magnetización neta es invariante en el tiempo a pesar de las interacciones térmicas aleatorias. Sin embargo, con el incremento de la temperatura la magnetización neta se destruye. En suma, dado que ΔE es proporcional a B_0 , se sigue que la magnetización neta es proporcional a la intensidad del campo aplicado. En IRM, la señal de RF de retorno, se obtiene para *seguir* la precesión de este momento magnético, por ello, siempre es deseable tener un campo magnético más intenso para incrementar la magnitud de la magnetización.

1.2.4 Efecto de un pulso de radiofrecuencia

Para analizar los efectos de la radiación de RF sobre la magnetización de una muestra dentro de un campo uniformemente aplicado, necesitamos desarrollar las ecuaciones que gobiernan el comportamiento de la magnetización en presencia del campo magnético. Dado que la magnetización neta es directamente proporcional al momento magnético de un protón individual, esperamos que \vec{M} cumpla con las mismas ecuaciones

diferenciales que μ , suponiendo que los momentos magnéticos individuales no estén mutuamente acoplados.

Cuando una muestra se coloca dentro de un campo magnético uniforme orientado en la dirección z , esta desarrolla una magnetización neta en esta dirección. Suponiendo que en $t = 0$ esta magnetización será filtrada en una dirección tal que:

$$\vec{M}(0) = \hat{x}M_{x0} + \hat{z}M_{z0}. \quad (1.23)$$

La experiencia con momentos magnéticos indica que la magnetización comenzará a precesar con respecto al campo aplicado. Consideremos que es un problema con valores iniciales cuya condición inicial está expresada por la Ec. 1.23 y que las ecuaciones diferenciales que lo gobiernan de manera análoga a las Ecs. 1.11, son las siguientes:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma M_y B_0 \quad (1.24 a)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\gamma M_x B_0 \quad (1.24 b)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = 0. \quad (1.24 c)$$

La solución para estas ecuaciones es:

$$\vec{M} = M_{x0}(\hat{x} \cos \omega t - \hat{y} \sin \omega t) + \hat{z}M_{z0} \quad (1.25)$$

donde $\omega = \gamma B_0$ es la frecuencia angular de precesión. Se puede notar que el vector de magnetización está rotando en sentido levógiro con respecto al campo aplicado.

La trayectoria del vector de magnetización desde el sistema de referencia del laboratorio (estacionario) se muestra en la Fig. 1.4 a. Para tener un sistema de referencia en el que el vector de magnetización sea estacionario, podemos elegir un conjunto de vectores básicos $(\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}')$ para representar el espacio tridimensional. Debido a que la componente z de la magnetización siempre es estacionaria, entonces $\hat{z}' = \hat{z}$. Sabemos que nuestro sistema de referencia debe rotar en sentido levógiro para seguir a la magnetización, para cumplir con estas condiciones proponemos que:

$$\hat{x}' = \hat{x} \cos \omega_r t - \hat{y} \sin \omega_r t \quad (1.26 a)$$

$$\hat{y}' = \hat{x} \sin \omega_r t + \hat{y} \cos \omega_r t \quad (1.26 b)$$

donde ω_r es la frecuencia angular de el sistema. Si hacemos que $\omega_r = \gamma B_0$, la magnetización aparece en nuestro sistema rotante como:

$$\vec{M} = \hat{x}'M_{x0} + \hat{z}'M_{z0} \quad (1.27)$$

que es una constante, indicando que el vector de magnetización es estacionario en el sistema rotante, como se ilustra en la Fig. 1.4 b.

Para analizar el efecto de un campo magnético de RF oscilante linealmente polarizado en la dirección x al que denominaremos B_1 sobre el vector de magnetización, primero consideraremos el hecho de que \vec{B}_0 se orienta en la dirección z y que el estado inicial de \vec{M} está dado por:

$$\vec{M}(0) = \hat{z}M_0. \quad (1.28)$$

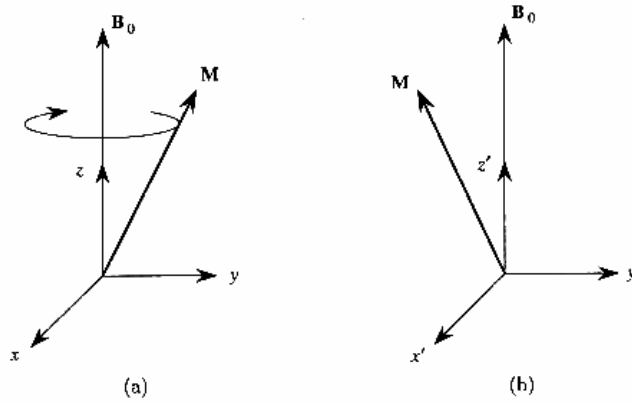


Fig. 1.4 (a) El vector de magnetización neta precesa con respecto al eje de un campo magnético aplicado visto desde el sistema de referencia del laboratorio. (b) El vector de magnetización neta bajo la influencia de un campo magnético aplicado estacionario en el sistema de referencia rotante.

Observamos que el campo magnético RF se puede escribir como:

$$\vec{B}_1 = \hat{x} B_{10} \cos \omega t = \vec{B}_{CW} + \vec{B}_{CCW} \quad (1.29)$$

donde:

$$\vec{B}_{CW} = \frac{1}{2} B_{10} (\hat{x} \cos \omega t - \hat{y} \sin \omega t) \quad (1.30 a)$$

$$\vec{B}_{CCW} = \frac{1}{2} B_{10} (\hat{x} \cos \omega t + \hat{y} \sin \omega t) \quad (1.30 b)$$

siendo B_{10} la magnitud del campo magnético. Esto indica que \vec{B}_1 en la Ec. 1.29 se puede considerar como la suma de dos campos magnéticos rotantes: uno \vec{B}_{CW} que rota en dirección de las manecillas del reloj y la otra \vec{B}_{CCW} que rota en dirección contraria a las manecillas del reloj (Fig. 1.5). Estos campos rotantes se denominan campos circularmente polarizados. Si el campo \vec{B}_1 oscila a la misma frecuencia que nuestro sistema rotante, entonces:

$$\vec{B}_{CW} = \frac{1}{2} B_{10} \hat{x}' \quad (1.31 a)$$

$$\vec{B}_{CCW} = \frac{1}{2} B_{10} (\hat{x}' \cos 2\omega_r t + \hat{y}' \sin 2\omega_r t) \quad (1.31 b)$$

La linealidad del sistema garantiza que los efectos totales del campo de RF se puedan determinar como la suma de los efectos de sus componentes. Por ahora sólo consideraremos el efecto de \vec{B}_{CW} puesto que se puede demostrar que \vec{B}_{CCW} no tiene un efecto significativo sobre el vector de magnetización.

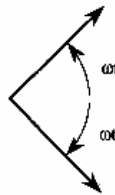


Fig. 1.5 Un campo linealmente polarizado se puede descomponer en dos campos rotantes opuestos.

Para considerar los efectos de \vec{B}_{cw} trasladaremos la ecuación de movimiento

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B} \quad (1.32)$$

a nuestro sistema de referencia rotante, obteniendo que:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= \frac{d}{dt} (\hat{x}' M_{x'} + \hat{y}' M_{y'} + \hat{z}' M_{z'}) \\ &= M_{x'} \frac{d\hat{x}'}{dt} + M_{y'} \frac{d\hat{y}'}{dt} + \hat{x}' \frac{dM_{x'}}{dt} + \hat{y}' \frac{dM_{y'}}{dt} + \hat{z}' \frac{dM_{z'}}{dt} . \end{aligned} \quad (1.33)$$

Las Ecs. 1.26, se pueden reformular como sigue:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \hat{x}' \\ \hat{y}' \end{pmatrix} = \vec{\Omega} \times \begin{pmatrix} \hat{x}' \\ \hat{y}' \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

donde $\vec{\Omega} = -\omega_r \hat{z}$, entonces la Ec. 1.33 se puede escribir como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{M} + \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (1.35)$$

donde $\frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$ representa la derivada en el tiempo de \vec{M} vista desde el sistema de referencia rotante. Combinando las Ecs. 1.32 y 1.35, obtenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \frac{d\vec{M}}{dt} - \vec{\Omega} \times \vec{M} = \gamma \vec{M} \times \vec{B} - \vec{\Omega} \times \vec{M} \\ &= \gamma \vec{M} \times \left(\vec{B} + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma} \right) = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_{ef} . \end{aligned} \quad (1.36)$$

El valor del campo magnético efectivo \vec{B}_{ef} en el sistema de referencia rotante está dado por:

$$\vec{B}_{ef} = \hat{z} \left(B_0 - \frac{\omega_r}{\gamma} \right) + \hat{x}' \frac{B_{10}}{2} . \quad (1.37)$$

donde, solamente consideramos el efecto del \vec{B}_{cw} ya que como se demostrará más adelante (Ec. 1.42) el efecto del \vec{B}_{ccw} es despreciable. Debido a que elegimos la frecuencia de rotación del sistema de referencia igual a la frecuencia de Larmor $\omega_r = \gamma B_0$, la componente z del campo magnético efectivo desaparecerá. Del conocimiento de la Ec. 1.36, podemos predecir que el vector de magnetización precesará con respecto al campo magnético efectivo en el sistema de referencia rotante, será simplemente:

$$\vec{B}_{ef} = \hat{x}' \frac{B_{10}}{2} . \quad (1.38)$$

La rotación tiene una frecuencia angular

$$\omega_{rot} = \gamma B_{ef} . \quad (1.39)$$

El movimiento resultante mostrado en la Fig. 1.6 por lo antes expuesto, queda claro que podemos rotar el vector de magnetización desde su posición de equilibrio hasta cualquier ángulo deseado, mediante la aplicación de un campo magnético oscilante en el

plano transverso. La aplicación de un pulso de RF durante T segundos, producirá una deflexión angular dada por:

$$\theta = \gamma B_{ef} T . \quad (1.40)$$

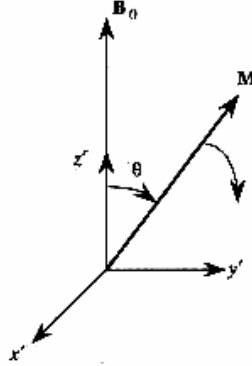


Fig. 1.6 Bajo la influencia de un campo magnético de RF en la dirección x' , se puede rotar la magnetización lejos de su posición de equilibrio.

Observamos en la Ec. 1.40 que una razón giromagnética grande nos permite perturbar el vector de magnetización sacándolo de su posición de equilibrio más rápidamente. En la práctica se busca rotar \vec{M} en ángulos de $\pi/2$ y π , consiguiéndose los conocidos como *pulso en $\pi/2$* y *pulso en π* , cuyas duraciones se pueden determinar teóricamente a partir de la Ec. 1.40:

$$T_{\pi/2} = \frac{\pi}{2\gamma B_{ef}} \quad (1.41 \text{ a})$$

$$T_{\pi} = \frac{\pi}{\gamma B_{ef}} \quad (1.41 \text{ b})$$

Si siguiendo un pulso de $\pi/2$ el vector de magnetización precesa en el plano transverso visto desde el sistema de referencia del laboratorio. Si se coloca adecuadamente una antena de RF alrededor de la muestra, se inducirá en ella una fuerza electromotriz (fem) debido a la rotación del vector de magnetización.

El efecto del \vec{B}_{ccw} se puede observar claramente si establecemos un nuevo sistema de referencia rotante (x'', y'', z'') que gire con el \vec{B}_{ccw} . En este sistema rotante \vec{B}_{ccw} es una constante: $\vec{B}_{ccw} = 1/2 B_{10} \hat{x}''$. Siguiendo un procedimiento similar al descrito anteriormente, encontramos que el campo magnético efectivo en el nuevo sistema de referencia rotatorio está dado por:

$$\vec{B}_{ef} = \hat{z} \left(B_0 + \frac{\omega_r}{\gamma} \right) + \hat{x}'' \frac{B_{10}}{2} = \hat{z} 2B_0 + \hat{x}'' \frac{B_{10}}{2} . \quad (1.42)$$

Esto indica que el vector de magnetización precesará con respecto del \vec{B}_{ef} a una frecuencia angular $\omega_r = \sqrt{4B_0^2 + \frac{1}{4}B_{10}^2}$. La dirección del \vec{B}_{ef} se desvía del eje z un ángulo:

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{B_{10}}{4B_0} \right). \quad (1.43)$$

Dado que el valor del B_{10} es algunos ordenes de magnitud inferior que el de B_0 , entonces $\omega_{rot} \approx 2\gamma B_0$ y $\theta \approx 0$; por tanto, el efecto del \vec{B}_{ccw} es despreciable. Por ello, solo \vec{B}_{cw} tiene un efecto significativo sobre el vector de magnetización.

Usando el mismo procedimiento, se puede demostrar que el efecto de frecuencias lejanas a la frecuencia de Larmor es despreciable. Por supuesto, cuando la frecuencia es cercana a la frecuencia de Larmor, el efecto si es apreciable.

1.2.5 Las ecuaciones de Bloch

Después de la aplicación de un pulso de RF a $\pi/2$, nuestro modelo predice que el vector de magnetización se mantendrá rotando en el plano transverso. Esto es inconsistente con las observaciones experimentales que muestran un decaimiento de inducción libre (FID por sus siglas en inglés: Free Induction Decay) en la señal recibida, como se muestra en la Fig. 1.7. Para explicar este efecto, primero examinaremos el modelo fenomenológico de la RMN propuesto por Bloch y después revisaremos nuestro modelo para proporcionar una base física para la relajación (decaimiento) de la magnetización.

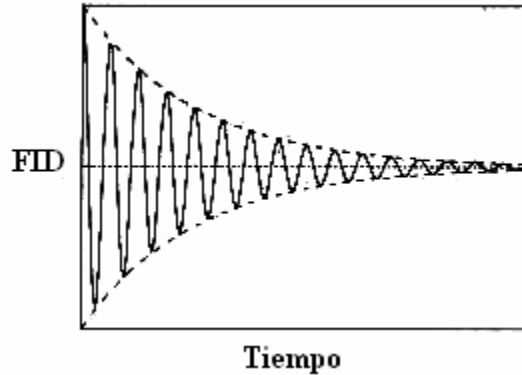


Fig. 1.7 La FID recibida después de la aplicación de un pulso en $\pi/2$. Debido a la relajación, la señal de RMN recibida muestra un decaimiento exponencial.

Las ecuaciones de Bloch, proporcionan un modelo sencillo del comportamiento de un sistema de espines nucleares después de aplicárseles un pulso de excitación. La única limitación del modelo es que es una aproximación desde el punto de vista de la mecánica clásica y por tanto, no puede explicar los detalles finos de los espectros de RMN ya que estos se deben típicamente a complejos efectos cuánticos. De acuerdo con Canet (1996), las ecuaciones de Bloch se pueden escribir como sigue:

$$\frac{dM_{x,y}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{T_2} \quad (1.44)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_z + \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (1.45)$$

donde T_2 y T_1 se conocen como los tiempos de relajación transversal y longitudinal respectivamente, y M_0 denota el valor de la magnetización en equilibrio que suponemos se

mantiene en la dirección z . Podemos notar que estas ecuaciones son muy similares a las ecuaciones que desarrollamos basadas en el comportamiento de un momento magnético aislado. Veremos que de hecho las causas físicas de la relajación se relacionan con la influencia mutua entre los momentos magnéticos y sus interacciones con el medio ambiente. T_1 es el tiempo promedio que tarda el núcleo en ceder su energía en exceso a la red, este proceso se conoce como de *relajación longitudinal* o *relajación espín-red* y se manifiesta como una recuperación de la magnetización longitudinal M_z . Simultáneamente los espines de los núcleos adyacentes intercambian energía entre sí, a este proceso se le conoce como *relajación transversal*, *relajación espín-espín* o *tiempo de relajación T_2* y se manifiesta como la destrucción de la magnetización transversal M_{xy} . Para cualquier sistema de espines T_1 siempre es mucho mayor que T_2 . T_1 toma valores en el intervalo de 300 a 2000 ms y T_2 está entre 30 y 150 ms. Estos factores que no se consideran en el desarrollo del modelo previo.

No encontraremos la solución general de las ecuaciones de Bloch, sino que solo examinaremos el caso especial en el que la magnetización es deflectada por un pulso de $\pi/2$. Después del pulso, sabemos que B_0 persiste y nos concentramos en el comportamiento de la magnetización. Como veremos, el efecto del proceso de relajación es el regreso del vector de magnetización a su estado de equilibrio térmico [10]. Consideremos la situación en la que el campo de RF se aplica en el plano transversal de tal forma que inicialmente tenemos:

$$\vec{M}(0) = \hat{x}M_0. \quad (1.46)$$

La Ec. 1.44, se puede escribir como:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma M_y B_0 - \frac{M_x}{T_2} \quad (1.47 \text{ a})$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\gamma M_x B_0 - \frac{M_y}{T_2}, \quad (1.47 \text{ b})$$

resolviendo las Ecs. 1.47, obtenemos:

$$M_x(t) = M_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \cos(\gamma B_0 t) \quad (1.48 \text{ a})$$

$$M_y(t) = -M_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \text{sen}(\gamma B_0 t). \quad (1.48 \text{ b})$$

Si uno alinea apropiadamente una antena para detectar la señal de RF así generada, la señal recibida o FID aparecerá como se muestra en la Fig. 1.7.

Como B se mantiene en la dirección z , el producto $\vec{M} \times \vec{B}$ nunca tendrá una componente z diferente de cero. Así, la segunda ecuación de Bloch (Ec. 1.45) se reduce a:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (1.49)$$

La solución de la Ec. 1.49 es bien conocida, y si $M_z(0) = 0$, entonces:

$$M_z(t) = M_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \right] \quad (1.50)$$

esta última ecuación, indica que gradualmente se restablece la magnetización en la dirección z . De las Ecs. 1.48 a, 1.48 b y 1.50, podemos visualizar el regreso del vector de magnetización al equilibrio, como se observa en la Fig. 1.8.

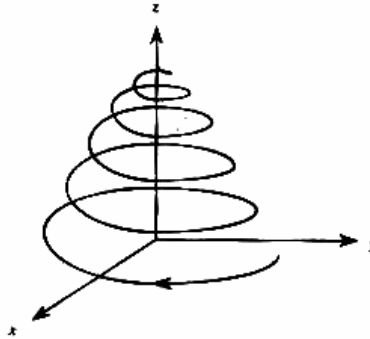


Fig. 1.8 La trayectoria de la punta del vector de magnetización regresa al equilibrio, visto desde el sistema de referencia del laboratorio.

1.2.6 Selección del corte mediante un gradiente de campo magnético

La señal que recibe la antena de RF está constituida por la suma de todas las señales locales de cada región de la muestra. Si la muestra fuera homogénea, la señal sería idéntica sin importar su origen. En la práctica, las muestras de estudio son heterogéneas y es definitivamente importante, determinar el origen espacial de la señal, para poder hacer un mapeo y generar una imagen del objeto.

Existen dos métodos de localización espacial: la *recepción selectiva* y la *codificación espacial*. Para ambos casos, se requiere de gradientes de campo magnético, en muchos sistemas se aplican los gradientes en cada coordenada espacial, logrando con ello un ajuste independiente para cada ubicación.

El campo gradiente lineal es un tipo especial de campo magnético inhomogéneo cuya componente z varía linealmente a lo largo de una dirección específica denominada la *dirección gradiente*.

1.2.6.1 Corte por excitación selectiva

Para excitar los espines de una región específica, se usa un campo gradiente y un pulso de RF. Matemáticamente, un corte sobre una muestra tridimensional, se define mediante la siguiente desigualdad:

$$|\vec{\zeta}_s \cdot \vec{r} - s_0| < \frac{\Delta s}{2} \quad (1.51)$$

donde $\vec{\zeta}_s$ representa la orientación del corte o sección seleccionada, Δs es el espesor del corte medido en la dirección de $\vec{\zeta}_s$ y s_0 es la distancia del corte al origen, como se muestra en la Fig. 1.9.

Un pulso de RF será espacialmente selectivo si la frecuencia de resonancia depende de la posición, variando linealmente a lo largo de la dirección del corte seleccionado. Se logra esta condición haciendo más homogéneo el campo magnético principal, mediante un gradiente de campo lineal durante el período de excitación, conocido como *gradiente de selección de corte* \vec{G}_{sc} .

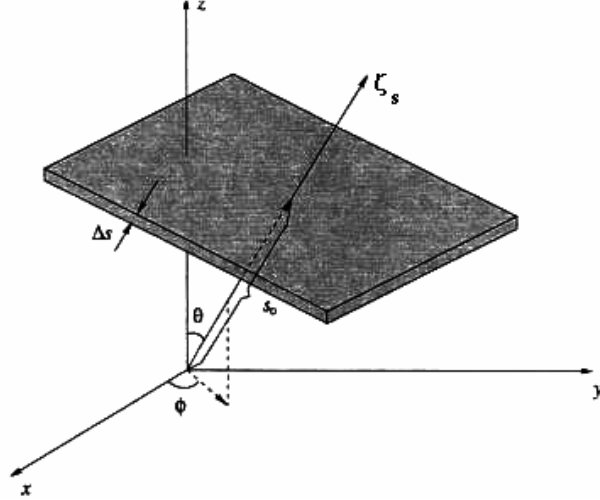


Fig. 1.9 Parámetros característicos de un corte con orientación arbitraria.

El gradiente selector de corte se define como:

$$\vec{G}_{sc} = (G_{scx}, G_{scy}, G_{scz}) = G_{sc} \hat{\xi}_G \quad (1.52)$$

donde $\hat{\xi}_G$ es el vector unitario de la orientación y G_{sc} es la magnitud del vector gradiente de selección de corte.

La frecuencia de resonancia del espín variará linealmente a lo largo del corte seleccionado si:

$$\hat{\xi}_G = \hat{\xi}_s \quad (1.53)$$

Esta ecuación, se puede escribir en términos de los senos y cosenos directores, de acuerdo con los ángulos de orientación (ϕ , θ) mostrados en la Fig. 1.9, bajo esta consideración, las componentes del vector de la Ec. 1.51 son las siguientes:

$$G_{scx} = G_{sc} \text{sen } \theta \cos \phi \quad (1.54 \text{ a})$$

$$G_{scy} = G_{sc} \text{sen } \theta \text{sen } \phi \quad (1.54 \text{ b})$$

$$G_{scz} = G_{sc} \cos \theta \quad (1.54 \text{ c})$$

Estas ecuaciones muestran las componentes del vector gradiente necesario para seleccionar el corte en una dirección arbitraria.

1.2.6.2 Codificación del campo gradiente

Una muestra ideal unidimensional con una distribución de espines $\rho(x)$, una vez expuesta a un pulso de excitación de RF, recibe un campo magnético compuesto por B_0 más un gradiente de campo lineal (G_x) como el definido en la Ec. 1.52, es decir:

$$B(x) = B_0 + G_x x \quad (1.55)$$

Sustituyendo este campo en la expresión de la frecuencia angular:

$$\omega = \gamma B(x) \quad (1.56)$$

obtenemos:

$$\omega(x) = \gamma B_0 + \gamma G_x x \quad (1.57)$$

Según la Ec. 1.14 el primer término de la Ec. 1.55 corresponde a la frecuencia de Larmor ω producida por B_0 .

La expresión anterior muestra la dependencia espacial de ω , esta propiedad nos permitirá realizar un mapeo de la muestra a través de un espectro de señales.

Para una distribución lineal en equilibrio térmico después de cada pulso de RF, el momento magnético transversal (m_T) localizado en la posición x según la Ec. 1.48a será:

$$dm_T(x,t) = M_{x0} e^{i\omega(x)t} e^{-t/T_2} dx . \quad (1.58)$$

La señal $S(t)$ se obtiene de la contribución de todos los elementos $dm(x,t)$:

$$S(t) = \int_x M_{x0} e^{i\gamma(B_0 + G_x)t} e^{-t/T_2} dx . \quad (1.59)$$

Considerando que el momento magnético fuera del objeto no existe, podemos extender los límites de integración hasta infinito e identificando la envolvente de la señal como $e^{i\gamma B_0 t} = e^{i\omega_0 t}$, en virtud de la Ec. 1.14, tenemos:

$$S(t) = e^{i\omega_0 t} \int_{-\infty}^{\infty} M_{x0} e^{i\gamma G_x t} e^{-t/T_2} dx . \quad (1.60)$$

La expresión anterior, muestra una señal de RF modulada por la frecuencia de Larmor. Para obtener un espectro espacial de la señal a partir de su definición temporal, aplicaremos una transformada de Fourier, definiendo previamente la variable espacial $k(t)$:

$$k(t) = \gamma G t . \quad (1.61)$$

Despejando t de la Ec. 1.61 y recordando que $G_x = \vec{G} \cdot \vec{x}$ sustituimos en la Ec. 1.60 para obtener la señal $S(t)$ en términos de la variable espacial:

$$S(k(t)) = e^{k(t)/\gamma G T_2} \int_{-\infty}^{\infty} M_{x0} e^{ik(t)x} dx . \quad (1.62)$$

Redefiniendo las formas funcionales como una envolvente y una función de distribución espacial, tenemos:

$$W(k(t)) = e^{k(t)/\gamma G T_2} \quad (1.63)$$

$$G(k(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} M_{x0} e^{ik(t)x} dx \quad (1.64)$$

podemos escribir ahora la Ec. 1.62 como:

$$S(k) = W(k) G(k) . \quad (1.65)$$

La transformada de Fourier de la Ec. 1.67 será:

$$\mathfrak{F}\{S(k)\} = \mathfrak{F}\{W(k) \cdot G(k)\} \quad (1.66)$$

al aplicar el teorema de la convolución a la Ec. 1.66 obtenemos:

$$\mathfrak{F}\{S(k)\} = \mathfrak{F}\{W(k)\} \otimes \mathfrak{F}\{G(k)\} \quad (1.67)$$

o de forma alternativa:

$$\mathfrak{F}\{S(k)\} = P(x) \otimes M_{x0} \quad (1.68)$$

donde identificando un decaimiento exponencial en términos de T_2 , según la Ec. 1.63:

$$P(x) = \mathfrak{F}\{W(k)\} \propto \frac{1}{1 + (\gamma G T_2)^2 x^2} \quad (1.69)$$

La función $P(x)$ se conoce como la función punto de dispersión (PSF del inglés Point Spread Function) que es característica de la muestra.

Para obtener imágenes en dos o tres dimensiones, se debe variar el campo magnético B_0 en todas las direcciones, esto se logra mediante la presencia de campos magnéticos gradiente que varíen ya sea en amplitud o en dirección en función del tiempo.

Generalizando las Ecs. 1.61, 1.55 y 1.57 y definiendo a τ como el tiempo de aplicación del pulso tenemos que:

$$\vec{k}(t) = -\gamma \vec{G} \tau \quad (1.70)$$

$$B(\vec{r}, t) = B_0 + \vec{r} \cdot \vec{G}(t) \quad (1.71)$$

$$\omega(\vec{r}, t) = \omega_0 + \gamma \vec{r} \cdot \vec{G}(t) \quad (1.72)$$

Dado que ω es una función de la posición y el tiempo, la fase Θ acumulada por un voxel de magnetización M a un tiempo t después de la excitación está expresada por:

$$\Theta(\vec{r}, t) = \int_0^t \omega(\vec{r}, t') dt' = \omega_0 t + \gamma \int_0^t \vec{r} \cdot \vec{G}(t') dt' \quad (1.73)$$

Redefiniendo la Ec. 1.68, tenemos:

$$\vec{k}(t) = \gamma \int_0^t \vec{G}(t') dt' \quad (1.74)$$

Introduciendo esta última expresión en la Ec. 1.73 y orientándola en un sistema de referencia rotante, el primer término desaparece y la ecuación se reduce a:

$$\Theta(\vec{r}, t) = \vec{r} \cdot \vec{k}(t) \quad (1.75)$$

Finalmente, redefiniendo la Ec. 1.62 para pasar del caso unidimensional al tridimensional de una señal demodulada e integrando sobre el volumen V del voxel:

$$S(\vec{k}(t)) = \int_V M_0(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{r} \cdot \vec{k}(t)} dv \quad (1.76)$$

1.3 Concepto del espacio k

Según lo expuesto en la sección anterior, para obtener una imagen debemos conocer la función $S(\vec{k})$ que corresponde a la señal en el *espacio fase* \vec{k} .

La información adquirida mediante gradientes pequeños, se localiza cerca del centro del espacio $\vec{k}(t)$, mientras que la adquirida mediante gradientes grandes se localizará lejos del centro. Esto indica que manipulando la magnitud de los gradientes se puede controlar la resolución y el contraste de la imagen.

Las posiciones en el espacio $\vec{k}(t)$ se ocupan y se ordenan mediante una secuencia de pulsos. La secuencia de pulsos utilizada, determina la calidad de la imagen a través del control de sus parámetros. Un espacio $\vec{k}(t)$ grande proporcionará una imagen de alta resolución mientras que un espacio que cubre sólo su parte central, proporcionará una imagen con una pobre resolución.

Cabe resaltar que llenar el espacio $\vec{k}(t)$ requiere de mucho tiempo y es difícil evitar el movimiento del paciente, con la consecuente distorsión de la imagen. El incremento del tamaño y del número de líneas del espacio k , disminuye el tamaño de cada elemento de la imagen. Considerando que el número de átomos de hidrógeno por unidad de volumen es

finito, al reducir el tamaño del voxel se reduce el número de átomos contenidos en el mismo, con la consecuente disminución en magnitud de la señal.

1.3.1 Imágenes de RM en dos dimensiones

El método más común de imagenología en dos dimensiones se conoce como Eco Espín en Dos Dimensiones por Transformada de Fourier Directa, que se muestra en la Fig. 1.10.

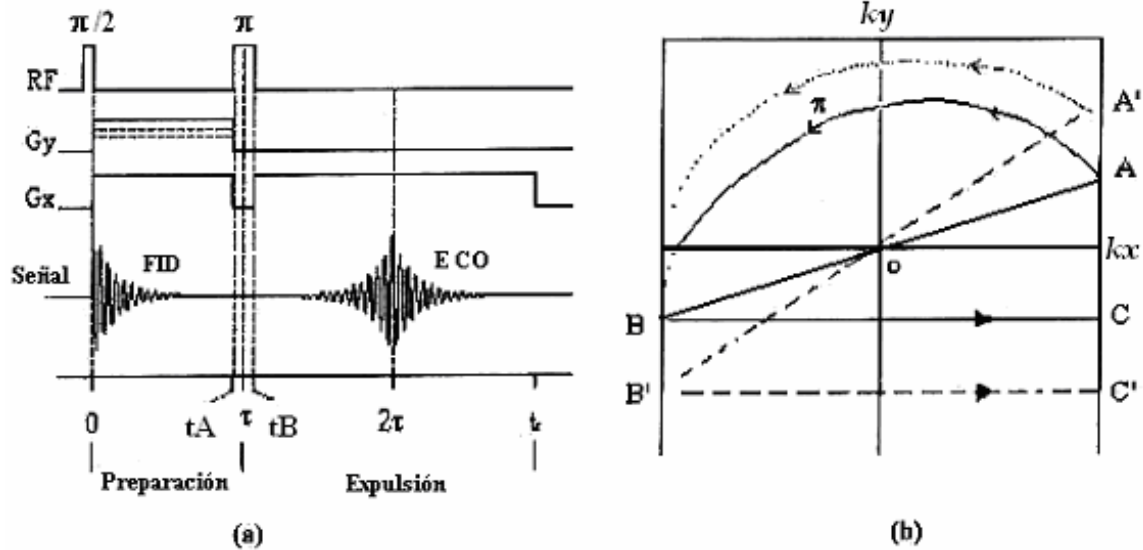


Fig. 1.10 Diagrama temporal de la secuencia de eventos y su descripción como una trayectoria en el espacio k . (a) Espacio t . (b) Espacio k .

Una vez recibido el pulso de excitación, todos los espines del corte seleccionado brincan al plano transversal y precesan de manera coherente, esta será la única porción de todo el objeto que genera una señal.

La condición de excitación mostrada en la Fig. 1.10a para el instante $t=0$ corresponde al punto 0 en el espacio k según se muestran en la Fig. 1.10b, en este momento se libera el pulso FID que corresponde a la señal producida por la precesión libre del vector de magnetización de bulto con respecto del campo B_0 debido a la ley de inducción de Faraday, señal que con el tiempo decrece en amplitud. La magnetización de cada voxel comienza a evolucionar al aplicarse los gradientes de codificación en frecuencia G_x y de codificación en fase G_y como se explica en la sección 1.2.6.2. Esta evolución se desarrolla durante el tiempo τ que en la Fig. 1.10b está representado por el segmento $0A$.

Al aplicar un pulso π en $t_A = \tau$, la magnetización en cada voxel brincará un ángulo π , es decir, desde el punto A al borde del dominio del espacio k cambiará su posición al punto B . En este lugar según la Ec. 1.63 las componentes en el plano x - y de $\vec{k}(t)$ serán:

$$k_x = -\gamma G_x \tau \quad (1.77 \text{ a})$$

$$y \quad k_y = -\gamma G_y \tau \quad (1.77 \text{ b})$$

cada voxel de magnetización tiene una fase acumulada:

$$\vec{r} \cdot \vec{k} = -\gamma G_y \tau - \gamma G_x \tau \quad (1.78)$$

esta fase corresponde a la fase inicial de la subsecuente precesión, a este proceso se le conoce como período de *codificación de fase*. En $t = t_B$ comienza el período de *expulsión* aquí solo se aplica G_x , el segmento corresponde a la trayectoria BC donde se muestrea la señal $S(\vec{k}(t))$. Las componentes de $\vec{k}(t)$ son:

$$k_x(t) = -\gamma G_x \tau + \gamma G_x (t - \tau) \quad (1.79 \text{ a})$$

$$y \quad k_y = -\gamma G_y \tau \quad (1.79 \text{ b})$$

la fase dependiente del tiempo para la magnetización del voxel en (x, y) está dada por:

$$\Theta(\vec{r}, t) = y k_y + x k_x \quad (1.80)$$

sustituyendo las Ecs. 1.79 a y b en la Ec. 1.80, obtenemos:

$$\Theta(\vec{r}, t) = -y \gamma G_y \tau + x \gamma G_x (t - \tau) \quad (1.81)$$

Considerando a M_T como la magnetización en un voxel y siendo consistentes con la Ec. 1.76, cada voxel proporcionará una señal $S(t)$ que físicamente se manifiesta como un voltaje inducido, representado de la siguiente manera:

$$S(t) = M_T(x, y) e^{-i(-y \gamma G_y \tau - x \gamma G_x \tau + x \gamma G_x (t - \tau))} \quad (1.82)$$

La señal superpuesta de todos los voxeles en el corte seleccionado será la señal eco:

$$S(t) = \int_{x,y} M_T(x, y) e^{-i(-y \gamma G_y \tau - x \gamma G_x \tau + x \gamma G_x (t - \tau))} dx dy \quad (1.83)$$

De la expresión anterior tenemos que el máximo eco se producirá en $t = 2\tau$ cuando todos los espines en la misma coordenada y tengan instantáneamente la misma fase, independientemente de su posición x . Esta es la condición de coherencia máxima para $k_x = 0$ con una k_y dada y ocurre en el centro del segmento BC .

El muestreo de $S(t)$ durante el período de expulsión representa el muestreo de $S(k_x, k_y)$ en el valor constante k_y dado por la amplitud y del gradiente de codificación de fase G_y . Así que el muestreo se realiza a lo largo de la línea horizontal en el espacio k .

Las líneas paralelas a k_x serán generadas por nuevas excitaciones selectivas con el mismo procedimiento utilizando la misma G_x y un nuevo G_y . Esto generará otra condición de fase inicial para cada voxel, que dependerá de su posición a lo largo de y .

Este procedimiento se repite varias veces cubriendo el intervalo $[-G_{y\max}, G_{y\max}]$, muestreando la señal eco n veces en cada ciclo de expulsión. Adquiriendo un arreglo de datos para $S(\vec{k}(t))$ sobre la región del espacio k seleccionada:

$$S(k_x, k_y) = S(G_x t, G_y t) \int_{x,y} M(x, y) e^{-i G_y y t} e^{i G_x x t} dx dy \quad (1.84)$$

La distribución en dos dimensiones de la magnetización $M(x, y)$, se obtiene mediante la transformada rápida compleja de Fourier en dos dimensiones de la señal $S(k_x, k_y)$, cuyo módulo se utiliza para controlar la intensidad del píxel en la pantalla del escáner, produciendo finalmente la imagen del corte seleccionado en función de la región de interés para el análisis clínico indicado por el médico.

1.4 Principales tiempos de relajación

Los tiempos de relajación mencionados en la sección 1.2.5, son principalmente de cuatro tipos los identificados en la IRM:

a) T_1 : *tiempo de relajación longitudinal.*

Un sistema de espines está en equilibrio dentro de B_0 , porque su magnetización neta se alinea con él. La aplicación de un pulso transversal de RF, cambia la dirección de la magnetización y su recuperación implica una pérdida de energía del sistema de espines. T_1 es el tiempo requerido para que la energía se transfiera del sistema de espines al material o red. Este tiempo también se conoce como *tiempo de relajación espín-red.*

b) T_2^* : *Tiempo de relajación transversal experimental.*

Si un sistema de espines se excita con un pulso $\pi/2$, la magnetización neta rotará en un plano transversal al campo externo aplicado. En este plano se detectará la magnetización transversal y decaerá a lo largo del tiempo con un tiempo constante dado por T_2^* .

Muchos factores contribuyen a este proceso de decaimiento, por ejemplo:

- 1) El regreso de los espines a la dirección de equilibrio.
- 2) La pérdida de coherencia precesional en el plano transversal debido a los corrimientos químicos.
- 3) La pérdida de la coherencia precesional debido a inhomogeneidades del campo magnético.
- 4) Intercambio de los estados de excitación de los espines dentro del sistema.

c) T_2 : *tiempo de relajación transversal.*

La descripción anterior de T_2^* incluye factores debidos a las propiedades de la muestra, a la técnica o al equipo experimental. Se define T_2 como el tiempo de relajación transversal debido únicamente a la muestra, también se le reconoce como *tiempo de relajación espín-espín.*

d) $T_{1\rho}$: *tiempo de relajación espín-red en el sistema de referencia rotatorio.*

El comportamiento de T_1 a muy bajas frecuencias corresponde a intensidades de campo magnético bajas. T_1 se puede medir a estas intensidades aplicando un campo magnético B_1 débil que rote a la frecuencia de Larmor del sistema de espines, de esta manera, se puede observar el decaimiento de los espines alineados con este campo B_1 en el sistema de referencia rotatorio. El tiempo constante asociado con esta relajación se define como $T_{1\rho}$.

Debemos apreciar que estos tiempos de relajación son constantes introducidas fenomenológicamente. Se debe considerar, que T_1 siempre es más largo que T_2 excepto en el caso de líquidos puros donde los tiempos son muy parecidos, ya que la magnetización no se puede recuperar en la dirección del campo magnético sin desaparecer del plano transversal, análogamente, T_2 siempre es mayor que T_2^* .

1.5 Secuencias de pulsos para medir tiempos de relajación y contraste

El contraste en las imágenes de IRM se debe principalmente a los tiempos de relajación de los protones en cada tejido, excepto en tejidos como los huesos corticales y los pulmones donde la señal es muy baja. Dado que en el cerebro la densidad de protones casi no varía el contraste es más difícil, además los protones de los lípidos se encuentran muy cercanos entre sí haciendo T_2 demasiado corto como para ser detectado por la mayoría de los sistemas de IRM.

La intensidad de la señal de IRM depende de la relación entre los tiempos de relajación de los tejidos y de ciertos parámetros específicos del proceso de imagenología. En la IRM se utilizan diversas secuencias de adquisición para lograr diferentes tipos de contraste dependiendo del problema clínico.

La clave en la IRM es la técnica utilizada para coleccionar los datos o *secuencias de pulsos* como la mostrada en la Fig. 1.10a son programas computacionales para controlar todas las componentes medibles del proceso. Los pasos seguidos por el sistema para producir una secuencia de pulsos de información en bloques repetidos, se conocen como *ciclos*. Algunos proveedores de secuencias de pulsos implementan las mismas técnicas, aunque con diferente nombre. Sin embargo, las similitudes entre ellas permiten su clasificación [11].

1.5.1 Eco espín

Es la secuencia más común y se basa en la detección de un *eco espín* o *eco de Hahn*. Utiliza un pulso de excitación (pulso α) y uno o más pulsos de excitación a π grados reenfocando la magnetización transversa. Los pulsos de reenfocamiento excitan el mismo volumen de tejido que el pulso de excitación. Cada uno produce un eco conocido como *Spin Echo* (SE). La diferencia entre las secuencias SE está en el número de pulsos de reenfocamiento y el número de codificaciones de fase utilizadas en la medición.

1.5.2 Eco espín de un solo eco

Utiliza un pulso de excitación y un pulso de reenfocamiento de magnitud π por sección del ciclo, utiliza una multisección o estructura del ciclo de sección secuencial. Aplica una sola amplitud en un gradiente de codificación en fase a través de un pulso de excitación. Se mide desde la sección excitada en el tiempo eco (T_E) seleccionado siguiendo la dirección de aplicación del pulso gradiente de codificación en fase. Las variaciones en la amplitud de la señal resultante, se deben a las propiedades específicas de los tejidos, como son T_1 , T_2 , densidad de protones o velocidad de flujo.

1.5.3 Eco espín multieco

Las secuencias multieco, tienen la misma estructura de las secuencias de un solo eco, excepto que se envía más de un pulso reenfocante de magnitud π por cada sección del ciclo. Cada pulso de reenfocamiento produce un eco espín a diferente T_E . Se aplica solo un gradiente de codificación en fase por pulso de excitación, cada eco difiere en la ponderación del T_2 . Los pasos para codificar en fase utilizados en la reconstrucción de una imagen se desarrollan en el mismo T_E . Se utilizan en la obtención de imágenes de ponderación intermedia (T_E cortos) y de ponderación en T_2 (T_E largos), cuando el tiempo de repetición (T_R) es suficientemente largo como para permitir la relajación completa en T_1 . Típicamente T_R está entre 2000 y 4500 ms y T_E de 20 ms en ponderación intermedia y de 90 a 140 ms en ponderación de T_2 .

1.5.4 Recuperación por inversión

Aplica un pulso de RF en un ángulo π previo al pulso de excitación primaria invirtiendo la magnetización neta. Durante la relajación T_1 la magnetización neta de cada tejido pasa de una condición de inversión a través de una magnetización neta cero hasta una de relajación. El tiempo de inversión T_I fija el intervalo de tiempo de relajamiento. Los

subsecuentes pulsos de excitación producen magnetización transversa durante la localización espacial. Estas imágenes tienen una considerable ponderación en T_1 y proporciona un excelente control del contraste.

Se aplican en la supresión de la señal proveniente del tejido. La selección de T_1 cuando el tejido tiene una magnetización cero hará que el tejido no genere señal. A T_1 se le conoce como el *punto nulo* o *tiempo nulo* para el tejido y este es de 0.692 veces el T_1 requerido para suprimir la señal del tejido, suponiendo que T_R es mucho mayor que el T_1 del tejido.

1.5.5 Recuperación por saturación

Esta secuencia no necesita esperar que se relajen todos los espines para iniciar la nueva excitación, característica que hace a la secuencia de recuperación por inversión muy lenta, sólo requiere una recuperación parcial. Se le conoce como saturación parcial (Partial Saturation en inglés). Los pulsos $\pi/2$ se repiten en un intervalo de tiempo T_R relativamente corto y la señal es proporcional a la cantidad de espines que se recuperan a lo largo de la posición de alineación en el tiempo T_R .

1.5.6 Eco gradiente

La señal se forma siguiendo la inversión de un solo pulso gradiente. La secuencia permite la obtención de imágenes de alto contraste utilizando $T_R < 300$ ms. El contraste de imágenes depende del ángulo del pulso de excitación. Se usan TE 's más cortos que en las secuencias basadas en eco espín. La ausencia del pulso π disminuye la potencia de RF depositada en el paciente, evitando con ello posibles problemas de calentamiento de los tejidos. Son más sensibles a las fuentes de defasamiento permanentes, como son las inhomogeneidades del campo magnético o las diferencias en la susceptibilidad magnética que a menudo produce artefactos de imagen que también se pueden aprovechar para mejorar el contraste de los tejidos.

1.5.7 Eco gradiente degradado

Degrada el gradiente posteriormente a la detección de la señal minimizando la magnetización transversa residual. Consiste en aplicar pulsos gradiente “*degradando*” o “*aplastando*” la magnetización transversa por variación “*aleatoria*” de la fase del pulso de excitación de RF en cada aplicación. La magnetización residual transversa se reduce permitiendo que solo la magnetización longitudinal prevalezca al momento del siguiente pulso de excitación, permitiendo la adquisición de imágenes ponderadas en T_1 con ponderación intermedia, muy útiles en estudios de imágenes abdominales mediante un agente de contraste y sosteniendo la respiración.

1.6 Imágenes ultrarrápidas

En esta técnica el tiempo para la obtención de imágenes es menor que en los métodos convencionales. El tiempo total para la adquisición de datos (T_{adq}) para una imagen eco espín es:

$$T_{adq} = N_{adq} N_{cod} T_r \quad (1.85)$$

donde N_{adq} es el número de adquisiciones de la señal en cada señal codificada, N_{cod} es el número de codificaciones y T_r es el intervalo de tiempo entre dos señales codificadas consecutivas. El T_{adq} disminuye al reducir cualquiera de los tres parámetros: N_{adq} , N_{cod} o T_r

juntos o por separado. El costo de reducir el N_{adq} es la disminución del cociente señal a ruido llegando al límite absoluto cuando $N_{adq} = 1$ por tanto, para lograr una imagen en poco tiempo es mejor reducir significativamente el producto $N_{cod} T_r$.

1.6.1 Imágenes eco espín rápidas

Conocidas como FSE por sus siglas en inglés (Fast Spin Echo), utilizan la secuencia generadora de eco espín múltiple, cada una codifica en fase o en frecuencia. Con esta secuencia de adquisición las n_s señales eco se generan en los pulsos de excitación cada π , al codificarlas de manera diferente, las n_s líneas del espacio k serán generadas por cada excitación. Suponiendo que el número total de codificaciones requeridas para cubrir el espacio k es N_{cod} , entonces el número de excitaciones (N_{exc}) necesarias estará dado por:

$$N_{exc} = \frac{N_{cod}}{n_s} \quad (1.86)$$

siendo entonces n_s el factor de disminución del tiempo de adquisición con respecto al tiempo en eco espín convencional, su valor está limitado por el T_2 de la muestra.

1.6.2 Imágenes rápidas en eco gradiente

Al excitar un sistema de espines mediante un tren de pulsos periódicos de RF con tiempos de repetición $T_R \ll T_2$, el sistema de espines alcanzará un *equilibrio dinámico* o *estado estacionario* rápidamente. La técnica manipula la magnetización transversa después de cada excitación, siguiendo uno de los siguientes métodos: imagenología por degradación del estado estacionario o imagenología del verdadero estado estacionario. En el primero se establece una magnetización longitudinal en estado estacionario destruyendo o “*degradando*” cualquier magnetización transversa residual antes de aplicar un nuevo pulso de RF. En el segunda tanto la magnetización longitudinal como la transversal alcanzan un estado de equilibrio dinámico.

1.6.2.1 Imagenología por degradación del estado estacionario

Utiliza la secuencia de degradación: Adquisición del Gradiente Reenfocado en Estado Estacionario o spoiled GRASS por sus siglas en inglés (Gradient Refocused Acquisition in the Steady State). La magnetización residual se destruye después de la adquisición de datos mediante un pulso gradiente degradado aplicado a lo largo de la dirección del corte seleccionado. La amplitud del gradiente degradado, varía de una excitación a otra evitando la construcción coherente de una magnetización transversa.

1.6.2.2 Precesión libre en estado estacionario

Conocida como SSFP por sus siglas en inglés (Steady State Free Precession), ocurre cuando el T_R es similar al tiempo T_2 , la FID no decae completamente antes de la llegada del siguiente pulso $\pi/2$ produciéndose un fenómeno de interferencia. Si se utiliza una cadena sencilla de pulsos $\pi/2$, la interferencia es destructiva, pero si los pulsos $\pi/2$ tienen fases alternantes, la interferencia es constructiva. De esta manera la secuencia SSFP permite un ciclo de gran duración con una intensidad de señal que depende del cociente entre T_1 y T_2 .

1.6.2.3 Secuencia Carr-Purcell

El proceso para formar un eco se puede repetir múltiples veces después de un pulso $\pi/2$ produciendo una secuencia multieco. Esta secuencia aprovecha que en los líquidos T_2

es más largo debido a la difusión. En la secuencia SE, el movimiento de los espines a través de la inhomogeneidad debe ser despreciable en el intervalo T_E . En la secuencia Carr-Purcell los tiempos largos se producen usando los n ecos y un T_E corto para cada eco, la difusión requiere que el T_E de cada intervalo sea insignificante, esta secuencia proporciona una medida del T_2 menos dependiente de la difusión, es más eficiente que la SE para mapeos con decaimiento de T_E porque se muestrean puntos a diferentes tiempos en cada repetición. Sin embargo, la secuencia requiere de gran exactitud en el envío de los pulsos π .

1.6.2.4 Eco espín de tren eco

Es una imagen espín eco múltiple adquirida mediante pulsos de excitación donde cada eco tiene una codificación en fase distinta. Las variaciones de la amplitud entre los ecos son resultado tanto de la amplitud de la codificación en fase como del T_E para cada eco. Los ecos primarios son los responsables del contraste de la imagen, el número de ecos adquiridos a partir de cada pulso de excitación se conoce como la longitud del tren eco o factor turbo. Su mayor ventaja es que reduce el número de pulsos necesarios para obtener el conjunto de datos crudos, disminuyendo el tiempo de medición: $T_{tren\ eco} = T_R \times (N^\circ\ de\ adquisiciones) \times [(N^\circ\ de\ pasos\ de\ codificación\ de\ fase)/(longitud\ del\ tren\ eco)]$.

1.6.3 Imagen eco planar

Esta técnica conocida como EPI (Echo Planar Imaging) es la primera técnica de imagenología de ultra alta velocidad, fue propuesta por Mansfield en 1977 y desde entonces se han propuesto muchas variantes de la misma.

Utiliza una serie de gradientes rápidos invertidos aplicados mediante el gradiente de lectura, produciéndose un eco. Cada eco se adquiere con una amplitud de codificación de fase diferente, de tal forma que las múltiples líneas de la matriz de datos se adquieren siguiendo cada una un pulso de excitación.

El contraste se controla mediante pulsos de preparación previos a la adquisición de datos. T_1 se manipula usando pulsos de inversión de π previos al pulso de excitación, mientras que T_2 se incrementa utilizando pares de pulsos de $\pi/2 - \pi$ formando un eco espín al T_E deseado. Las EPI se manipulan por difusión mediante pulsos adicionales incrementando la sensibilidad al movimiento aleatorio de las moléculas. Las EPI del tipo eco se consiguen utilizando un pulso de excitación previo al proceso de lectura. Por la naturaleza de la técnica de detección eco gradiente, todas las técnicas EPI son sensibles a los efectos de T_2^* .

1.6.4 Codificación de la sensibilidad para IRM rápida (SENSE)

Esta técnica conocida como SENSE (SENSitivity Encoding), aprovecha que la sensibilidad del receptor tiene un efecto de codificación complementario a la aplicación de Fourier para gradientes de campo lineal. El problema es la reconstrucción de la imagen a partir de los datos codificados [12]. Pruessmann et al. la proponen como una forma de imagenología en paralelo apoyada en el perfil bidimensional de la información reduciendo los tiempos de adquisición de la imagen en IRM. La versión cartesiana de SENSE requiere de la adquisición de líneas en el espacio k igualmente espaciadas haciendo la reconstrucción mediante versiones aproximadas de la imagen. Las aproximaciones se van eliminando usando la información en los perfiles de sensibilidad en cada píxel. El sistema de ecuaciones lineales obedece a la intensidad de cada píxel en la imagen.

Kynákos et al. introducen una generalización de SENSE permitiendo el muestreo de los datos a lo largo de trayectorias arbitrarias en el espacio k , aunque el costo computacional es grande [13].

Esta técnica no pone restricciones en cuanto a la configuración de la antena ni del patrón de muestreo del espacio k . Básicamente existen dos técnicas de reconstrucción, la primera es una aproximación que optimiza la forma del voxel denominada reconstrucción *fuerte*. La segunda es la reconstrucción *débil*, donde el criterio de la forma del voxel es menos importante que el CSR (Cociente Señal a Ruido). En ambos casos el algoritmo de reconstrucción requiere de mucho tiempo de cómputo. Se puede demostrar que si el espacio k está muestreado en un plano cartesiano regular, entonces se puede aplicar la reconstrucción débil mediante la transformada rápida de Fourier.

El prototipo de antena que desarrollamos en el presente trabajo, está orientado a ser utilizado con la técnica SENSE, dada la configuración volumétrica de la antena, esperamos poder incrementar el tamaño del voxel para obtener más información, además debido a que está construida con dos antenas en un arreglo en fase, es posible obtener mayor cantidad de señales en un menor tiempo conectando cada antena a un canal del escáner, lo que permitirá tener los datos disponibles más rápidamente para ser procesados por la computadora y generar las imágenes, lo que inclusive ya nos habla de la posibilidad de realizar imagenología funcional.

Capítulo 2

SISTEMAS DE IMAGENOLÓGÍA POR RESONANCIA MAGNÉTICA

2.1 Instrumentación de un sistema de IRM

Los principales componentes de un escáner de imagenología por resonancia magnética son el imán, el sistema transmisor y el receptor de RF, el sistema gradiente y una consola de operación o estación de trabajo.

La Fig. 2.1 muestra un esquema del interior del escáner:

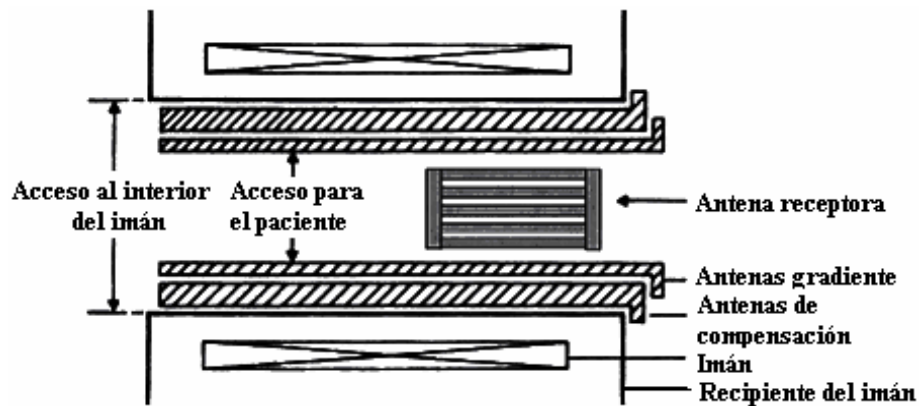


Fig. 2.1 Corte esquemático de un sistema de IRM.

2.2 Imán del escáner de IRM

El imán principal de un escáner de IRM proporciona un campo magnético intenso y espacialmente uniforme dentro de una estructura que permite al paciente acceder al interior. Los primeros sistemas comerciales de IRM para cuerpo entero, usaban intensidades en el intervalo que va de los 0.15 T a los 2.0 T, actualmente, son más comunes los de 1.5 ó 3.0T, en algunos laboratorios de investigación, se trabaja con intensidades de hasta 22 T. Para tener una idea de la magnitud, recordemos que la intensidad del campo magnético de la Tierra es aproximadamente de 5.7×10^{-5} T [14], que es 10 000 veces más pequeño que el de un imán de IRM de 0.5T, ver Fig. 2.2.



Fig. 2.2 Imán superconductor Oxford de 0.5T del Laboratorio de Imagenología de la UAM-I.

2.2.1 Imanes permanentes

Se construyen con materiales ferromagnéticos tales como aleaciones de aluminio, níquel y cobalto (ALNICO), con aleaciones de tierras raras tales como el Neodimio, Hierro y Boro (Ne-Fe-B) o Samario y Cobalto (Sm-Co). Son muy pesados, por ejemplo un imán de ALNICO con una intensidad de 0.2 T pesa 23 Toneladas. Prácticamente todos los imanes permanentes se utilizan como campo magnético vertical, deslizándolo al paciente de manera horizontal entre los dos polos. Esta geometría requiere de antenas de RF diferentes y las antenas gradiente deben proporcionar campos magnéticos horizontales. Estos imanes siempre están “*funcionando*” y no requieren de energía externa. La estabilidad de su campo magnético depende de la estabilidad de la temperatura ambiente. La homogeneidad del campo magnético es relativamente pobre comparado con el de los imanes superconductores y solo se consigue en volúmenes muy pequeños.

2.2.2 Imanes resistivos

Son electroimanes que generan el campo magnético mediante el flujo de una corriente eléctrica. Requieren de la constante aplicación de una gran cantidad de energía eléctrica para mantener el campo magnético. Un imán de 0.15 T consume 50 Kilowatts y un imán de 1.5 T teóricamente consumiría 5 Megawatts, la mayor parte de esta energía se disiparía en forma de calor, haciéndose necesario un sistema de enfriamiento.

Se han diseñado imanes resistivos con núcleo de aire, con 2 ó 4 conjuntos de antenas en arreglos lineales alrededor del hueco del escáner produciendo un campo magnético horizontal. Los diseños con núcleo de hierro, usan dos antenas rodeando una barra rectangular de hierro cada una, con grandes polos horizontales proporcionando un campo vertical en el espacio destinado al paciente. Las barras de hierro incrementan el campo magnético del electroimán en un 40%.

2.2.3 Imanes superconductores

Es el tipo de imán más común en los sistemas de IRM, son electroimanes con núcleo de aire elaborados con materiales superconductores. Las antenas superconductoras presentan una resistencia cero a temperaturas cercanas a 0°K, mientras se mantenga a una temperatura inferior a la temperatura crítica, una corriente eléctrica puede estar confinada en el conductor y producir un campo magnético continuo.

Estos imanes utilizan antenas con multifilamentos de aleaciones de Niobio-Titanio (Nb-Ti) envolviendo un núcleo de cobre. El Nb-Ti se convierte en superconductor a temperaturas cercanas a los 10°K (-263 °C), por eso las antenas deben estar sumergidas en helio líquido a 4°K dentro de un crióstato construido con materiales de baja conductividad térmica y con un conjunto de zonas refrigeradas y vacíos extremos aislando térmicamente las zonas criogénicas del medio ambiente. El helio líquido se evapora constantemente y es necesario reponer el criogénico. Esto es caro y lento, aunque sistemas más modernos requieren menos helio líquido (aproximadamente 0.1 litros por hora), ver Fig. 2.3.

Una vez energizado el imán, el campo magnético permanece “*encendido*”, se puede apagar en aproximadamente 30 minutos descargando el flujo de corriente a través de una resistencia que se consigue calentando una sección del material superconductor en paralelo con las antenas principales. En los viejos diseños este proceso consumía un gran porcentaje de los criogénicos y tomaba un día restablecer un campo estable, los nuevos diseños de los imanes, efectúan un apagado controlado con una pequeña pérdida de criogénicos y se puede restablecer en unas cuantas horas. Algunos sistemas cuentan con un enfriador mecánico

para refrigerar los escudos del crióstato haciendo que la evaporación del helio sea muy pequeña, resultando en un considerable ahorro de helio que es muy caro. Como desventaja, tenemos el costo del enfriador y el costo de mantenimiento [15].

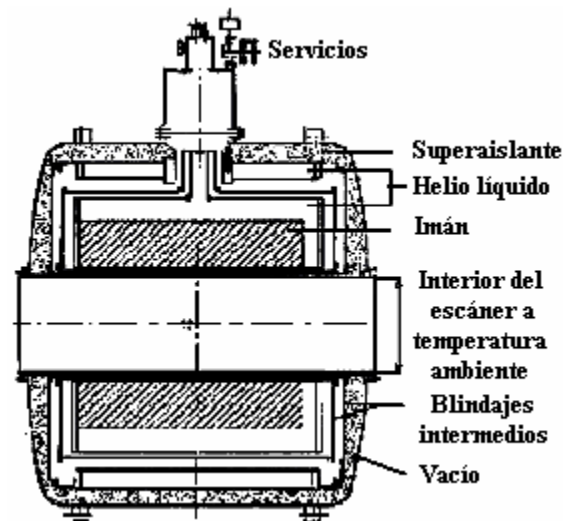


Fig. 2.3 Corte longitudinal del crióstato de un sistema de IRM.

2.3 Sistemas compensadores

Lo más importante del campo magnético principal es su uniformidad espacial, que se ve afectada entre otras causas por la estructura del edificio, los materiales ferromagnéticos cercanos al escáner, el medio ambiente, el propio imán, etc., las variaciones espaciales pueden ser tan significativas que hacen muy difícil y en ocasiones simplemente imposible obtener una imagen. Estas variaciones se corrigen mediante la *compensación*. Los compensadores crean un gran volumen con campo magnético altamente uniforme, conocido como volumen sensible, donde las variaciones del campo se determinan en partes por millón. Para lograr la formación de imágenes la inhomogeneidad no puede ser mayor de 10 ppm.

2.3.1 Pasivos

Se colocan pequeñas placas ferromagnéticas en el interior de los imanes energizados en lugares específicos para corregir localmente las distorsiones en el campo magnético. La calidad de los sistemas pasivos depende del intervalo entre placas, de su localización y de la homogeneidad lograda. Los programas correctores calculan cuántas placas y en donde se deben colocar. La compensación pasiva es perfectamente estable en el tiempo y no consume energía.

2.3.2 Resistivos activos

Son un conjunto de antenas compensadoras colocadas dentro de la cavidad del imán, típicamente tienen entre 12 y 18 conjuntos de antenas que desvían el campo en los ejes primarios del imán (x , y , z). En cada plano puede haber antenas que proporcionen una desviación lineal del campo (compensación de 1er orden), un campo que varíe con el cuadrado de la distancia (campo de 2º orden) y así sucesivamente. La compensación se da mediante la elección apropiada de la corriente para cada antena del sistema de IRM el uso

de los compensadores resistivos, está sujeto a la degradación de la imagen. Cada paciente dentro del escáner, produce una inhomogeneidad debida a la forma de su cuerpo, a las capas de tejido y a la susceptibilidad magnética. Los compensadores resistivos se pueden ajustar rápidamente para corregir estas inhomogeneidades en un proceso conocido como *compensación del paciente*, que es esencial para la espectroscopia por RM y para lograr resultados óptimos en las técnicas de supresión de grasa y agua.

2.3.3 Superconductores activos

Técnica similar a la del sistema de compensación resistivo, aunque el conjunto de antenas de compensación se fabrica con cables superconductores dentro del crióstato. El resultado es un campo altamente estable que no requiere de un suministro de energía continuo. El diseño de este sistema generalmente no permite ajustes rápidos, por ello no se recomienda su uso en situaciones con condiciones cambiantes.

2.3.4 De gradiente inactivo

En algunos sistemas, las antenas gradiente pueden crear correcciones lineales o de primer orden, mediante un pequeño flujo de corriente constante. Esto simplifica la construcción del conjunto compensador y libera espacio en el receptáculo del paciente, eliminando la necesidad de una antena de compensación de primer orden. El compromiso es mantenerlas tan pequeñas que no interfieran con el máximo desarrollo de las antenas gradiente y ni los amplificadores.

2.4 Sistema gradiente

Durante la secuencia imagenológica se aplica una serie de *gradientes* de campo magnético, tanto para seleccionar la orientación del plano de escaneo como para localizar espacialmente las señales de IRM dentro de cada corte. Se denominan gradientes porque varían linealmente en el espacio. Este efecto fortalece o debilita la intensidad del campo magnético de tal forma que se puede determinar la región de la que proviene la señal.

La aplicación de un gradiente de campo junto con un pulso de RF de frecuencia permite controlar la localización y profundidad del corte del tejido que será analizado por el escáner de IRM (excitación selectiva). En ocasiones, se usa para restaurar la coherencia de fase de la magnetización transversa en las secuencias eco gradiente y eco espín.

El sistema de IRM utiliza tres gradientes de campo, creados mediante el paso de una corriente eléctrica (corriente gradiente) a través de tres antenas ortogonales mostradas en la Fig. 2.4. Esta corriente es muy alta entre 200 y 600A, se enciende y apaga muy rápidamente ($\ll 1$ ms) con mucha precisión, se logra mediante el control digital de amplificadores de alta potencia, conocidos como amplificadores gradiente (uno para cada antena gradiente), la combinación de los tres conjuntos se controla mediante una computadora de control gradiente. La computadora genera la forma del pulso utilizado como interruptor de los amplificadores gradiente enviado por la central o a través de un sistema de control de pulsos. Los nuevos y sofisticados controles de pulso gradiente hacen posible la selección cortes oblicuos para reducir artefactos por movimiento.

Debido a las altas corrientes y a lo complicado del ciclo, el sistema gradiente y los amplificadores disipan mucho calor, requiriendo un sistema de enfriamiento. Antes se usaban agua como refrigerante, actualmente se usa aire.

Las antenas gradiente se aseguran firmemente al imán, dentro de las antenas compensadoras, tratando de disminuir la vibración y el movimiento. Sin embargo, los flujos

de corriente en las antenas, la interacción de los gradientes de campo y el campo principal, tienden a distorsionar los gradientes o a sacarlos de la región a escanear. Gradientes más intensos, crean niveles de ruido que se sienten dentro de la cavidad del escáner, aunque con los nuevos diseños este problema va en descenso. Los niveles típicos de ruido por este efecto es > 8.5 dB, haciendo necesaria una protección para los oídos del paciente.

La intensidad del gradiente de campo se mide en mT/m, un sistema clínico convencional proporciona una intensidad máxima de aproximadamente 40 mT/m.

El intervalo de tiempo necesario para que el gradiente alcance su valor máximo, es el tiempo de subida, cuanto menor sea mejor será el sistema gradiente. En sistemas clínicos el tiempo de subida es aproximadamente de 0.2 ms para ir de 0 a 10 mT/m.

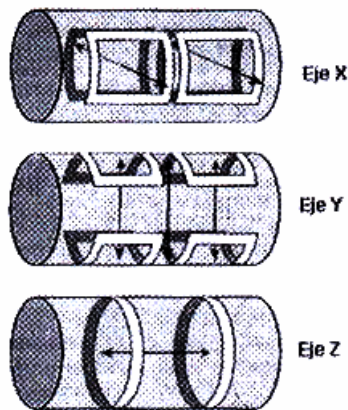


Fig. 2.4 El sistema de antenas gradiente, dentro del escáner de IRM se encuentran empalmadas.

2.5 Sistema de radio frecuencia (RF)

En sistemas de 1T, toda la energía de excitación es proporcionada por los campos magnéticos rotantes en el plano $x-y$, a la frecuencia de Larmor del hidrógeno (42.58 MHz/T). Estos campos magnéticos rotantes son generados por las corrientes de RF, provenientes del transmisor de RF a través de sus antenas. Esta energía realinea los campos magnéticos nucleares de la muestra en el plano transversal e induce una coherencia en fase de los campos de los núcleos, comportándose como un campo magnético fijo en el sistema de referencia rotante. El campo magnético nuclear rota de manera coherente en el plano transversal induciendo corrientes de RF en la antena receptora, la señal será captada y analizada por el receptor.

2.5.1 Blindaje de RF

Es importante aislar el sistema de IRM de las ondas de radio del exterior, con el fin de no dañar la calidad de la imagen. La estructura utilizada como blindaje es una jaula de Faraday que se puede construir con cualquier material conductor preferentemente no ferromagnético.

2.6 Sistema de procesamiento de señales

La antena de RF de recepción recibe la señal generada por la magnetización nuclear fluctuante en una región específica de la muestra y la convierte en una corriente eléctrica alterna en la salida del sistema.

La red de ajuste del sistema acopla la antena receptora al preamplificador a fin de maximizar la transferencia de energía al amplificador. El preamplificador es un

amplificador de primer paso de bajo ruido, cuyo efecto sobre la señal es producir un cambio en la ganancia y en la fase.

El detector de cuadratura de fase, recibe las señales de RF en IRM, distribuyendo las frecuencias centradas alrededor o cerca de la frecuencia de transmisión, produciéndole un corrimiento a la señal. De esta manera, la distribución de frecuencias no cambia, excepto, que ahora se encuentra centrada alrededor del cero, con la ventaja de que se reducen los requerimientos tanto del convertidor analógico digital como de la computadora.

Un detector sensible a una sola fase, acepta dos entradas, la señal de IRM y una señal de referencia, las multiplica, de tal forma que la salida sea el producto de estas dos entradas. Elegir la frecuencia de la señal de referencia igual a la del pulso de RF, simplifica enormemente el sistema de recepción.

Dado que la computadora es digital, es necesario un convertidor analógico digital, que transforme la señal compleja (dos canales) a dos cadenas de números digitales, con un cierto intervalo de muestreo. Este muestreo de la señal de salida permite pasar del dominio en el tiempo al dominio en el espacio, a través de la Transformada de Fourier, las integrales y los errores en las aproximaciones al discretizar las funciones ya han sido estudiadas por algunos autores [16].

Capítulo 3

ANTENAS DE RADIO FRECUENCIA

3.1 Antenas de RF

Las antenas de Radio Frecuencia tienen dos funciones principales: enviar el pulso que excitará los espines nucleares y detectar la precesión nuclear resultante. Durante la excitación, las antenas de RF sirven como un transductor que convierte la energía de RF en un campo magnético rotante (B_1) sobre la muestra a escanear. Una antena transmisora será altamente eficiente, si genera el campo magnético B_1 más intenso posible con el menor consumo de energía de RF. Durante la recepción, la antena de RF y su preamplificador asociado sirven como un transductor que convierte la señal recibida, en una señal que pueda ser procesada. La eficiencia de la recepción, corresponde a la mínima pérdida del cociente señal a ruido inherente al volumen de la muestra. Una antena bien diseñada debe ser altamente eficiente tanto en excitación como en recepción [17]. Cuando las antenas realizan las dos funciones, transmisión y recepción se les denomina *transceptoras*.

En IRM el campo magnético generado por las antenas debe ser espacialmente uniforme, tanto en transmisión como en recepción. Sin embargo, la uniformidad espacial y la alta eficiencia no pueden optimizarse simultáneamente. El incremento en la uniformidad espacial, aumenta los requerimientos en energía y disminuirá el cociente señal a ruido.

Una antena de RF tiene un diseño diferente al de las antenas tradicionales. Una antena de transmisión, está diseñada para radiar la mayor parte de la energía de entrada hacia la región de campo lejano. Una antena de recepción necesita almacenar la energía magnética temporalmente dentro de la región de campo cercano sin disipación ni radiación con el fin de detectar señales muy débiles provenientes de las señales FID proveniente de los espines nucleares. La eficiencia en el almacenamiento de la energía requiere de optimizar tanto la transmisión como la recepción de un ensamble de antenas. Esta propiedad de almacenamiento justifica la analogía entre el comportamiento de la antena y un circuito resonante RLC (Resistencia, Inductor y Condensador) ver Fig. 3.1. Es posible simular el comportamiento de una antena de IRM modelándola como un circuito RCL según mostraron C. M. Mantaras y A. O. Rodríguez en el 2002 [18].

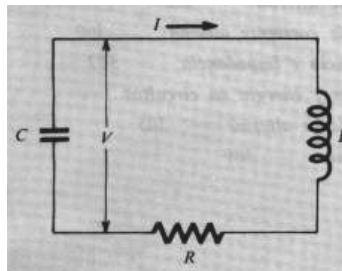


Fig. 3.1 Esquema de un circuito sencillo de RLC

Sin embargo, cuanto mayor estructura tenga la antena más complejo se vuelve el circuito, ya que constaría de más y más elementos conectados en serie y en paralelo, lo que

requiere de realizar un buen trabajo de diseño eléctrico para encontrar el circuito que modele de manera ideal cada antena propuesta.

3.2 Circuitos resonantes

Un circuito eléctrico LC se comporta como un oscilador armónico y un circuito RLC se convierte en un oscilador armónico amortiguado [19].

La oscilación implica una transferencia de energía del condensador al inductor, es decir, la energía está en el campo eléctrico del condensador y cuando el condensador se descarga casi toda la energía se halla en el campo magnético del inductor. Mientras tanto, la resistencia del circuito disipa la energía de los campos disminuyéndolos gradualmente.

3.3 Factor de calidad

Si en el circuito RLC la fuerza electromotriz (fem) de la fuente está dada por $fem(t) = fem(0)e^{ift}$, entonces en el caso no amortiguado, es decir para $R = 0$ la frecuencia f del circuito se expresa según la siguiente expresión:

$$f = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.1)$$

El amortiguamiento relativo en un oscilador se expresa como el *factor de calidad* Q . Q es una medida de la eficiencia del circuito para almacenar energía y se define como:

$$Q = \frac{\text{máxima-energía-almacenada}}{\text{energía-promedio-disipada-por-ciclo}} \quad (3.2)$$

Q se obtiene dividiendo la frecuencia de resonancia (f) y el ancho de banda a 3 dB (Δf).

$$Q = \frac{f}{\Delta f} \quad (3.3)$$

aunque también se puede determinar con la siguiente relación:

$$Q = \frac{1}{RfC} = \frac{fL}{R} \quad (3.4)$$

Igualando las ecuaciones (3.3) y (3.4), obtenemos:

$$R = \Delta fL \quad (3.5)$$

En resumen, a menor amortiguamiento mayor Q .

3.4 Factor de atenuación

En un espectro de frecuencias, la profundidad del pico de ω muestra la máxima transferencia de energía o *factor de atenuación*.

La Fig. 3.2 muestra un circuito conectado a una fuente variable de 100 V, donde para una capacitancia de 0.01 μF y una inductancia de 100 μH , la frecuencia corresponde a 10^6 rad/s. La figura muestra la amplitud de la corriente oscilante, en función de f , para tres valores distintos de R en el circuito, el pico de resonancia para $f = f_0$, es más prominente y agudo para el valor de menor resistencia.

Entonces, cuanto mayor sea Q en un circuito, tanto mayor será la estrechez y altura del pico de su respuesta en función de f .

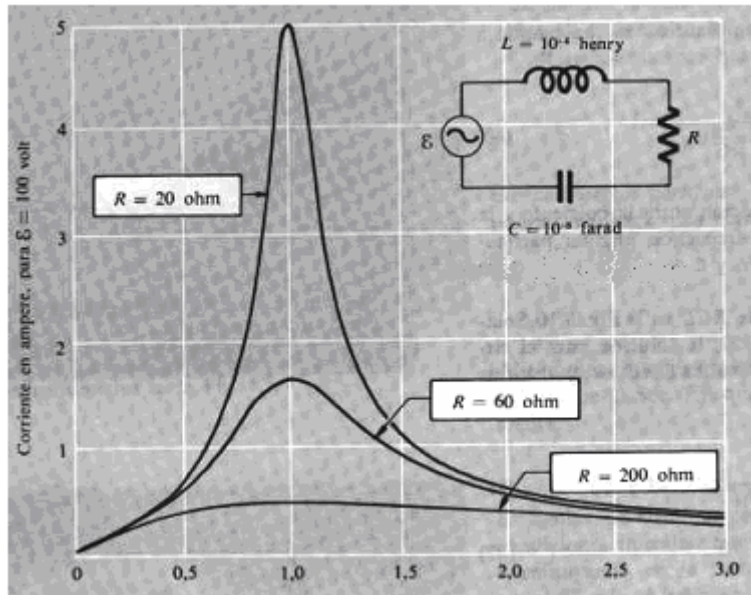


Fig. 3.2 Circuito RLC , la amplitud de la corriente se mide en función de f/f_0 y se muestra para tres valores distintos de resistencia

3.5 Cociente señal a ruido (CSR)

De manera sencilla se puede definir el CSR como:

$$CSR = \frac{\text{Señal}}{\text{Ruido}} \quad (3.6)$$

un equivalente sería:

$$CSR \approx \frac{\text{campo magnético}}{\text{resistencia}} \quad (3.7)$$

Un conjunto de espines nucleares precesando inducen una fem en la antena de RF cuya magnitud será proporcional a f que depende de B_0 , al número de espines (que es proporcional al volumen de la muestra V) y al acoplamiento entre el núcleo y la antena que depende de B_1 . El ruido es proporcional a la resistencia efectiva R_{efec} , esta considera el efecto de la presencia del paciente, de la electrónica del sistema, de la autoinducción y de la propia antena, Hoult y Richard [20] proponen la siguiente expresión:

$$CSR \approx \frac{V \omega^2 B_1}{R_{efec}} \quad (3.8)$$

3.6 Consideraciones para el diseño de antenas de RF

La antena de RF debe resonar a la frecuencia de Larmor, ser suficientemente grande como para cubrir el volumen a escanear, producir un campo magnético B_1 homogéneo, tener un buen factor de llenado, tener mínimas pérdidas de energía, soportar los voltajes aplicados, producir mínimos campos eléctricos en la muestra y tener mínima interacción con el resto del sistema.

3.6.1 Homogeneidad del campo magnético de RF

La homogeneidad del campo de RF (B_1) determina la uniformidad espacial de la imagen. La señal es proporcional a la componente transversal de la magnetización generada

por la excitación transmitida. La mejoría en la homogeneidad de B_I en general irá acompañada por un decremento en el CSR. La homogeneidad relativa de B_I dentro del volumen a escanear se puede incrementar haciendo más grande la antena de RF, sin embargo, esta acción incrementa las pérdidas a través de la antena y por disipación en el tejido, además que se disminuye el factor de llenado. Una alternativa es usar antenas de transmisión y recepción por separado, en este caso, la antena transmisora se hará más grande para producir el ángulo de brinco mejorando la uniformidad de la imagen. La antena receptora es más pequeña para minimizar las pérdidas.

3.6.2 Líneas de transmisión

Una línea de transmisión es un dispositivo que transporta energía electromagnética de un punto a otro. Es importante considerar las conexiones entre los circuitos, ya que emiten parte de la energía al espacio que los rodea y es difícil controlar las pérdidas [21].

Cuando las frecuencias van desde unos cuantos KHz hasta cientos de MHz las pérdidas por radiación son considerables, para disminuirlas, las señales electromagnéticas se transmiten a través de líneas coaxiales.

3.6.3 Impedancia característica

La impedancia característica (Z_0) se mide en ohms y es un parámetro que depende de la relación longitud/diámetro del conductor y de la frecuencia de la señal a conducir. La Z_0 de cada punto del conductor es también una función de su distancia al punto de alimentación de la antena, por lo que la misma varía a lo largo del conductor dependiendo de la construcción de la línea y se puede calcular como sigue:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.9)$$

esta relación corresponde a la Z_0 de un punto determinado o el valor medio de la misma.

3.6.4 Coeficiente de reflexión

Definimos la impedancia de la carga (Z_L) como $Z_L = R_L + jX_L$, donde R_L corresponde a la resistencia de la carga y X_L a la reactancia. Cuando la fem y la corriente (i) de la señal inicial llegan a la carga, entonces el cociente $Z_0 = fem / i$ no cumple con la ley de Ohm para Z_L , es decir Z_L es diferente de Z_0 . Con el fin de satisfacer esta ley en cualquier momento, se necesita un cambio instantáneo en los valores de fem e i . Esta discontinuidad se propaga de regreso hacia la fuente produciendo dos ondas reflejadas, una para la fem y otra para la i , sin importar las condiciones del retorno ocurrirán reflexiones adicionales. Después de un período transitorio (del orden de μs), el sistema se aproxima asintóticamente a una condición estacionaria donde las amplitudes de las señales fem e i se aproximan a los valores predichos por la ley de Ohm.

Definimos el coeficiente de reflexión (Γ_L) como el cociente de la fem reflejada (fem_2) con respecto a la fem entrante fem_1 ambos en estado estacionario y en el extremo de la carga. Si η es la fase y l cualquier punto sobre la línea:

$$\Gamma_L = \left(\frac{fem_2}{fem_1} \right) e^{2\eta l} \quad (3.10)$$

La relación entre este coeficiente de reflexión y la impedancia con carga, está dada por la siguiente expresión:

$$Z_L = Z_0 \left(\frac{1 + \Gamma_L}{1 - \Gamma_L} \right) \quad (3.11)$$

o bien:

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (3.12)$$

3.6.5 Carta Smith

Para una frecuencia específica la impedancia de entrada de una línea de transmisión, se debe ajustar sobre un amplio intervalo de valores. Las líneas de transmisión se enlazan a la línea principal normalmente en paralelo, insertando una impedancia en algún punto de la línea principal, por esto es importante determinar la impedancia de entrada (Z_{en}) de la línea auxiliar [22], para ello en lugar de usar la ecuación de la impedancia, es mejor utilizar un método gráfico conocido como la *Carta Smith*. La carta Smith se utiliza ampliamente con el fin de resolver los problemas en la línea de transmisión, ver Fig. 3.3.

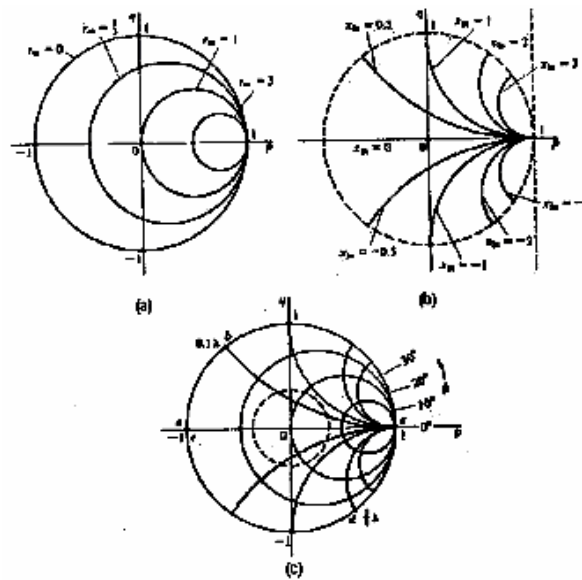


Fig. 3.3 Un círculo con respecto a 0 da la ubicación de todos los puntos con valor $|\Gamma|$ dado. El valor de $|\Gamma|$ es igual al cociente entre su radio y el radio del círculo externo. El ángulo de fase Ψ está dado a lo largo de la circunferencia de un círculo de radio unitario.

Si Γ es el coeficiente de reflexión de la línea en cualquier punto a lo largo de su longitud, tenemos que:

$$Z = Z_0 \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \right) \quad (3.13)$$

y

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (3.14)$$

Considerando que $\Gamma = |\Gamma|e^{j\psi}$, donde Ψ es la fase en grados del coeficiente de reflexión en cualquier punto x a lo largo de la línea y a lo largo de la circunferencia de la carta. Un corto circuito con impedancia $Z_0 = 0$ se grafica al extremo izquierdo de la carta.

Para una línea cuya longitud sea la cuarta parte de la longitud de onda de la señal ($\lambda/4$), tenemos que $x = \pi/2$ y

$$Z = \frac{Z_0^2}{Z_L} \quad (3.15)$$

Para una carga de alta impedancia, tenemos:

$$Z_L = |Z_L|e^{j\Psi_L} \quad (3.16)$$

en las terminales de una línea de longitud $\lambda/4$ la impedancia de entrada tendrá una magnitud menor que la inicial y una fase inversa:

$$Z = \frac{Z_0^2}{|Z_L|}e^{j\Psi_L} \quad (3.17)$$

3.7 Tipos de antenas de RF

Las antenas de IRM deben cumplir con lograr la mayor uniformidad de campo posible, el mejor CSR y la menor pérdida de energía. La técnica a utilizar y la región a escanear en extensión y profundidad, definen el tipo de antena que conviene utilizar. Las antenas de IRM se clasifican en dos tipos: superficiales y de volumen [23].

- a) Antenas Superficiales. Principalmente se usan como antenas receptoras, tienen un alto CSR y son excelentes para escanear tejidos de poca profundidad, aunque su área de sensibilidad es la misma superficie encerrada por la propia antena.
- b) Antenas de Volumen. Dependiendo de la aplicación se les puede usar incluso como transceptoras. Generan campos magnéticos uniformes en superficies mucho más grandes y generalmente logran una mayor profundidad de campo, sin embargo, es común que tanto su CSR como su factor de calidad sean bajos, por tanto la calidad de sus imágenes es pobre. Las nuevas secuencias de pulsos y los arreglos en fase, permiten mejorar la calidad de las imágenes e incrementar al mismo tiempo la velocidad de obtención de datos.

En la práctica se utilizan algunas antenas comerciales que no siempre cumplen con los requerimientos de las nuevas técnicas de imagenología, particularmente las técnicas ultrarrápidas como SENSE. Esta entre otras razones, motivan el desarrollo de un nuevo tipo de antena de volumen para usarse con esta técnica.

A continuación, se muestran algunas de las antenas más utilizadas en la práctica, mencionando los prototipos desarrollados en la UAM-I.

3.7.1 Espira simple

Es una antena superficial con la forma más simple que existe, consistente en una espira de alambre que encierra la superficie a escanear. La forma del anillo puede ser un círculo, un cuadrado, una elipse, etc. Todas ellas presentan una distribución de campo magnético muy similar y una alta sensibilidad a distancias muy cercanas al tejido.

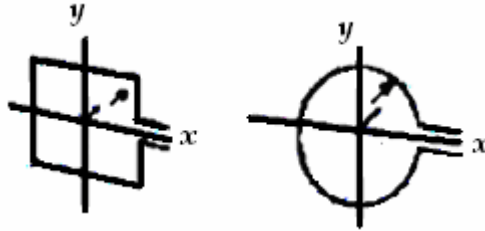


Fig. 3.4 Antenas simples, tipo cuadrada y tipo circular respectivamente.

Estas antenas se diseñaban y construían bajo el método de ensayo y error, en el 2001 Richard Amador [24] propone una forma de diseñarlas y construirlas simulando el campo magnético generado por las mismas, en función de su geometría y sus dimensiones.

3.7.2 Helmholtz

Es una antena de volumen, construida con dos anillos paralelos del mismo radio (ρ) y separados por una distancia (δ), ver Fig. 3.5. El campo magnético producido por esta antena es uniforme en el espacio entre los dos anillos. Debido a su diseño se pueden determinar fácilmente los parámetros que permiten tener la máxima homogeneidad del campo. Sin embargo, debido a su tamaño es difícil de introducir en el escáner, además el cable que conecta ambos anillos rompe con la simetría alterando la distribución del campo.

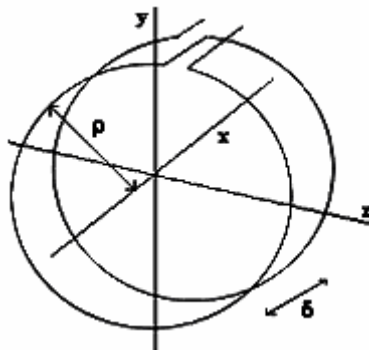


Fig. 3.5 Antena de volumen par de Helmholtz.

3.7.3 Solenoide

Es una antena de volumen muy utilizada, ver Fig. 3.6.

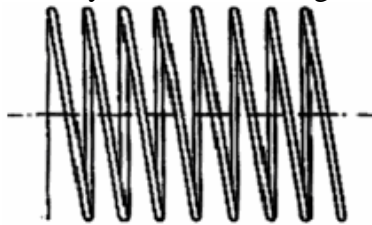


Fig. 3.6 Antena de volumen en forma de solenoide

Un solenoide largo permite la distribución de corriente ideal requerida para lograr un campo axial de RF uniforme. Una propuesta es que la longitud óptima del solenoide para imagenología, debe ser solamente el 80% del diámetro de la antena. Con esto se pierde homogeneidad en B_1 mejorando la sensibilidad debido a la disminución de la pérdida por el paciente. La disminución de pérdidas debido al *efecto de proximidad*, requiere que el

espacio entre espiras adyacentes sea la mitad del diámetro de la espira. La frecuencia de operación de esta antena está limitada debido a su alta inductancia y a la pérdida de capacitancia. Si se inserta un capacitor en serie entre cada vuelta del solenoide, permite la operación del mismo a mayores frecuencias, de esta manera, cada capacitor cancela la reactancia inductiva de cada espira del solenoide.

3.7.4 Silla de montar

Es una antena de volumen muy útil por las facilidades que da dentro del escáner. Pasan dos corrientes iguales positivas a 60° y 120° y dos corrientes iguales negativas a 240° y 300° . Los alambres a 0° y 180° y los extremos de los anillos se pueden omitir ya que no transportan corriente, ver Fig. 3.7. La inductancia en esta antena se puede reducir conectando ambas espiras en paralelo y ensanchándolas.

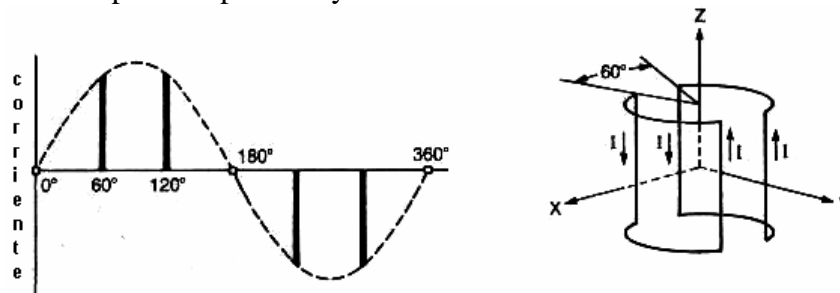


Fig. 3.7 Distribución de corriente en una antena tipo silla de montar

3.7.5 Alderman-Grant

La antena de volumen mostrada en la Fig. 3.8, la posición de los capacitores sobre las espiras debe ser simétrica. Si un solo capacitor sintoniza la antena al colocarlo en un segmento a 90° , se le puede reemplazar con un capacitor igual a 0° y otro a 180° en cada uno de los dos anillos. Los centros de los cuatro capacitores definen un plano virtual, en el plano $x-z$. Para apantallar la muestra de los campos eléctricos desarrollados en la vecindad de los capacitores, se agregan anillos de guardia en el interior de cada uno de los anillos. Los anillos de guardia flotan con un potencial a tierra en 0° y 180° y desarrollan potenciales más pequeños que la caída de tensión a través de los capacitores.

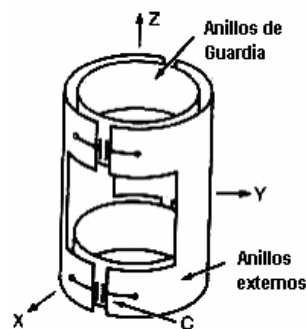


Fig. 3.8 Antena Alderman-Grant

3.7.6 Elipses cruzadas

Posee simetría axial de cuatro pliegues, las dos elipses se generan en la intersección de las dos ortogonales con cilindros de igual radio. Si cada una de las elipses transporta la

misma corriente, el campo generado es paralelo al eje de uno de los cilindros. La polaridad de las corrientes en una de las elipses produce un campo paralelo al eje del otro cilindro. Los dos modos son ortogonales y permiten la operación en cuadratura si el campo magnético B_0 es perpendicular a los ejes de ambos cilindros. Las elipses se pueden conectar en paralelo, sintonizadas y manipuladas independientemente, ver Fig. 3.9. El capacitor C_1 sintoniza el modo correspondiente a la corriente I_1 y C_2 sintoniza el modo de la corriente I_2 . Los modos 1 y 2 pueden estar a la misma frecuencia con un defasamiento de 90° .

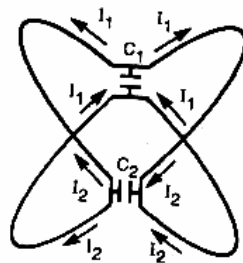


Fig. 3.9 Antena de elipses cruzadas

3.7.7 Jaula de pájaro

Su longitud es el doble de su diámetro y proporciona un campo magnético de RF razonablemente homogéneo cuando el campo magnético principal es de poca intensidad: $B_0 \leq 1.5$ T, por ello se utiliza en estudios clínicos de IRM, ver Fig. 3.10. Las restricciones anatómicas en estudios del cerebro humano implica jaulas de pájaro cortas (menos de 35 cm de longitud) implicando nuevas inhomogeneidades intrínsecas a B_1 [25].

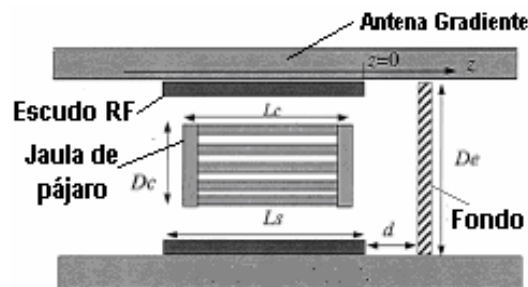


Fig. 3.10 Sistema clínico usando una antena de jaula de pájaro

La teoría y los experimentos demuestran que a lo largo del eje z de una jaula de pájaro, la distribución de B_1 está determinada principalmente por la geometría de la antena. Esto sugiere la necesidad de investigar los efectos de la estructura de la antena para mejorar la homogeneidad intrínseca a lo largo del eje z .

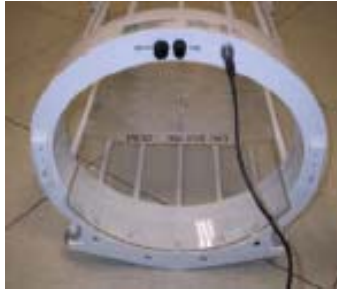


Fig. 3.11 Modificación a la antena jaula de pájaro, donde la forma de la base es elíptica

3.7.8 Arreglo en fase

Generalmente se construye con antenas superficiales debido al alto *CSR* de estas y a su sensibilidad en áreas pequeñas, además se espera captar poco ruido proveniente de la muestra. Sin embargo, el campo de visión FOV está limitado por el tamaño de la región sensible.

En la práctica clínica se desea tener un FOV grande y para lograrlo se tienen varias opciones, una forma es construyendo antenas más grandes, pero se pierde *CSR*. Otra es ir moviendo una antena pequeña hasta cubrir toda la superficie, pero sería muy tardado. Una más es usar antenas múltiples o un arreglo de antenas como se muestra en la Fig. 3.12, proporcionando una región sensible más grande. Cada antena se conecta a un preamplificador independiente y a un receptor. Las salidas de los canales de recepción se combinan de manera óptima corrigiendo la fase dependiente de la posición de donde se emitió la señal, consiguiendo un alto *CSR* del nivel de una antena superficial y un FOV grande aunque cercano a la superficie de la muestra. La principal desventaja es su alto costo por los canales receptores adicionales.

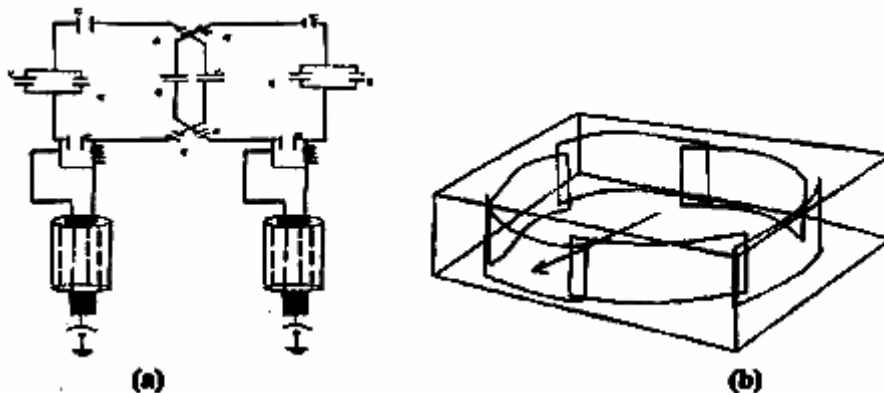


Fig. 3.12 Antenas en arreglo en fase, (a) Antena para corazón en arreglo en fase. (b) Antena para cabeza de arreglo de fase, cada antena superpuesta una con otra cancela inductancia mutua entre ambas

3.7.9 PERES (PEtal REsonator Surface)

La Fig. 3.13 muestra parte de un arreglo de ocho pequeñas antenas acomodadas en forma de pétalos de flor, denominado *resonador de pétalos* (petal resonator). La antena de pétalos se puede conectar en una línea de transmisión a un circuito en paralelo pasa bajas o a un circuito en serie pasa altas. Cuando la primera y la última secciones de la línea de transmisión se conectan a la estructura en forma cíclica, se obtiene un arreglo resonante de

m modos donde $1 \leq m \leq N/2$ y N es el número de pétalos [26]. Para un modo resonante la fase total alrededor del circuito es $2\pi m$. Si β es el corrimiento de fase por sección de pétalo de la línea de transmisión, requerimos que $N\beta = 2\pi m$, aunque para una antena superficial la fase de RF en cada pétalo debe ser la misma. En una línea de transmisión pasa bajas operando a una frecuencia angular ω la condición que satisface los requerimientos es:

$$\omega^2 = \omega_0^2 4 \text{sen}^2(\beta / 2) \quad (3.18)$$

donde $\beta = \pi$ y:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} \quad (3.19)$$

L es la inductancia del pétalo y C es la capacitancia. La alternancia del corrimiento de fase alrededor de las secciones requiere que las conexiones de los pétalos se inviertan alternadamente a fin de mantener todos los campos magnéticos en fase. Una variante del arreglo incluye una antena central colocando los pétalos simétricamente a su alrededor.

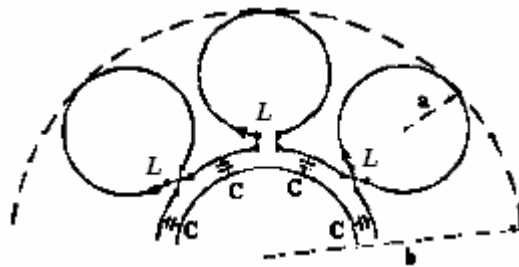


Fig. 3.13 Parte de un resonador de pétalos. La configuración corresponde a un circuito pasa bajas. L y C son la inductancia y la capacitancia respectivamente en cada pétalo y $a/b = 1/5$. Obsérvese que los pétalos alternados tienen las conexiones invertidas

El resonador de pétalos se puede extender a diseños más generales haciendo uso del teorema circuital de Ampere. Cada uno de los pequeños pétalos, se puede manejar como un elemento finito empleado para construir una antena con cualquier estructura colocando los elementos sobre la superficie de tal manera que se mimetice la distribución de corriente superficial requerida en el diseño particular. Es necesario espaciar las antenas por lo menos uno o dos radios, esto permite construir una cadena de antenas con las características de alta sensibilidad y de no sufrir los efectos de la carga por la proximidad al tejido.

En el año 2000 Silvia Hidalgo [27], construye un prototipo de esta antena, realizada con lámina de cobre y capacitores cerámicos conectados en paralelo, ver Fig. 3.14.



Fig. 3.14 Antena PERES (PEtal REsonador Surface coil)

Esta misma antena fue modificada y convertida en una antena de volumen en forma de corona, ver Fig. 3.15.

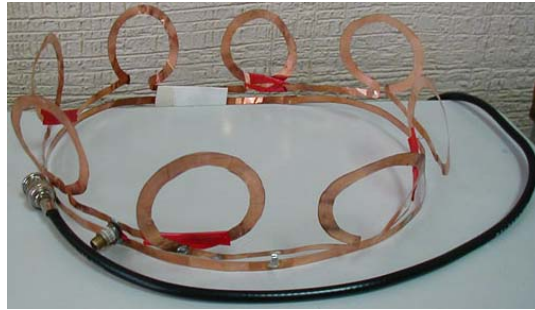


Fig. 3.15 Antena PERES en forma de corona

Para mostrar su efectividad, se utilizó la antena en un escáner de 1.5 T para obtener imágenes de la cabeza, el resultado se puede observar en la Fig. 3.16. Estas imágenes muestran que la antena efectivamente funciona, aunque aún la calidad y la profundidad de las imágenes es baja, se vislumbra la posibilidad de mejorar los resultados realizando los cambios apropiados en el diseño de la antena.

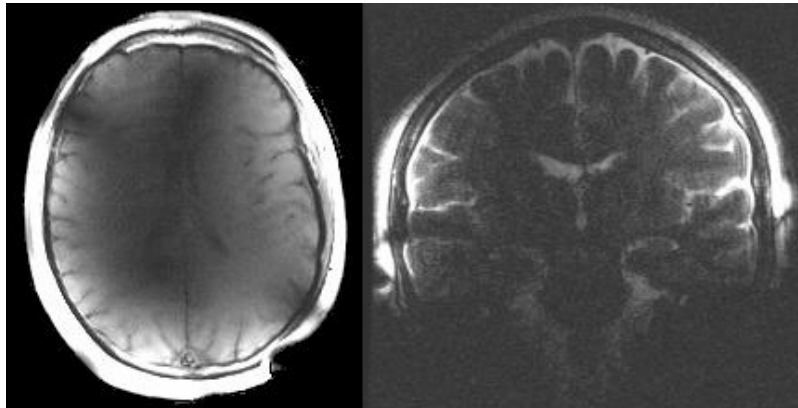


Fig. 3.16 Imágenes obtenidas con la antena PERES en forma de corona, a la izquierda se tiene un corte transversal y a la derecha un corte frontal

3.7.10 Superficial de figuras concéntricas

La Fig. 3.17 muestra esta antena diseñada y construida por Ricardo Hernández en el 2001 [28], con ella obtuvo imágenes de una mano con muy buena calidad, aunque se diseñó como antena superficial, soportó una deformación volumétrica que permitió rodear la mano. Su factor de calidad resultó ser de 0.66 superando a la antena PERES cuyo factor de calidad fue de 0.57. Se observó que su inductancia es función de la geometría de la antena y que la inductancia mutua es función de la distancia de separación entre las espiras, cuanto más cercanas estén las espiras, tanto mayor será la inducción.

Esta antena produce imágenes de alta resolución usando una secuencia de pulsos estándar como Fast Espin Echo, además puede utilizarse en casi todos los sistemas de IRM. La antena está limitada por la inhomogeneidad del campo magnético, constituyendo una

importante fuente de error particularmente al obtener imágenes de áreas pequeñas. Para disminuir el error es importante adecuar el tamaño de las elipses y su separación.

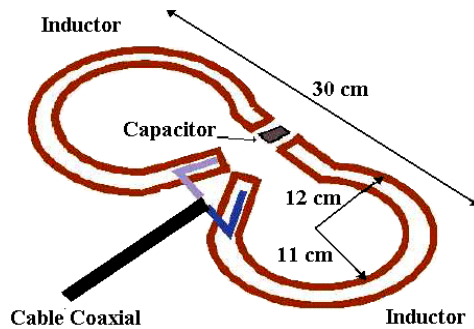


Fig. 3.17 Antena Superficial de Figuras Concéntricas

La Fig. 3.18 muestra las imágenes obtenidas con esta antena, como se puede observar la calidad de la imagen es bastante buena pues el contraste entre las zonas de mayor luminosidad y las más oscuras es bajo, esto significa que la señal se captó más uniformemente sobre toda la superficie.

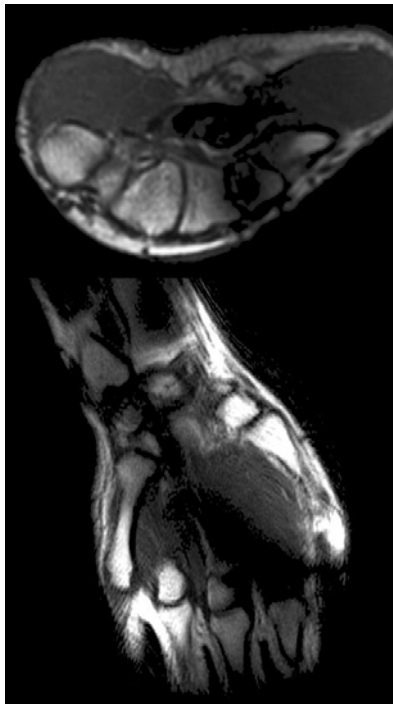


Fig. 3.18 Imágenes obtenidas con la antena superficial de figuras concéntricas

3.7.11 Superficial tipo magnetrón plano de 8 cavidades

Un magnetrón es un tubo capaz de generar pulsos de radiación de alta frecuencia. Como generador de microondas pulsantes es de gran importancia para el radar y las telecomunicaciones militares y comerciales gracias a su uniformidad de campo. Esta antena genera un campo magnético mucho más uniforme que el generado por antenas circulares o

cuadradas, además su *CSR* es más alto y por ende la calidad de sus imágenes es superior. La Fig. 3.19 muestra un prototipo de esta antena construida por Marcos López en el 2004 [29].

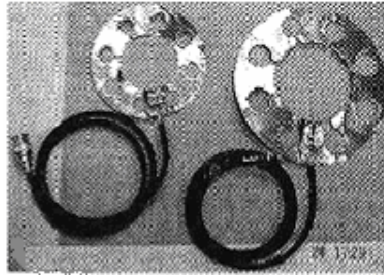


Fig. 3.19 Antena superficiales tipo magnetrón plano de 8 cavidades para 1.5T y 3T respectivamente

3.7.12 Superficial de figuras concéntricas circulares o elípticas

En el 2004 Sergio Solís [30], diseñó y construyó dos prototipos de antenas para IRM basadas en la antena PERES. Las modificaciones básicamente consistieron en hacer los pétalos nuevamente circulares en una y elípticos en la otra, con la innovación de poner los pétalos hacia adentro de la antena con el fin de mejorar la uniformidad del campo magnético, ver Fig. 3.20.



a)

b)

Fig. 3.20 a) Antena PERES de pétalos circulares. b) Antena PERES de pétalos elípticos

Capítulo 4

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL PROTOTIPO ANTENA PERES VOLUMÉTRICA (PERESVOL) CON ARREGLO EN FASE

4.1 Introducción

Como se mencionó en la sección 3.7, las antenas receptoras de RF tienen como finalidad captar la señal emitida por la muestra. Es deseable que las antenas tengan altos CSR y campos eléctrico y magnético lo más homogéneos posibles. Se ha demostrado que el comportamiento de una antena superficial se puede simular mediante un circuito de RLC siendo un importante apoyo en el diseño de las mismas. Sin embargo, estas antenas captan señales de regiones muy cercanas a la superficie y en áreas de pequeña extensión.

Una alternativa para incrementar la profundidad del FOV y la extensión de la región a escanear, es utilizar antenas de volumen como las mencionadas en la sección 3.7.7, con la consecuente disminución del CSR. Hasta el momento son escasos los intentos por mejorar este tipo de antenas tal vez porque aún no existe una teoría que describa su comportamiento, ni se cuenta con un elemento asistencial para su diseño y construcción, sin embargo, las antenas enunciadas en las secciones 3.7.9 y 3.7.10 son un par de propuestas desarrolladas por el laboratorio de imagenología de la UAM-I, que demuestran que estamos en condiciones de desarrollar este tipo de antenas con éxito.

Las secuencias de pulsos de excitación han evolucionado, actualmente se cuenta con algunas capaces de producir respuestas rápidas como las mencionadas en la sección 1.5, sin embargo, sin una antena receptora apropiada que permita el adecuado procesamiento de las señales de nada sirve la secuencia.

Tomando en cuenta todas estas consideraciones, y basándonos en los alentadores resultados obtenidos por la antena PERES en forma de corona (Fig. 3.14), según las imágenes mostradas en la Fig. 3.15, nos dimos a la tarea de rediseñar la antena PERES con una nueva propuesta, consistente en cambiar la forma de los pétalos haciendo en lugar de círculos rectángulos para cubrir áreas más grandes y en lugar de tener 8 pétalos en una sola antena, se propone un arreglo de dos antenas de 4 pétalos rectangulares superpuestos en una configuración en fase como una alternativa a las configuraciones mostradas en la sección 3.7.8. A esta propuesta le hemos llamado antena PERESVOL ya que se fundamenta en la antena PERES con una distribución VOLumétrica.

Dando seguimiento a los objetivos de la presente tesis de investigación, en este capítulo se detallan los elementos del diseño, construcción, ajuste, sintonización y análisis de la antena prototipo PERESVOL.

En el siguiente capítulo, se documenta y discute una propuesta de simulación del comportamiento electromagnético de la antena PERESVOL haciendo uso del programa computacional FEMLAB, buscando establecer un asistente para el diseño de antenas, rápido de fácil manejo y relativamente económico, que permita describir y caracterizar su comportamiento antes de proceder a construirlas físicamente.

4.2 Equipo experimental

Para determinar la frecuencia de resonancia y la respuesta de las antenas alrededor de la misma, se utiliza un equipo analizador de red Network Analyser, ADVANTEST de Hewlett Packard [31] ver Fig. 4.1.

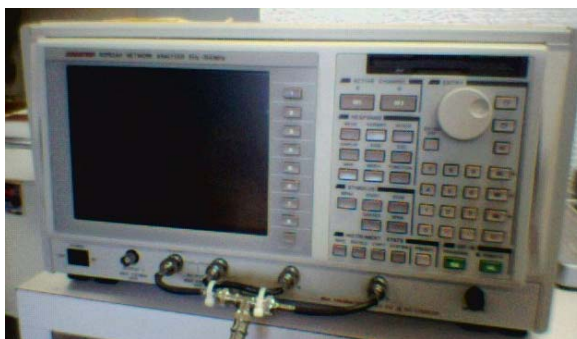


Fig. 4.1 Analizador de red ADVANTEST de Hewlett Packard.

4.3 Conversión de la antena PERES de 8 cavidades a antena de volumen

Mi primera labor experimental consistió en resintonizar la antena PERES en forma de corona para usarse en un escáner de 3T ya que originalmente fue sintonizada para usarse en un escáner de 1.5T. Como se puede observar en la Fig. 3.14, la antena es frágil y difícil de manejar, por ello, la primera modificación que realicé fue colocarla sobre un tubo plástico que le dio mayor rigidez y estabilidad a la antena, ver Fig. 4.2.



Fig. 4.2 Antena PERES de 8 cavidades convertida en antena de volumen

Se reconstruyó la antena realizando los cortes más precisos y con menos uniones y soldaduras, se disminuyeron esfuerzos en las curvas de los pétalos y se pegó con cinta canela al tubo de plástico. Siguiendo el trabajo de Silvia Hidalgo referido en la sección 4.7.9, se mantuvo el diámetro de la antena en 19cm y el radio de los pétalos de 1.9cm. Se sintonizó a una frecuencia de 127.7 MHz, que es la frecuencia de Larmor para un escáner de 3T según la Ec. 1.9, la longitud de onda es 2.34 m, la longitud del cable coaxial de la antena es de 0.58 m que es un cuarto de la longitud de onda, un cable tan corto complica el uso de la antena.

Con el fin de ajustar la antena se busca la mejor combinación de solenoides y capacitores, a través de pruebas de ensayo y error, se determinó que los solenoides bajan la frecuencia y los capacitores la incrementan, sin embargo la variación es muy pequeña, de esta manera resulta ser la longitud del cable la mejor forma de sintonizar la antena, buscando cortar lo menos posible el cable, se requirió conectar muchos solenoides y ningún capacitor para realizar el ajuste y la sintonización. La antena quedó muy estable, en sintonía y con una profundidad del pico de atenuación de más de 25 dB a una frecuencia de resonancia de 128 MHz, ver Figs. 4.3 y 4.4.

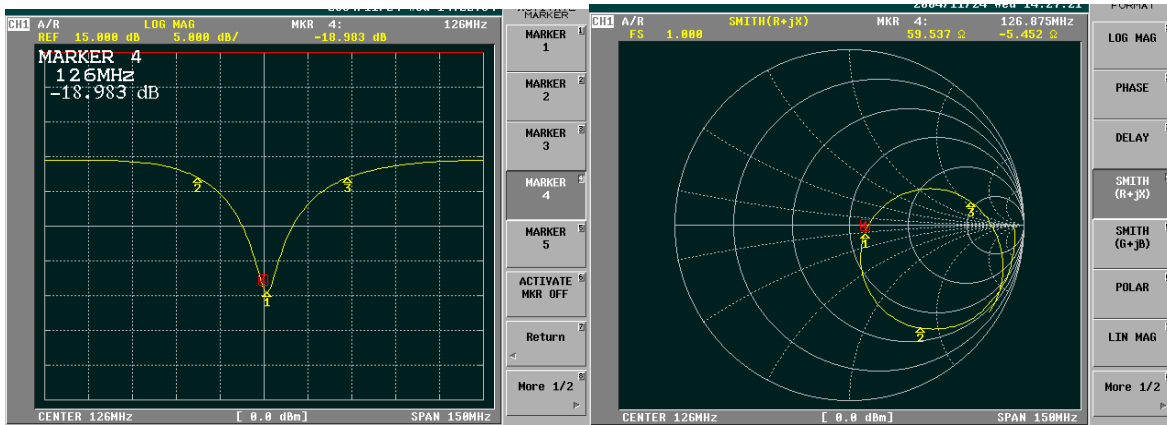


Fig. 4.3 A la izquierda tenemos el espectro de frecuencia de la antena PERES convertida a volumétrica a la derecha su carta Smith

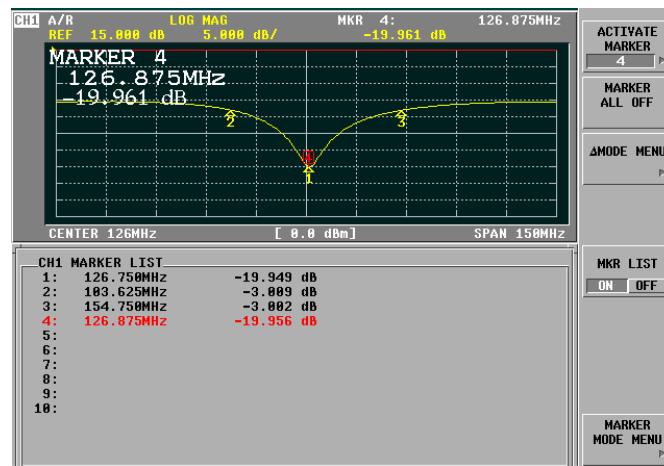


Fig. 4.4 Parámetros de la antena PERES convertida en volumétrica

Para calcular el factor de calidad de esta antena, usamos la Ec. 3.3 y los parámetros reportados en la Fig. 4.4, obteniendo el siguiente valor:

$$Q_1 = \frac{f}{\Delta f} = \frac{126.875 \text{ MHz}}{154.750 \text{ MHz} - 103.625 \text{ MHz}} = 2.48$$

4.4 Diseño y construcción de la antena PERESVOL

La antena descrita en la sección 4.3 tiene un diámetro que apenas permite rodear la cabeza de un paciente y por tanto no permite estudiar regiones más abajo (a la altura de la nariz o el cuello) además cubre una región de apenas unos 4cm de altura. La antena PERESVOL tiene un diámetro de aproximadamente 1.5 veces y una altura de más de 3 veces la de la PERES, esto permite cubrir perfectamente desde el cuello hasta la coronilla del paciente con gran comodidad para el mismo, con la innovación de que ahora los pétalos son cuadrados, es difícil imaginar la ventaja de los pétalos cuadrados con respecto a los redondos esta es una motivación más para el desarrollo de la simulación de las antenas por

computadora para poder comparar entre las diferentes configuraciones, como se podrá ver en el siguiente capítulo.

La antena PERESVOL es un arreglo de dos antenas con cuatro pétalos cada una construida con placa de cobre calibre 32 (0.23 mm de espesor) en una sola pieza de 1 cm de ancho, ver Figs. 4.5 y 4.6. Las esquinas fueron redondeadas buscando evitar el efecto de puntas, esta acción resultó ser poco afortunada como se demostró mediante la simulación con FEMLAB como se verá en el capítulo 5.

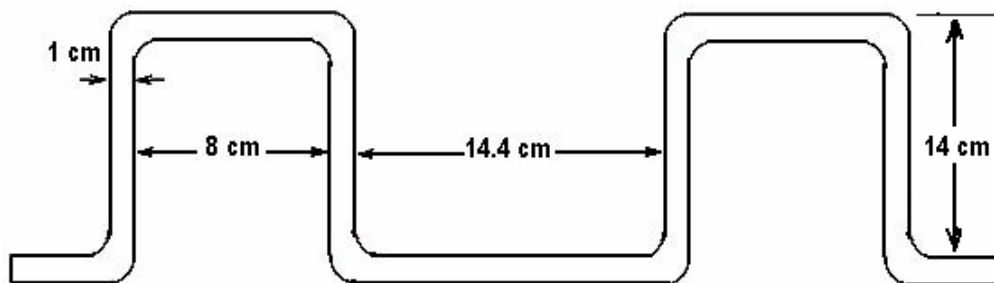


Fig. 4.5 Dimensiones de la antena PERESVOL

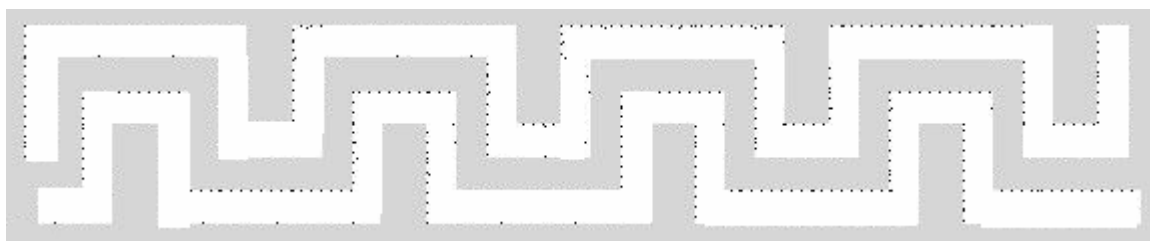


Fig. 4.6 Arreglo de las dos antenas en fase, representadas por las líneas blancas, juntas constituyen la antena PERESVOL

Las dimensiones de las antenas fueron determinadas por las dimensiones de la base, que en este caso fue un tubo de acrílico transparente de 31 cm de diámetro y 30 cm de alto, estas medidas permiten que con toda comodidad un paciente introduzca la cabeza, dándole espacio para respirar se realizarán perforaciones en el acrílico mejorando la circulación del aire, se eligió acrílico transparente para disminuir la sensación de claustrofobia, ver Fig. 4.7. El espacio entre pétalos de la primera antena permite introducir los pétalos de la segunda antena de manera intercalada, quedando así un espacio de 2.2 cm entre las líneas verticales y de 4 cm en las líneas horizontales, esta distancia es muy importante debido a los efectos de inducción mutua, en el capítulo 6 se propone una manera de determinar el valor óptimo mediante la simulación con FEMLAB buscando la mayor uniformidad de los campos eléctrico y magnético. Las antenas se pegaron al acrílico con cinta de aislar que prácticamente no modifica las propiedades eléctricas del sistema. La tierra de cada una de las antenas, se encuentran en la parte superior e inferior respectivamente separadas 1 cm.

Para ajustar la antena se utilizaron capacitores de 0.5 y 1 pF de tipo cerámico de alta calidad que no son afectados por el intenso campo magnético del escáner, fabricados por la American Technical Ceramics [32] y solenoides de 1 cm de diámetro y 3 cm de longitud con 15 vueltas cada una, elaboradas con alambre magneto calibre 20, tanto capacitores

como solenoides fueron conectados en paralelo con la antena usando soldadura 40-60, se observó que la configuración que estabiliza rápidamente la respuesta de la antena con respecto a la frecuencia de resonancia fue colocando solenoides a ambos lados de los capacitores y cada uno de estos conjuntos debían colocarse simétricamente en la antena para lograr el balance de la misma. Con el fin de hacer un ajuste más fino se conectó en cada antena un capacitor variable NMAM30 que va de 1.5 a 30 μF .

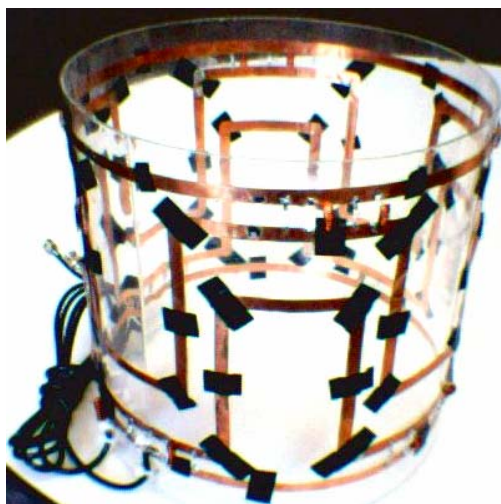


Fig. 4.7 Configuración final de la antena PERESVOL

Para realizar la sintonización, se consideró que la antena se emplearía en un escáner de 1T, por tanto la frecuencia de Larmor será de 42.58 MHz, esto es una longitud de onda de 7.05 m, de esta manera el cable coaxial de 50 Ω de impedancia tendrá aproximadamente 1.76 m de longitud, nuevamente como se observó en el primer prototipo volumétrico, los capacitores suben la frecuencia de resonancia y los solenoides la disminuyen, en ambos casos ligeramente, por ello un corrimiento significativo de la frecuencia requiere de un cambio en la longitud del cable coaxial. Cabe señalar que para la segunda antena el cable coaxial fue casi 30 cm más corto pues con la intención de hacer que ambos cables salieran por el mismo lado, se colocaron dos tiras de cobre para conectar el segundo cable con la antena prácticamente a la misma altura que las conexiones de la primera. En los extremos de ambos cables se colocaron conectores BNC.

Se logró un ajuste tan estable y tan poco sensible al ruido externo que se podía poner en contacto la mano desnuda sobre la antena o meter botellas con solución salina (carga) en el centro de la misma y no se observaban variaciones en el ajuste, el caso extremo de estabilidad se discute en el capítulo 6 donde se muestra que con la antena sucia e incluso con los solenoides aplastados la respuesta de la antena no casi no cambia.

4.5 Espectros de la antena PERESVOL

Los espectros de respuesta de la antena PERESVOL fueron determinados usando el equipo mencionado en la sección 4.2. Se realizaron mediciones con la antena vacía y con carga (colocando botellas con solución salina en su interior) y no se observó ninguna variación en la respuesta. En la Fig. 4.8 se observan los espectros de frecuencia de cada una de las antenas del arreglo en fase.

Como se explicó en la sección 3.4 el pico de atenuación se da a la frecuencia de resonancia, ambos datos se ven reportados en la pantalla del analizador de red.

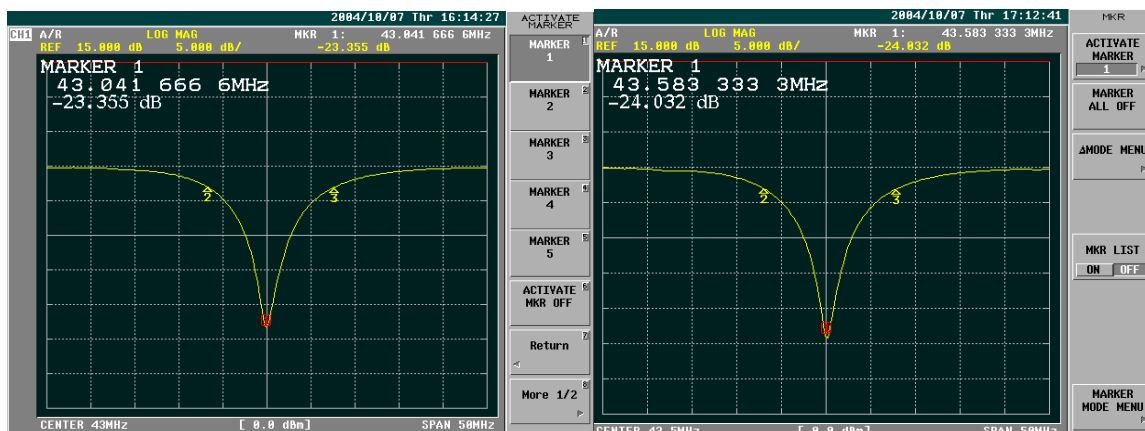


Fig. 4.8 Frecuencia de resonancia y profundidad del pico de atenuación de las antenas PERESVOL, izquierda antena 1, derecha antena 2.

4.6 Factores de calidad en la antena PERESVOL

Se considera que un factor de calidad superior a 2 es bueno, este se determina haciendo uso de la Ec. 3.3, la frecuencia de resonancia y los extremos del ancho de banda se muestran en la Fig. 4.9 para ambas antenas.

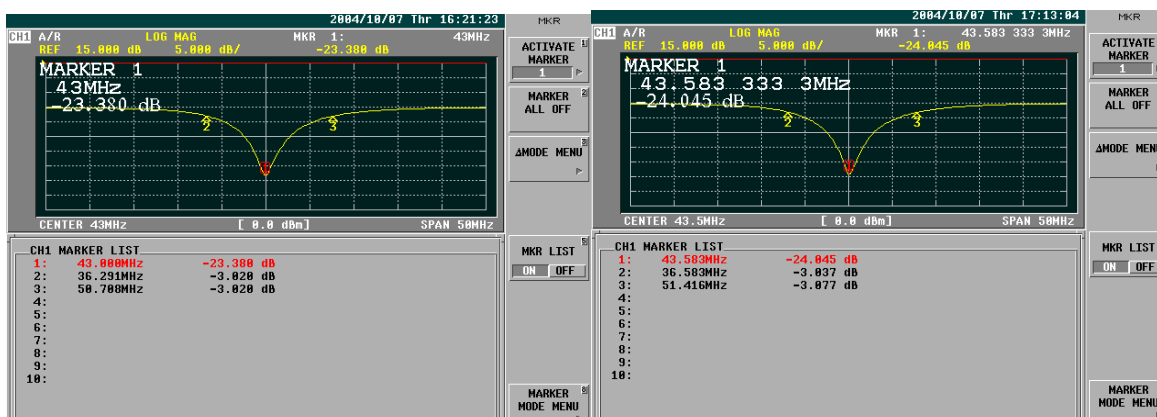


Fig. 4.9 Frecuencia de resonancia y ancho e banda de las antenas PERESVOL, izquierda antena 1, derecha antena 2.

Para la antena 1 el factor de calidad es:

$$Q_1 = \frac{43.0\text{MHz}}{50.7\text{MHz} - 36.3\text{MHz}} = 2.99 \quad (4.1)$$

Para la antena 2 el factor de calidad es:

$$Q_2 = \frac{43.58\text{MHz}}{51.42\text{MHz} - 36.58\text{MHz}} = 2.94 \quad (4.2)$$

4.7 Cartas Smith de la antena PERESVOL

La carta Smith según se explicó en la sección 3.6.5 nos permite observar la impedancia de la antena ($Z=R+iX$), para que sea factible la obtención de imágenes, se ha determinado experimentalmente que la resistencia no debe ser mayor de 55Ω y que la reactancia debe ser aproximadamente cero, la Fig. 4.10 muestra las cartas Smith de ambas antenas y se observa que ambas cumplen con los requisitos.

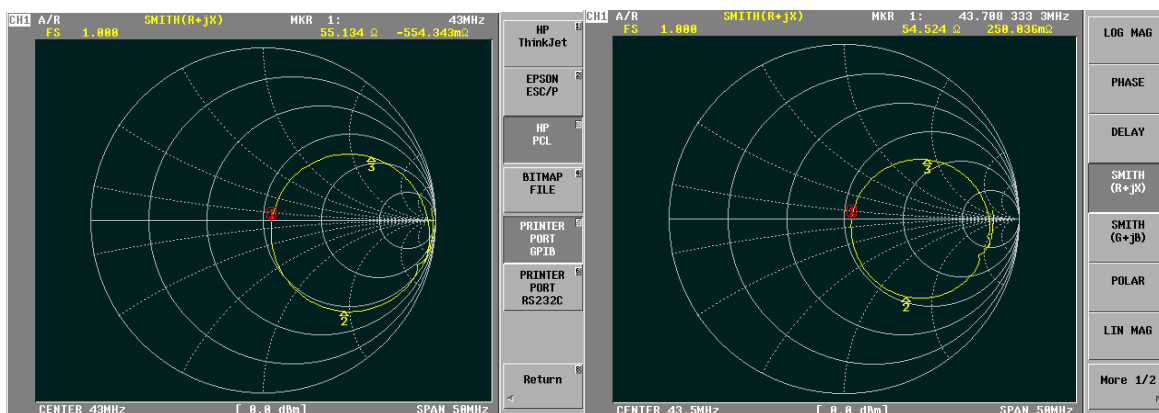


Fig. 4.10 Cartas Smith de las antenas PERESVOL, izquierda antena 1, derecha antena 2.

La antena 1 presenta una resistencia de 55.134Ω y una reactancia de $-554.343 \text{ m}\Omega$ y para la antena 2 los valores son de 54.524Ω y $250.036 \text{ m}\Omega$ respectivamente.

Capítulo 5

SIMULACIÓN COMPUTACIONAL DEL PROTOTIPO ANTENA PERES VOLUMÉTRICA CON ARREGLO EN FASE

5.1 Introducción

Los estudios funcionales realizados a la antena PERESVOL reportados en las secciones 4.5 a 4.7 son sumamente alentadores. La experiencia adquirida con las antenas descritas en las secciones 3.7.9 a 3.7.12 indica que es posible obtener imágenes con este prototipo, dado que nuestra institución no cuenta con un escáner de IRM, se están realizando gestiones con algunas unidades hospitalarias a fin de lograr algún convenio de colaboración que nos permita realizar las pruebas pertinentes.

Un aspecto importante del presente trabajo de investigación, versa en buscar métodos auxiliares para el diseño y construcción de antenas de RF. Una alternativa es realizar una simulación por computadora que proporcione un resultado gráfico que muestre el comportamiento de los campos eléctrico y del magnético de una antena de RF ya que como se mencionó en la sección 3.1 es fundamental para lograr imágenes de IRM de alta calidad tener antenas que capten señales muy débiles venidas desde los puntos más profundos del cuerpo y con campo magnético lo más uniforme posible, para permitir al sistema ubicar la posición de procedencia de la señal y lograr el mejor contraste en la imagen, lograr este objetivo sería una enorme contribución en esta línea de investigación, pues abre la posibilidad de proponer diseños de antenas y conocer su comportamiento y propiedades desde antes construirlas, con el consiguiente ahorro en tiempo y dinero.

En los sistemas de IRM que utilizan campos magnéticos estáticos de baja intensidad B_0 (menores de 0.5 T) la frecuencia de Larmor es baja de acuerdo con lo estudiado en la sección 1.1, por ello las dimensiones del cuerpo humano son una pequeña fracción de la longitud de onda de la frecuencia resonante. En este caso, la interacción entre el campo B_1 y el cuerpo humano se puede considerar como despreciable. Nuestro estudio se enfoca a los sistemas en los que las frecuencias de resonancia no sobrepasan los 40 ó 50 MHz, lo que nos ubica en el caso cuasi-estático de FEMLAB. Según lo mencionado en la sección 2.2, los escáneres de IRM más actuales trabajan a frecuencias superiores a los 150 MHz por ello existe un gran interés de los especialistas en el área por el análisis a altas frecuencias, sin embargo, como se verá más adelante la simulación con altas frecuencias nos coloca en el caso armónico de FEMLAB lo que redundará en ciertas limitaciones que poco a poco estamos tratando de solventar, a fin de que en un futuro cercano podamos realizar las simulaciones a cualquier frecuencia.

5.2 Métodos analíticos

Los métodos analíticos convencionales utilizados para estudiar los efectos de las señales de RF sobre objetos dieléctricos, se auxilian de cilindros concéntricos. Un cilindro interno de radio a simula la pérdida dieléctrica debido al cuerpo, una superficie cilíndrica de radio b por la que circula la corriente simula la antena de RF y un cilindro de radio c simula una cubierta de RF (ver Fig. 5.1).

Cuando el modelo propuesto tiene simetría cilíndrica o esférica, es posible obtener una solución analítica, de otra manera la posible solución se debe obtener mediante la

utilización de algún método numérico y una computadora. Evidentemente, cuanto más complejo sea el modelo, los requerimientos computacionales (como son la capacidad de memoria y el tiempo de procesamiento) van en aumento.

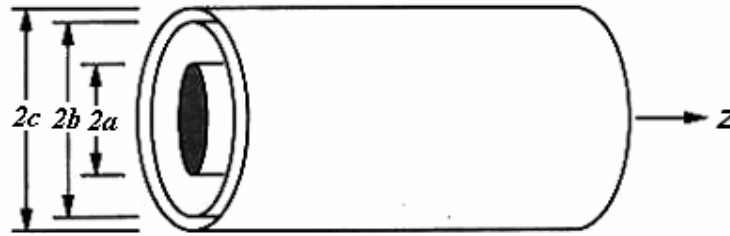


Fig. 5.1 Pérdida dieléctrica cilíndrica colocada en el interior de una corriente superficial cilíndrica encerrada por una cubierta conductora.

Como se mostrará a continuación el problema consiste en resolver las ecuaciones de Maxwell que pueden o no simplificarse en función de las condiciones del sistema, de la geometría y sobre todo de la frecuencia de la señal de RF.

5.2.1 Las ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell son un conjunto de ecuaciones diferenciales que se resolverán usando el método del elemento finito:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (5.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (5.4)$$

Una ecuación fundamental que se puede deducir de las ecuaciones de Maxwell, es la *ecuación de continuidad*, que se puede escribir como:

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (5.5)$$

Que es una forma de expresar el principio de la conservación de la energía.

5.2.2 Relaciones constitutivas

Las *relaciones constitutivas* describen las propiedades macroscópicas del medio, cuando este es el aire o el vacío las relaciones están dadas por las siguientes expresiones:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (5.6)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (5.7)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (5.8)$$

donde: ϵ_0 es la permitividad del vacío ($8.854187817 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$), \vec{P} es el vector de polarización eléctrica, μ_0 es la permeabilidad del aire o el vacío ($4\pi \times 10^{-7} \text{ Tm/A}$), \vec{M} es la Magnetización y σ es la conductividad eléctrica.

5.2.3 Campos cuasi-estáticos

En este modo los sistemas que se pueden resolver son aquellos cuya estructura tiene un tamaño eléctrico pequeño. El tamaño eléctrico es una medida de la relación entre el tamaño de los objetos involucrados y la longitud de onda del campo simulado. Este desarrollo está diseñado para estructuras con tamaño eléctrico de hasta 1/10, cuando esto ocurre, se considera que los potenciales eléctricos son independientes del tiempo, lo cual simplifica el cálculo.

5.2.3.1 Formulación del campo eléctrico caso cuasi-estático

El modelado de campos eléctricos estáticos se escribe en términos del potencial eléctrico V . Mediante la combinación de la definición del potencial dada en la ley de Gauss y la ecuación de la continuidad, se puede obtener una ecuación de Poisson clásica.

Bajo condiciones estáticas, el potencial eléctrico V se determina mediante la equivalencia:

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (5.9)$$

La generalización de la relación constitutiva expresada en la Ec. 5.6 será:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \vec{P} \quad (5.10)$$

donde ε es la permitividad del medio que se determina mediante la siguiente expresión: $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$, donde ε_r es la permitividad relativa del medio.

Utilizando las Ec. 5.9 y 5.10 en la ley de Gauss (Ec. 5.3), se obtiene la siguiente ecuación de Poisson:

$$-\nabla \cdot (\varepsilon \nabla V - \vec{P}) = \rho \quad (5.11)$$

Con el fin de manejar de una manera sencilla las interfaces entre los medios conductores y no conductores, la ecuación de continuidad expresada en la Ec. 5.8 tomará una forma especial. En el sistema de coordenadas estacionario, se enuncia como sigue:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \vec{J}^e \quad (5.12)$$

donde \vec{J}^e es una densidad de corriente generada de manera externa. Esto nos lleva a la siguiente formulación de la ecuación de continuidad:

$$-\nabla \cdot (\sigma \nabla V - \vec{J}^e) = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (5.13)$$

donde el lado derecho desaparece para el caso estático. Sin embargo, en lugar de quitar el término de la fuente, se modelará el campo eléctrico mediante una aproximación infinitesimal de t . De esta manera, el lado derecho de la Ec. 5.13 se puede aproximar mediante la siguiente expresión:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\rho - \rho_0}{T_c} \quad (5.14)$$

donde ρ_0 es una densidad de carga espacial en $t = 0$ y T_c es un tiempo constante, dependiente de la magnitud de σ y ε . Esto implica que si dividimos entre T_c la ley de Gauss expresada en la Ec. 5.11, se podría sustituir junto con la Ec. 5.13 en la Ec. 5.14 y se obtendría la siguiente expresión:

$$-\nabla \cdot ((\sigma + \varepsilon / T_c) \nabla V - (\vec{J}^e + \vec{P} / T_c)) = \rho_0 / T_c \quad (5.15)$$

La solución de esta ecuación proporciona una función para el potencial eléctrico $V(T_c)$ que es una función del T_c elegido, en la práctica elegimos un T_c grande comparado con el tiempo máximo de relajación del sistema. El valor preestablecido en FEMLAB es de 10^{-17} segundos, el cual es grande para materiales conductores tales como el cobre, cuyo tiempo de relajación es del orden de los 10^{-19} segundos.

5.2.3.2 Formulación del campo magnético caso cuasi-estático

El análisis cuasi-estático hace la suposición de que $\delta\bar{D}/\delta t = 0$, esto junto con la apropiada modificación de la Ec. 5.12 que involucra el campo eléctrico producido por el movimiento del conductor a una velocidad \bar{v} , permite que la ecuación de la ley de Maxwell-Ampère (Ec. 5.1) se escriba de la siguiente manera:

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{J} = \sigma(\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}) + \bar{J}^e \quad (5.16)$$

El criterio fundamental para que la aproximación cuasi-estática sea válida, es que la corriente y el campo electromagnético varíen lentamente. Esto significa que las dimensiones de la estructura deben ser pequeñas comparadas con la longitud de onda.

Bajo la suposición de que el tensor de conductividad es invertible, la Ec. 5.16 se puede reescribir como:

$$\bar{E} = \sigma^{-1}(\nabla \times \bar{H} - \bar{J}^e) - \bar{v} \times \bar{B} \quad (5.17)$$

Reemplazando \bar{E} en la ley de Faraday (Ec. 5.2) por la Ec. 5.17 y utilizando la relación constitutiva generalizada $\bar{B} = \mu(\bar{H} + \bar{M})$ donde μ es la permeabilidad del medio que se determina mediante la siguiente expresión: $\mu = \mu_0 \mu_r$, donde μ_r es la permeabilidad relativa del medio, obtenemos:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mu(\bar{H} + \bar{M})) + \nabla \times (\sigma^{-1}(\nabla \times \bar{H} - \bar{J}^e) - \bar{v} \times \mu(\bar{H} + \bar{M})) = \bar{0} \quad (5.18)$$

Esta es una formulación general dependiente del tiempo para campos cuasi-estáticos. Esta formulación no puede tratar problemas que incluya regiones con conductividad cero, aunque μ puede ser una función de la intensidad del campo magnético. La derivada temporal de μ se obtiene a través de la regla de la cadena:

$$\left(\mu + \frac{\partial \mu}{\partial \bar{H}}(\bar{H} + \bar{M})\right) \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} + \nabla \times (\sigma^{-1}(\nabla \times \bar{H} - \bar{J}^e) - \bar{v} \times \mu(\bar{H} + \bar{M})) = -\mu \frac{\partial \bar{M}}{\partial t} \quad (5.19)$$

Cuando el campo electromagnético es armónico, la ecuación se puede simplificar a la siguiente ecuación diferencial:

$$j\omega\mu(\bar{H} + \bar{M}) + \nabla \times (\sigma^{-1}(\nabla \times \bar{H} - \bar{J}^e) - \bar{v} \times \mu(\bar{H} + \bar{M})) = \bar{0} \quad (5.20)$$

5.3 Métodos de simulación

Para simular la interacción de los campos de RF con los objetos biológicos, se utilizan básicamente tres métodos: *método de momentos (Method of Moments MoM)*, *método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (Finite Difference Time Domine FDTD)* y *método del elemento finito (Finite Element Method FEM)*.

5.3.1 Método de momentos

Es un método popular para el cálculo de los campos electromagnéticos en estructuras arbitrarias y cuerpos dieléctricos inhomogéneos. En este método una ecuación

integro-diferencial se formula en términos de una corriente volumétrica equivalente que cuantifica los efectos de la permitividad y la conductividad de un cuerpo inhomogéneo. La discretización de la ecuación integro-diferencial nos presenta una ecuación matricial, cuya solución proporciona una respuesta numérica del problema.

5.3.2 Método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo

Considerando la ecuación diferencial:

$$\nabla^2 E_z + k_0^2 \epsilon_c E_z = -i\omega \mu_0 J_z \quad (5.21)$$

donde:

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad (5.22)$$

ϵ_c puede ser una función de posición y y J_z es la corriente externa en la dirección z . Esta ecuación se puede escribir más explícitamente en coordenadas Cartesianas como:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k_0^2 \epsilon_c E_z = -i\omega \mu_0 J_z \quad (5.23)$$

Para resolver esta ecuación en la región de interés, primero encerramos la región en un área rectangular que se divide uniformemente en muchas pequeñas regiones rectangulares, como se ilustra en la Fig. 5.2, posteriormente se utilizan dos enteros (m , n) para denotar la posición de cada nodo o píxel y seguir el método de la diferencia finita, este método, también se puede aplicar en el dominio del tiempo para resolver las ecuaciones de Maxwell tanto para el campo eléctrico como para el magnético.

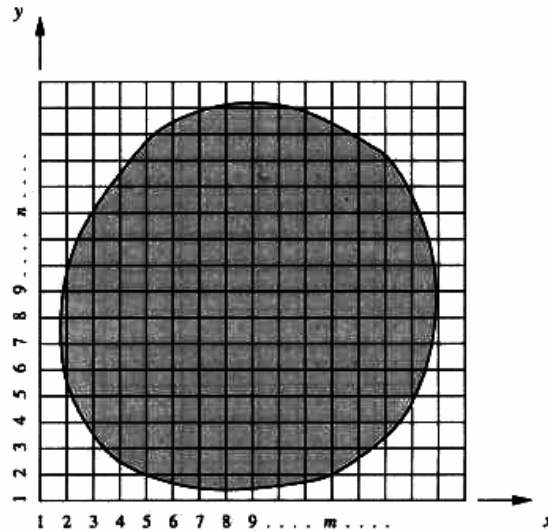


Fig. 5.2 La malla en la diferencia finita.

5.3.3 Método del elemento finito

El método de las diferencias finitas es sencillo y fácil de implementar, sin embargo, dado que divide a la región de interés en celdas rectangulares, no es muy preciso al modelar geometrías arbitrarias. Esta desventaja se puede salvar mediante el método del elemento finito, que divide a la región de interés en celdas irregulares, debido a que la forma de las celdas triangulares puede ser arbitraria como se muestra en la Fig. 5.3.

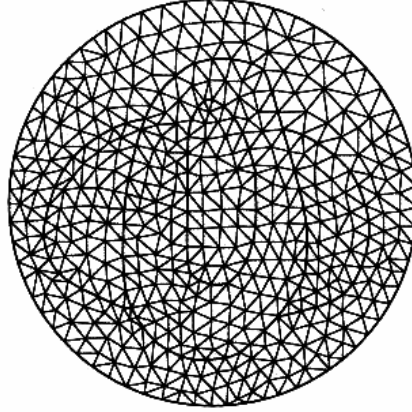


Fig. 5.3 La malla de un elemento finito.

Rescribiendo la Ec. 5.16:

$$\nabla^2 \phi + k_0^2 \epsilon_c \phi = \chi \quad (5.24)$$

donde $\phi = E_z$ y $\chi = -i\omega\mu J_z$.

En el método del elemento finito, en lugar de resolver directamente la Ec. 5.23, se busca una solución para la integral pesada que se obtiene multiplicando la Ec. 5.23 por una función de peso $\omega(x, y)$ que es la misma frecuencia angular e integrando la ecuación resultante sobre la región de interés:

$$\iint_{\Omega} \omega(x, y) [\nabla^2 \phi(x, y) + k_0^2 \epsilon_c \phi(x, y)] dx dy = \iint_{\Omega} \omega(x, y) \chi(x, y) dx dy \quad (5.25)$$

Usando el primer teorema escalar de Green:

$$\iint_{\Omega} [\omega \nabla^2 \phi + \nabla \omega \cdot \nabla \phi] dx dy = \oint_c \omega \frac{\partial \phi}{\partial n} dl \quad (5.26)$$

La Ec. 5.25, se puede reescribir como sigue:

$$\iint_{\Omega} [\nabla \omega \cdot \nabla \phi - k_0^2 \epsilon_c \omega \phi] dx dy = \oint_c \omega \frac{\partial \phi}{\partial n} dl - \iint_{\Omega} \omega \chi dx dy \quad (5.27)$$

El primer paso del método del elemento finito es subdividir la región de interés en pequeñas celdas triangulares denominadas elementos y asumiendo que en la frontera de esta región el campo eléctrico desaparece, entonces solo tenemos que calcular el campo eléctrico en su interior. Asignando un valor para el campo eléctrico en cada nodo interno como ϕ_i donde i denota el número de nodo. Aún más, se supone que el campo dentro de cada elemento es una interpolación lineal de los campos en los tres nodos de cada elemento. Así, el campo en la región de interés se puede expresar como:

$$\phi(x, y) = \sum_{i=1}^{Nt} N_i(x, y) \phi_i \quad (5.28)$$

donde Nt denota el número total de nodos internos y $N_i(x, y)$ se denomina la función de expansión o la función básica asociada con el nodo i . Para elementos lineales $N_i(x, y)$ se ilustra en la Fig. 5.4, donde vemos que $N_i(x, y)$ no es cero solamente dentro de los elementos que están directamente conectados al nodo i . Aún más, $N_i(x, y)$ tiene un valor de uno en el nodo i y decrece a cero en los nodos vecinos.

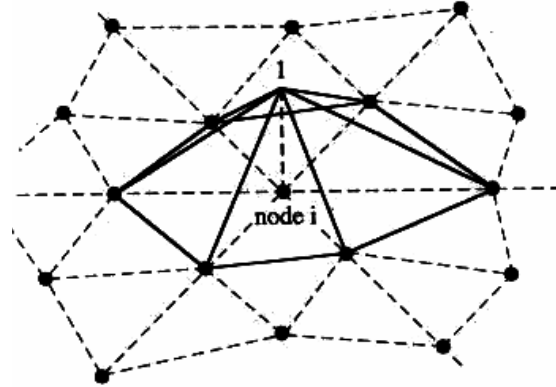


Fig. 5.4 Ilustración de la función básica para el nodo i .

Sustituyendo la Ec. 5.28 en la Ec. 5.27 y haciendo que $w=N_i(x, y)$, obtenemos:

$$\sum_{j=1}^N \phi_j \int_{\Omega} [\nabla N_i \cdot \nabla N_j - k_0^2 \epsilon_c N_i N_j] dx dy = - \int_{\Omega} N_i \chi dx dy \quad (5.29)$$

La Ec. 5.29 se puede escribir de manera más compacta como sigue:

$$\sum_{j=1}^{N_i} K_{ij} \phi_j = b_i \quad (5.30)$$

donde:

$$K_{ij} = \int_{\Omega} [\nabla N_i \cdot \nabla N_j - k_0^2 \epsilon_c N_i N_j] dx dy \quad (5.31)$$

$$b_i = - \int_{\Omega} N_i \chi dx dy \quad (5.32)$$

La Ec. 5.30 define un conjunto discreto de ecuaciones lineales, que se pueden resolver usando un algoritmo convencional. Su solución proporciona el valor de E_z (el campo eléctrico en la dirección z) en cada nodo, con el que se puede calcular el campo magnético usando las ecuaciones de Maxwell.

5.4 El paquete computacional FEMLAB

FEMLAB es un poderoso paquete computacional en un medio ambiente interactivo dedicado a modelar y resolver problemas científicos e ingenieriles, sin necesidad de un conocimiento profundo de las matemáticas o el análisis numérico por parte del usuario. Una característica de gran utilidad, es que las aplicaciones específicas vienen en módulos.

Los módulos proporcionan herramientas orientadas a campos técnicos específicos haciendo abstracciones de alto nivel a lo más, pero conservando el poder y la flexibilidad de los mecanismos de bajo nivel ofrecidos por FEMLAB. En particular nos interesa el *Módulo Electromagnético* (ME) que contiene un conjunto de aplicaciones adaptadas para una amplia gama de simulaciones electromagnéticas.

Los modelos se describen mediante *Ecuaciones Diferenciales Parciales* (EDP), que nos permiten ver la aplicación de la física en la simulación.

FEMLAB contiene un conjunto de algoritmos para discretizar y resolver las EDP en tres formas: coeficientes, general y débil. La forma de coeficientes se aplica a problemas lineales o aproximadamente lineales, la forma general se aplica a problemas no lineales. La forma débil es más general que las otras dos, ampliando el conjunto de ecuaciones que FEMLAB puede tratar.

Las aplicaciones se dividen en tres categorías: estática, cuasi-estática y ondas de altas frecuencias. Todos los modos están disponibles en 2D y 3D, simétricos planares para problemas en planos y asimétricos para problemas con simetría cilíndrica.

5.4.1 Aplicación del método del elemento finito en FEMLAB

FEMLAB adquiere su nombre de las siglas en inglés del *método del elemento finito*: *Finite Element Method LABORatory* (FEMLAB). Básicamente es una forma de resolver los problemas de EDP mediante un número finito de parámetros conocidos, esto es la *discretización* del problema original, que implica la introducción de *elementos finitos* o *formas de las funciones* que describan la posible estructura de la solución aproximada.

Una vez definida la malla, se propone una aproximación de las variables independientes mediante una función que se puede describir usando un número finito de parámetros o *grados de libertad*. El método considera un espacio de elementos finitos correspondiente a elementos cuadráticos, en este caso la variable independiente, será una función de polinomios de segundo orden para cada intervalo de la malla.

5.4.2 Construcción de la malla en FEMLAB

La *malla* o en inglés *mesh*, es el punto de partida del método del elemento finito, consiste en una partición de la geometría en pequeñas unidades de estructura sencilla. En 1D los subdominios (intervalos) se particionan en pequeños *intervalos de malla* (o *elementos de malla*). Los puntos extremos de los intervalos de malla se conocen como *vértices de malla*.

En 2D los subdominios se particionan en triángulos, o *elementos de malla*. Esta es una aproximación donde las fronteras se pueden curvar. Los lados de los triángulos son los *bordes de la malla* y sus esquinas los *vértices de la malla*.

Análogamente, en 3D los subdominios se particionan en tetraedros (*elementos de malla*), cuyas caras, bordes y esquinas se denominan *caras de malla*, *bordes de malla* y *vértices de malla* o *puntos nodales* respectivamente.

En 3D FEMLAB cuenta con diferentes parámetros generadores de la malla, todos ellos tienen valores preestablecidos que se pueden ajustar. Los valores de estos parámetros definen las dimensiones de la malla, es decir, el número de nodos y el número de elementos que la conforman. Evidentemente cuanto mayor es la dimensión de la malla mayor es la precisión con la que se realiza la simulación, sin embargo el costo es muy alto en términos de memoria y tiempo de cómputo. Los parámetros que variamos para dimensionar la malla fueron: la *tasa de crecimiento de la malla* (*mesh Growth rate Gr*), que determina el crecimiento de la longitud de los bordes de los elementos, su valor debe estar entre 1 (sin crecimiento) y 2 (doble de la longitud en cada paso), el valor predeterminado es 1.4, esto es una tasa de crecimiento del borde de la malla del 40% en cada paso. El segundo parámetro fue el *factor de curvatura de la malla* (*mesh Curvature factor Cf*) que controla la longitud del borde de los elementos en comparación a la curvatura de la geometría, su valor debe ser un escalar positivo, preferentemente menor de 1, el valor predeterminado es 0.4. El tercer parámetro fue el *tamaño del borde de la malla*, *factor de escalamiento* (*mesh edge size, Scaling factor Sf*) es un factor que establece el máximo tamaño del borde de los elementos su valor predeterminado es 1 [33].

En 2D dibujar y construir cualquier geometría es sencillo, usando el modo cuasi-estático prácticamente no tuvimos restricciones computacionales, las simulaciones no tomaban más de unos cuantos segundos. En 3D no hay herramientas de dibujo y los

modelos se deben construir realizando superposiciones de figuras geométricas básicas tales como esferas, cilindros, cubos, etc. Al construir la malla sobre la geometría propuesta con los valores preestablecidos para parámetros mencionados en el párrafo anterior, se generan grandes cantidades de nodos y de elementos, cuanto más complicada es la geometría mayor es el número de nodos y elementos. Se observó que con aproximadamente 3 500 nodos y 15 000 elementos es posible simular el campo eléctrico en procesos que duraban de 30 min a 2 hrs de cómputo en el servidor, pero el campo magnético no era posible calcularlo. Ajustando la tasa de crecimiento de la malla y el factor de curvatura se logró optimizar el proceso disminuyendo en algunos casos los nodos a menos de 2500 y los elementos a menos de 10 000, para las simulaciones de campos eléctricos los procesos tardaban de 30 seg a 2 min y los campos magnéticos tardaban de 10 a 40 min en el modo cuasi-estático. La Fig. 5.5 muestra la variación del número de nodos y de elementos en función del factor de curvatura y de la tasa de crecimiento, se observa que al llegar a cierto valor, ni el número de nodos ni el de elementos puede disminuir más, es decir que la optimización tiene un límite.

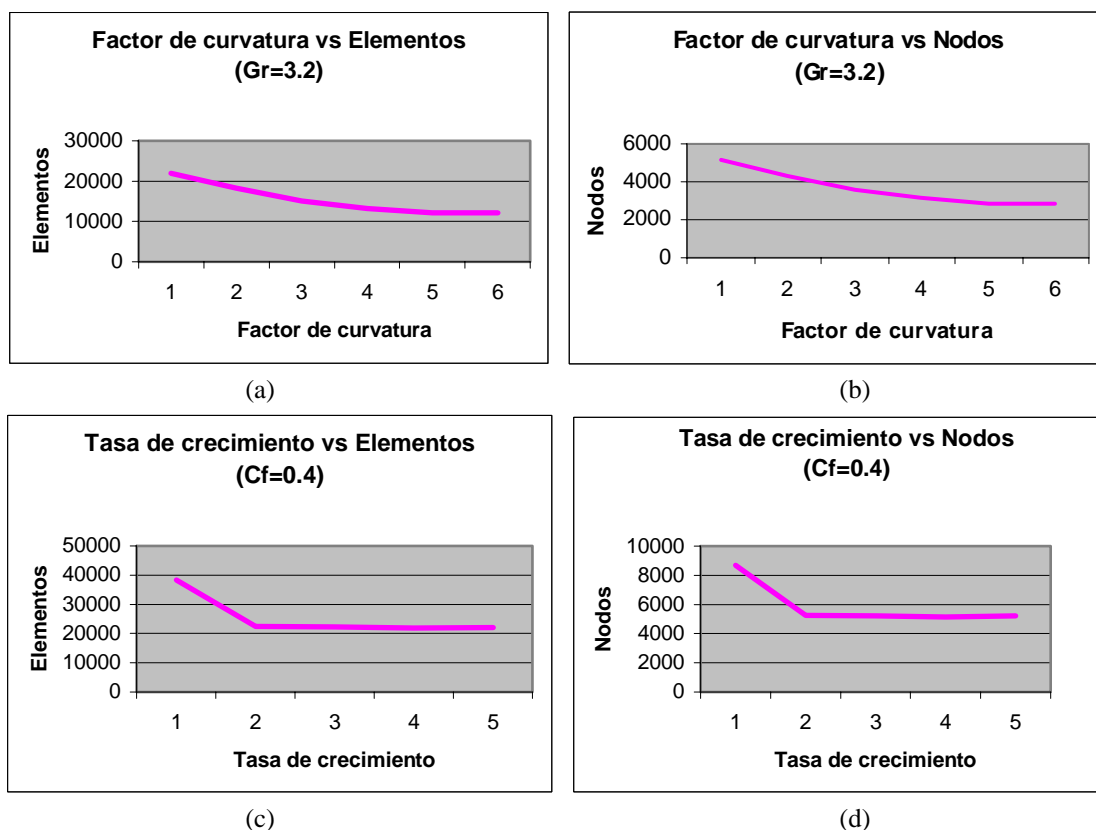


Fig. 5.5 (a) N° de de elementos en función de Cf para Gr=3.2 y (b) N° de nodos en función del Cf para Gr=3.2. (c) N° de elementos en función de Gr para Cf=0.4 y (d) N° de nodos en función de la Gr para Cf=0.4.

5.5 Módulo electromagnético

Los modelos desarrollados en el ME se pueden transformar en un modelo descrito mediante EDP, esto ofrece una forma de observar las leyes físicas en una simulación.

Como ya se mencionó se usa el modo cuasi-estático en bajas frecuencias suponiendo que las corrientes y las cargas que generan el campo electromagnético varían lentamente en el tiempo, por lo que el campo electromagnético es prácticamente el mismo

en cualquier momento como si fuera generado por fuentes estacionarias, esto permite simplificar las ecuaciones de Maxwell.

Cuando las variaciones temporales de las fuentes del campo electromagnético son más rápidas (altas frecuencias), es conveniente usar el modo armónico. Este modo es adecuado para estructuras con un tamaño eléctrico de 1/100 y mayores. Esto significa que existe un intervalo donde se puede usar el modo cuasi-estático y el modo completo de Maxwell indistintamente.

5.6 Modos de aplicación del módulo electromagnético

El ME dispone de una serie de aplicaciones para simular diversos tipos de fenómenos electromagnéticos. La selección del modo apropiado que describa la física del sistema real depende de las propiedades geométricas del mismo y de los tiempos de variación de los campos.

Como ya se mencionó, para simular el comportamiento electromagnético de la antena PERESVOL usaremos el modo cuasi-estático del ME. En este caso, el sistema resuelve un caso simplificado de las ecuaciones de Maxwell, calculando según se requiera el potencial eléctrico, el flujo magnético, etc.

5.7 Equipo utilizado para realizar la simulación con FEMLAB

Se utilizó un servidor DELL 4400 con dos procesadores Genuine Intel Pentium III a 1 GHz; seis discos duros tres de 4.8 GB, uno de 1.9 GB, uno de 9.8 GB y uno de 73.9 GB; una memoria RAM de 1GB y una memoria virtual de 2 GB, perteneciente al Laboratorio de Neuroimagenología de la UAM-I. La Fig. 5.6 muestra una fotografía del equipo referido.



Fig. 5.6 Servidor DELL 4400 del Laboratorio de Neuroimagenología de la UAM-I.

5.8 Simulación de los campos eléctrico y magnético generados por un pétalo circular y uno rectangular

Como se mencionó en la sección 4.1 la primera modificación que se propuso en el diseño de la antena PERES, fue sustituir los pétalos circulares por pétalos rectangulares esperando conseguir una mejor distribución de los campos eléctrico y magnético, de esta manera la primera simulación en FEMLAB consistió en determinar los espectros eléctrico y magnético de una antena de una sola espira tanto circular como rectangular, con la finalidad de realizar una comparación directa entre ellos y entonces determinar si nuestra premisa era correcta. Cabe señalar que estas simulaciones se hicieron a escala para tener una comparación más aproximada al caso real.

En la Fig. 5.7 observamos que el campo eléctrico generado por la espira circular tiene un gradiente mucho más intenso en el interior que en el exterior, en el caso de la espira rectangular, se puede apreciar un campo de casi el doble de intensidad que el de su contraparte circular, siendo más uniforme tanto por dentro como por fuera de la espira.

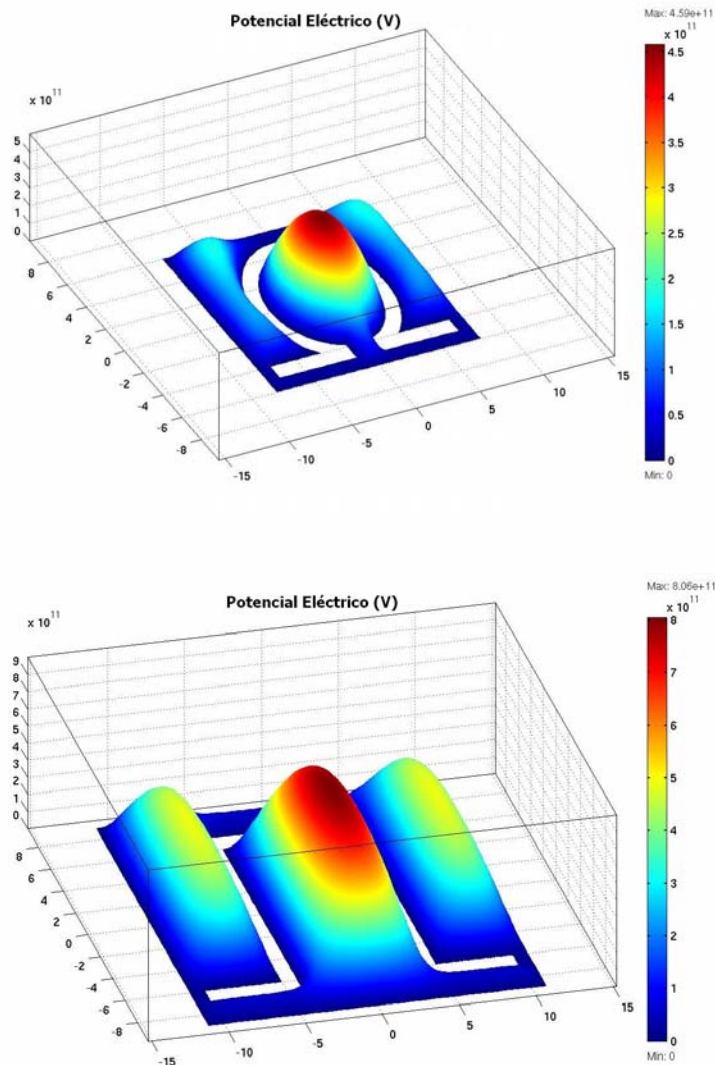


Fig. 5.7 Espectros eléctricos arriba de una espira circular abajo de una espira rectangular.

En la Fig. 5.8 se observan espectros muy similares pero que ahora representan el campo magnético.

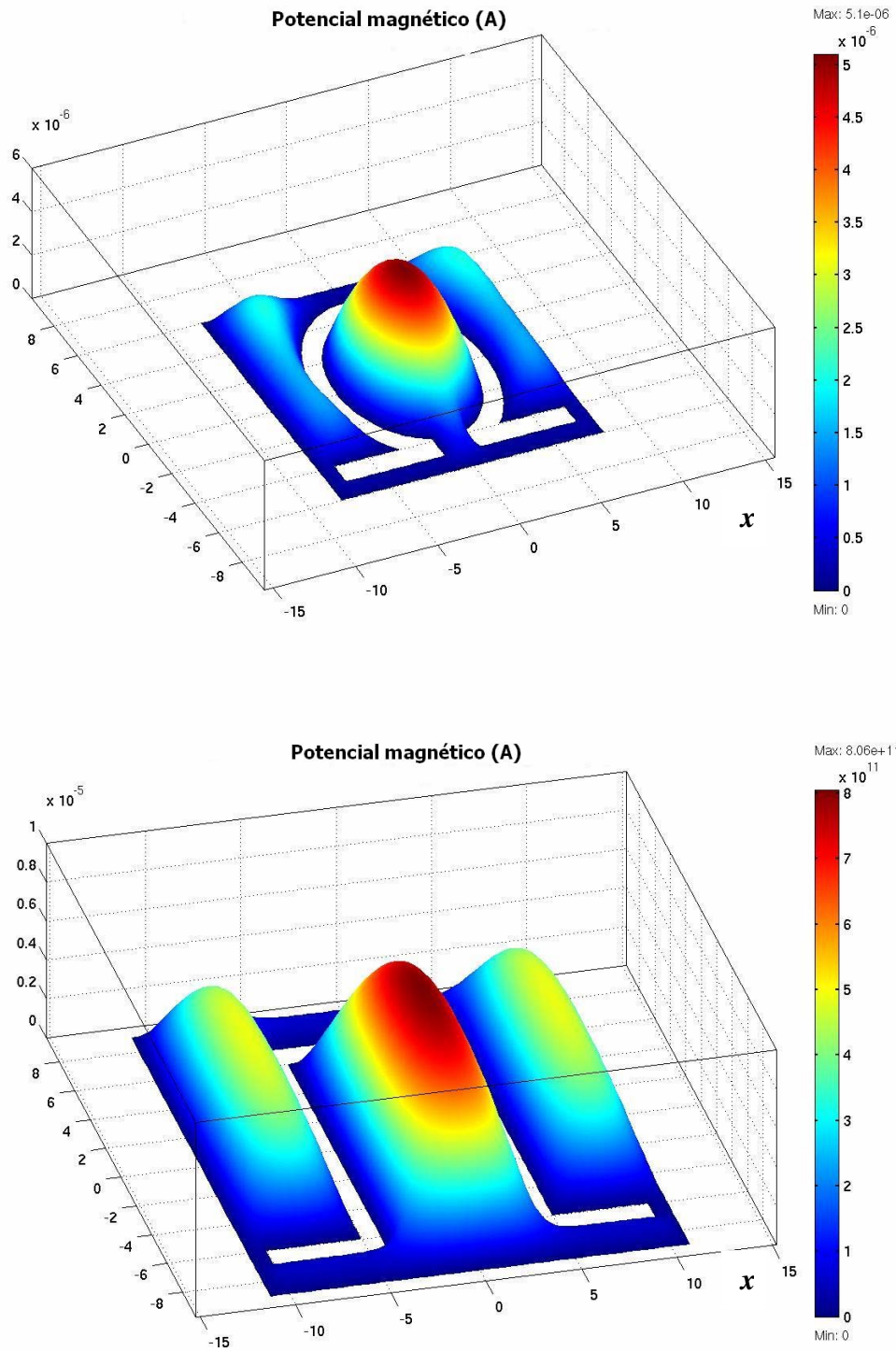


Fig. 5.8 Espectros magnéticos arriba de una espira circular abajo de una espira rectangular.

FEMLAB nos permite trazar una línea a través del modelo que le indica al programa que debe trazar un perfil de la distribución del campo sobre esa línea. Trazando esta línea sobre las dos gráficas de la Fig. 5.8 obtenemos la gráfica de la distribución del potencial en un corte longitudinal a la mitad de cada una de las espiras. En la Fig. 5.9 se muestra la distribución dentro y fuera de cada una de las espiras.

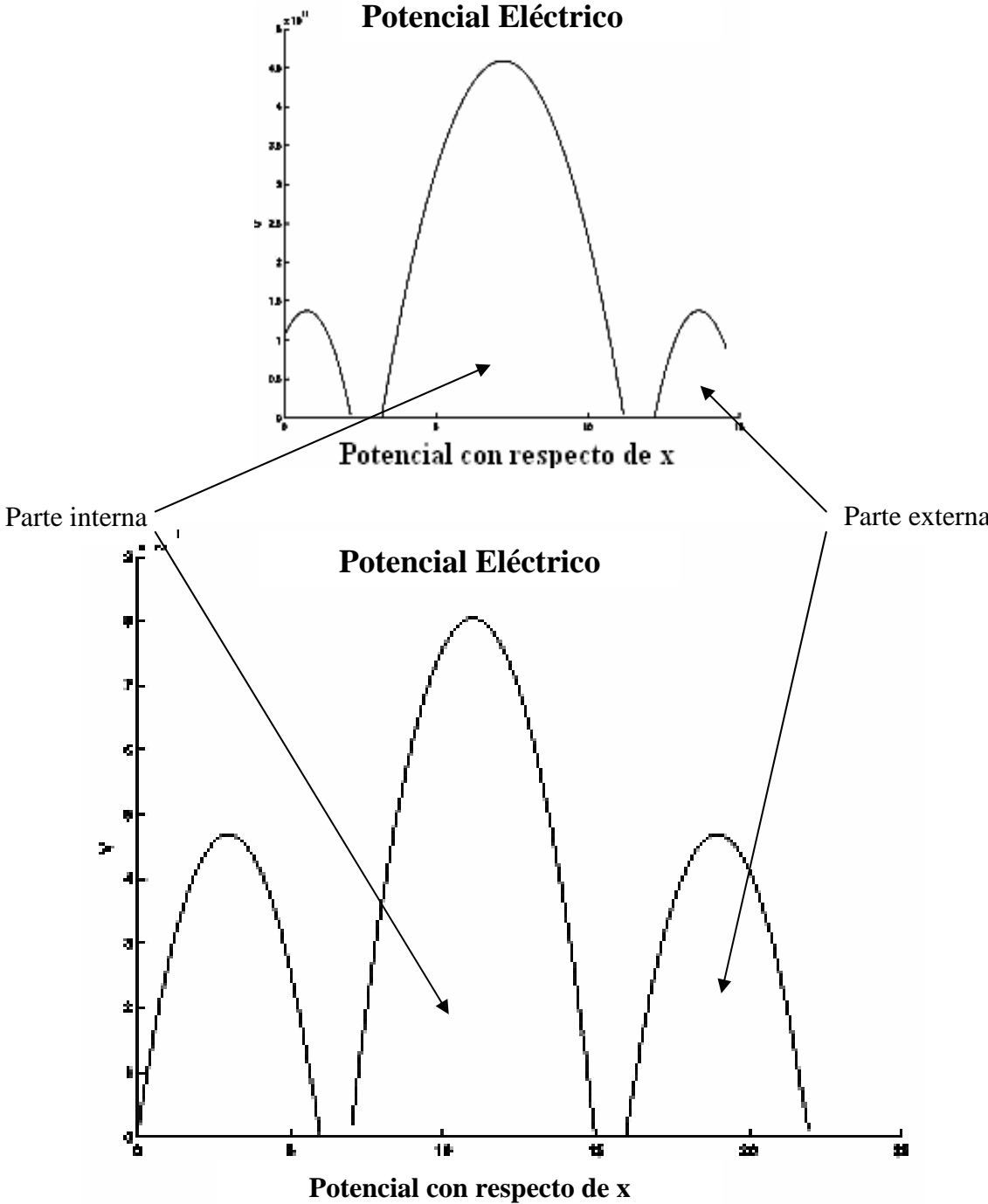


Fig. 5.9 Cortes longitudinales de los espectros eléctricos por dentro y por fuera de las espiras arriba de una espira circular abajo de una espira rectangular.

5.9 Simulación del efecto de puntas en un pétalo rectangular

En los diseños eléctricos es el efecto de puntas siempre está presente. Como se mencionó en la sección 4.4, las espiras rectangulares fueron redondeadas en las puntas, resulta pues una buena idea simular con el FEMLAB el campo eléctrico generado por la guía de corriente en un sistema con las puntas no redondeadas así como con las puntas redondeadas. La simulación mostrada en la Fig. 5.10 se realizó a escala con un pétalo real de la antena PERES, donde el ancho de la guía eléctrica es del 10% de la altura de la espira.

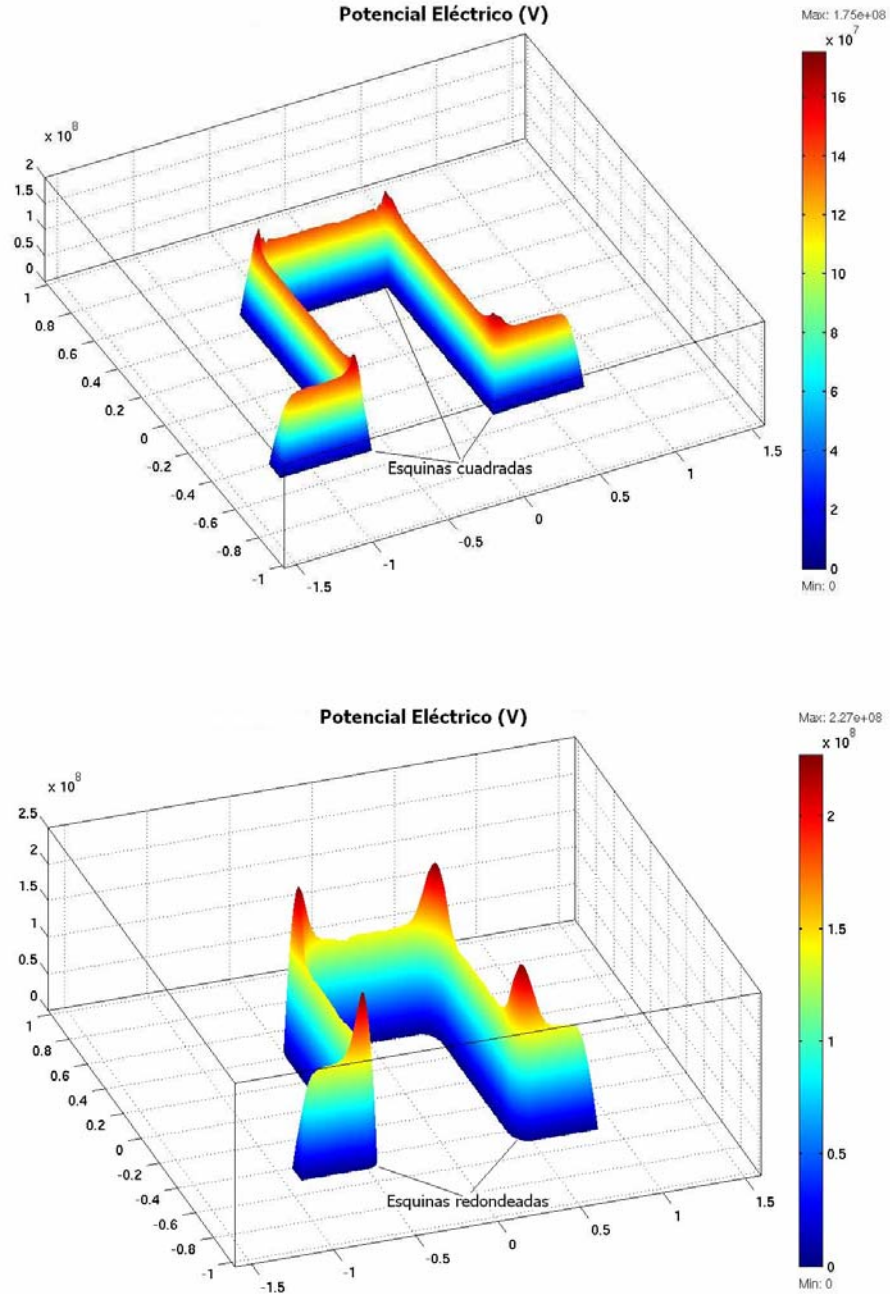


Fig. 5.10 Espectro eléctrico generado por un pétalo cuadrado angosto la figura de arriba muestra el campo generado por la espira con esquinas en las puntas, la de abajo es la misma espira con las puntas redondeadas.

La Fig. 5.11 muestra que cuando la guía eléctrica de la espira es ancha (en este caso es de un tercio de la altura de la espira), el efecto de puntas es mucho menos relevante.

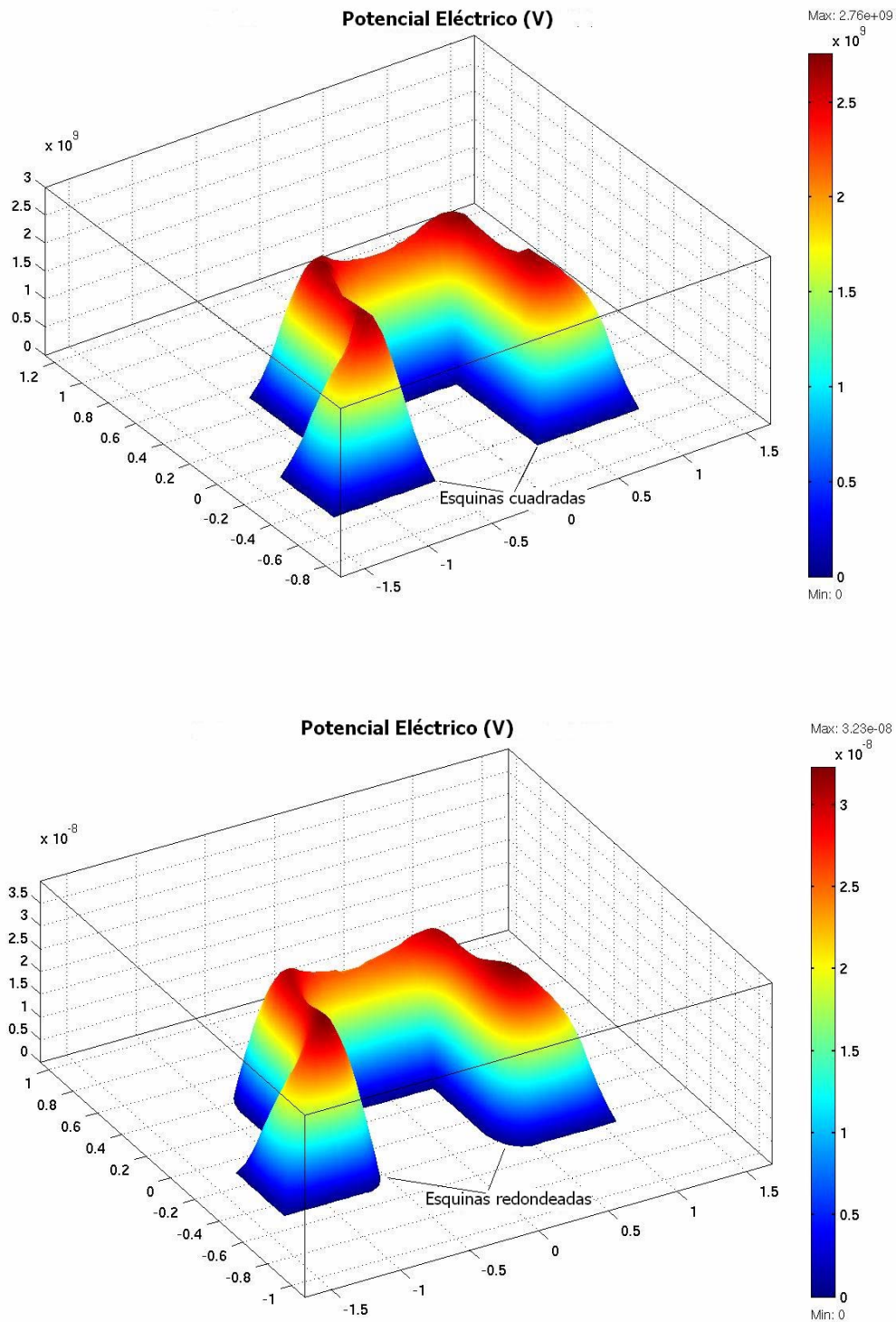


Fig. 5.11 Espectro eléctrico generado por un pétalo cuadrado ancho la figura de arriba muestra el campo generado por la espira con esquinas en las puntas, la de abajo es la misma espira con las puntas redondeadas.

5.10 Variación de la homogeneidad del campo eléctrico en función de la distancia de separación entre las antenas del arreglo en fase

Un parámetro fundamental de las antenas en fase es la distancia de separación entre las antenas debido a los efectos de inducción mutua y a la pérdida de homogeneidad del campo electromagnético. Las simulaciones en las Figs. 5.12, 5.13 y 5.14 muestran los efectos de la distancia de separación entre las antenas en 2D. En la Fig. 5.15 se superponen las distribuciones de los campos a lo largo de las antenas.

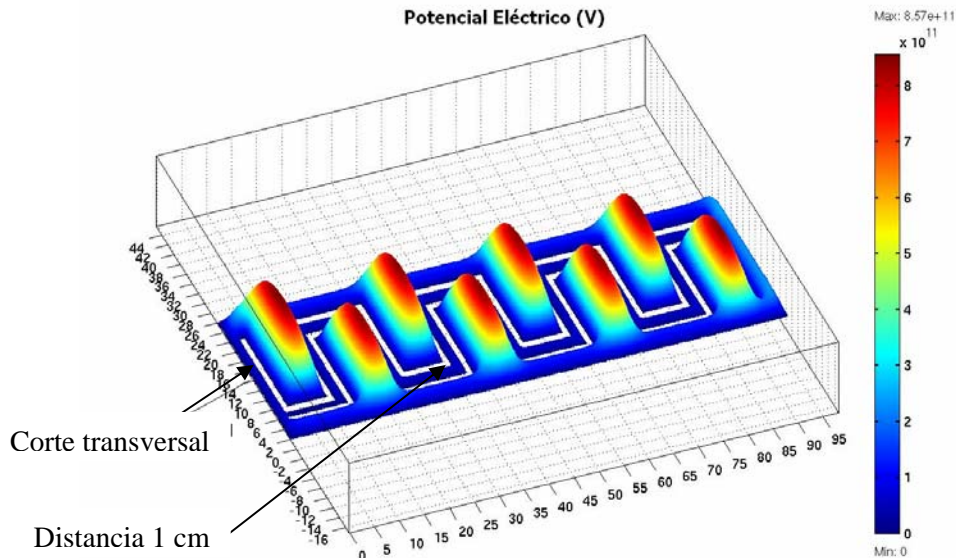


Fig. 5.12 Espectro eléctrico generado por un arreglo en fase en 2D, con una separación entre antenas de 1cm.

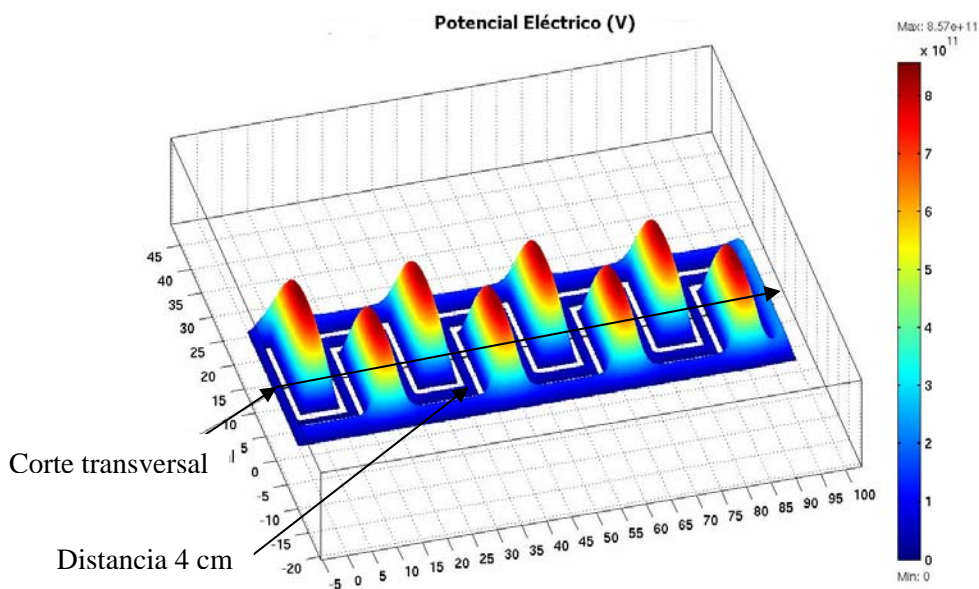


Fig. 5.13 Espectro eléctrico generado por un arreglo en fase en 2D, con una separación entre antenas de 4cm.

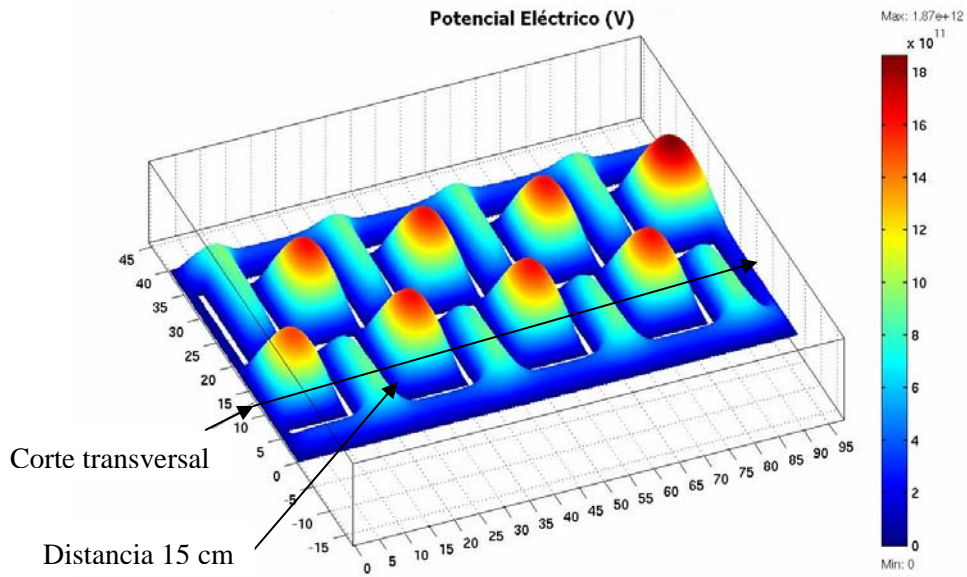


Fig. 5.14 Espectro eléctrico generado por un arreglo en fase en 2D, con una separación entre antenas de 15cm.

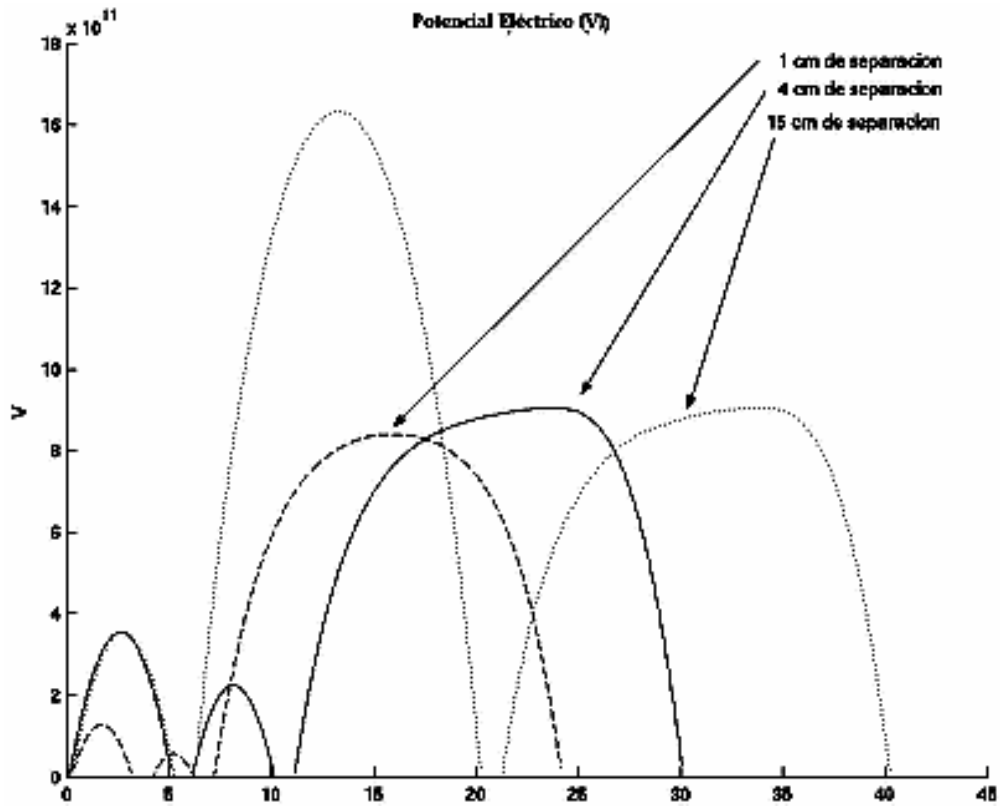


Fig. 5.15 Los cortes transversales se tomaron a la mitad de cada una de las antenas, como se puede observar la región más uniforme la presenta el sistema con las antenas separadas 4 cm. que es precisamente la de la antena PERESVOL.

La Fig. 5.16 muestra tres cortes a lo largo de una de las espiras rectangulares. La Fig. 5.17 superpone los perfiles del potencial eléctrico a la mitad, a un cuarto y a un quinto de la anchura de la espira, para mostrar la variación del mismo a diferentes posiciones.

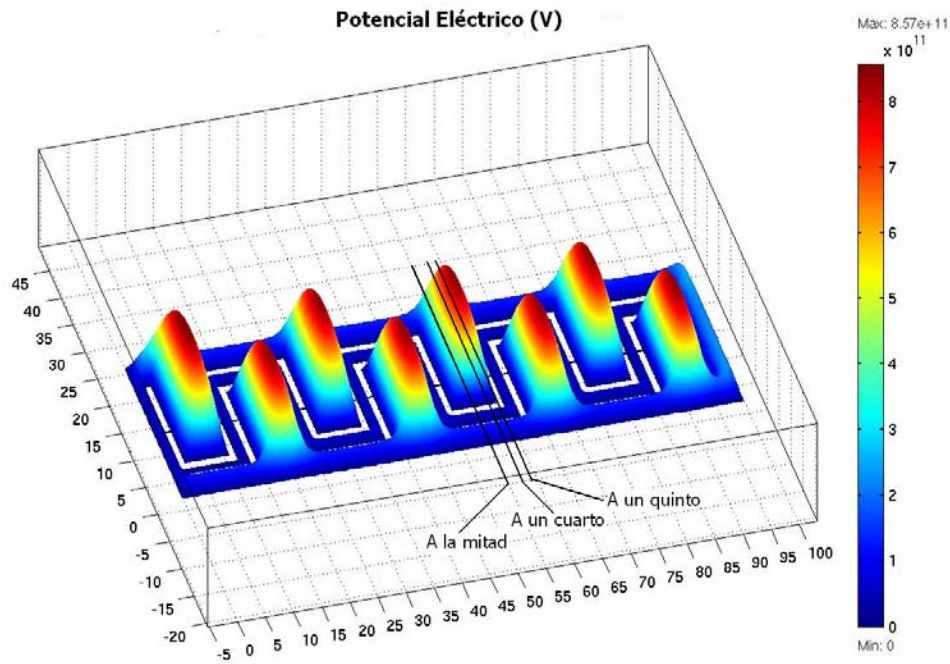


Fig. 5.16 Los cortes longitudinales se tomaron a 1/2, 1/4 y 1/5 de una de las espiras cuadradas.

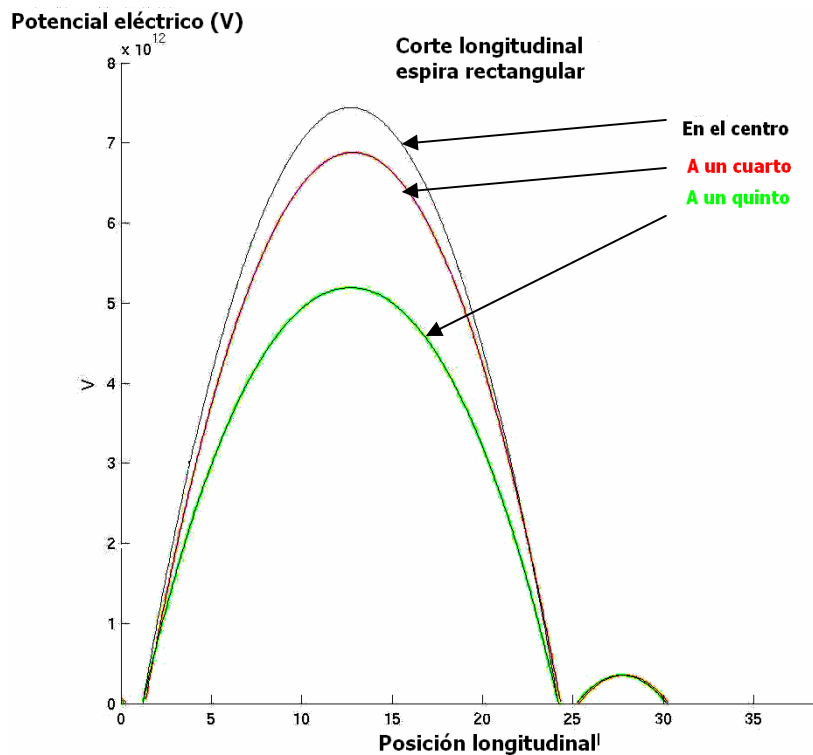


Fig. 5.17 Muestra la variación de los potenciales eléctricos según los cortes mostrados en la Fig. 5.16

5.11 Simulación de la estructura de la antena PERESVOL

La antena PERESVOL tiene una geometría difícil de construir, considerando que cuenta con dos antenas en arreglo en fase, en una configuración cilíndrica. En realidad, las líneas de conducción de corriente siguen una configuración cilíndrica sumamente delgada lo que se puede simular mediante la sustracción de dos figuras cilíndricas concéntricas, sin embargo, la malla generada por el método del elemento finito se vuelve muy grande y crece conforme se hace más delgada la pared cilíndrica, esto hace que la cantidad de memoria requerida para realizar los cálculos crezca también. Para simular los huecos rectangulares en las guías de cobre, fue necesario superponer cilindros sobre el anillo cilíndrico principal, debido al grosor de la pared, la figura queda ligeramente asimétrica ver Fig. 5.18. Finalmente esta configuración define dos regiones, el cilindro interno que simulará a algún elemento corporal como la cabeza y la cáscara cilíndrica formada por las guías de cobre que constituyen la antena.

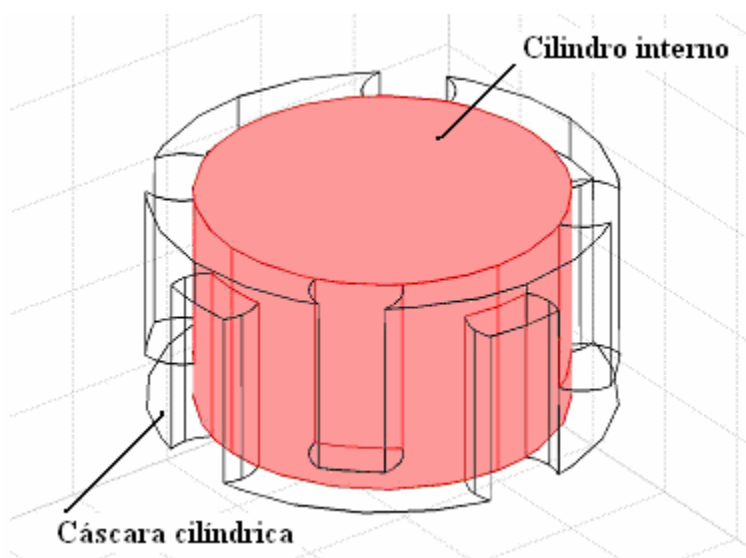


Fig. 5.18 La cáscara cilíndrica representa las líneas de cobre, el cilindro sombreado representa el espacio interno de la antena. Esta geometría se logró superponiendo cilindros.

A la cáscara cilíndrica que simula las líneas que transportan la corriente eléctrica de la antena se le asignan los valores de la permitividad, la permeabilidad y la conductividad correspondientes al cobre. Al cilindro interno se le asignan los valores de la permitividad, la permeabilidad y la conductividad correspondientes al aire. Si queremos simular un órgano como el cerebro los valores asignados serán los reportados en la literatura [17]. Cabe señalar que cuando la antena está vacía se dice que *no tiene carga* y cuando está llena con algún elemento corporal (cabeza, brazo, pierna, etc.) se dice que está *cargada*.

5.12 Generación de la malla sobre la antena PERESVOL

Dado que para realizar la simulación FEMLAB utiliza el método del elemento finito discutido en la sección 5.3.3, es necesario construir la *malla* o *mesh* según los lineamientos marcados en la sección 5.4.2. Considerando que para disminuir los tiempos de cómputo y no exceder la capacidad de memoria del servidor, se trató de generar una malla mucho más

pequeña que la generada por los valores preestablecidos, apoyándonos en los resultados reportados en las gráficas de la Fig. 5.5 se determinó que los parámetros de la malla debían tener los siguientes valores: $Gr=3.2$, $Cf=1.4$ y $Sf=1$ estos valores generan sobre el modelo de la antena PERESVOL 2306 nodos y 9414 elementos ver Fig. 5.19. Con esta configuración la computadora tarda en simular el campo eléctrico aproximadamente 10 min y el campo magnético en poco más de 30 min.

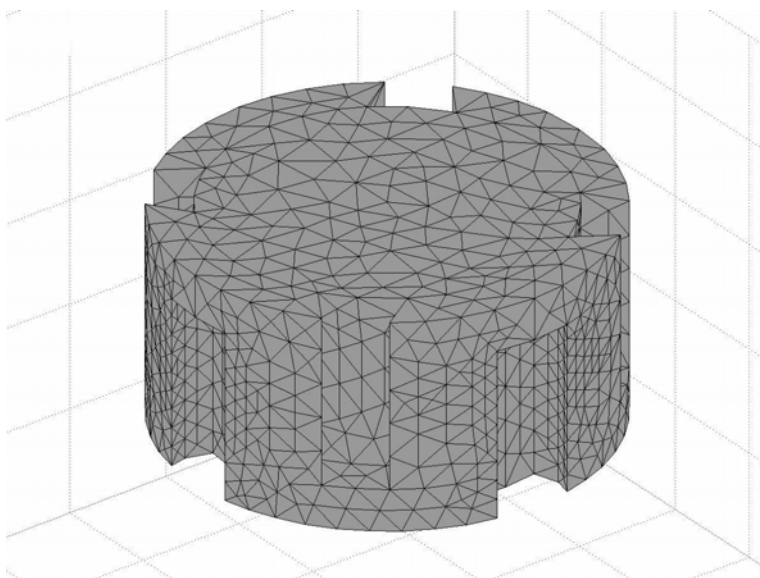


Fig. 5.19 La figura muestra la malla obtenida sobre el modelo PERESVOL.

5.13 Simulación del campo eléctrico de la antena PERESVOL

La simulación se realiza usando el modo cuasi-estático discutido en la sección 5.2.3 del ME de FEMLAB. Este módulo configurado en la opción de 3D calcula los campos eléctrico y magnético y los presenta en forma gráfica en forma de planos (rebanadas) del campo sobre el modelo, la cantidad de cortes y la orientación de los mismos se pueden establecer previamente por el usuario.

Las simulaciones de los campos eléctrico y magnético generados por la antena PERESVOL se presentan primero en 3D con solo un corte en la parte central de la antena, posteriormente se hace una vista superior (plano x - y) para observar la simetría de la distribución del campo correspondiente de manera transversal a la antena y una vista frontal (plano y - z) para observar como se comporta a lo largo de la misma.

La Fig. 5.20 muestra la simulación del campo eléctrico en el interior de la antena PERESVOL en 3D, se consideraron los parámetros eléctricos y magnéticos mencionados en la sección 5.11 para el caso de una antena con carga.

La Fig. 5.21 muestra un corte en el plano x - y donde se puede observar la distribución del campo eléctrico de manera transversal en la antena.

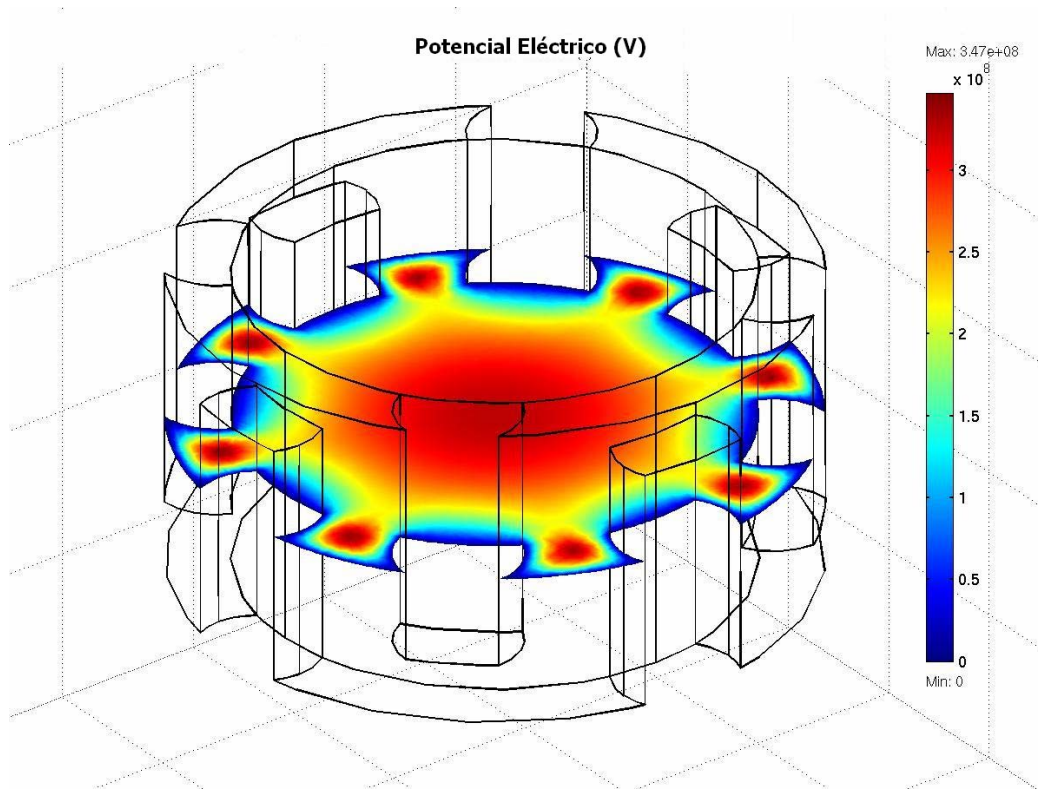


Fig. 5.20 Campo eléctrico en 3D de la antena PERESVOL.

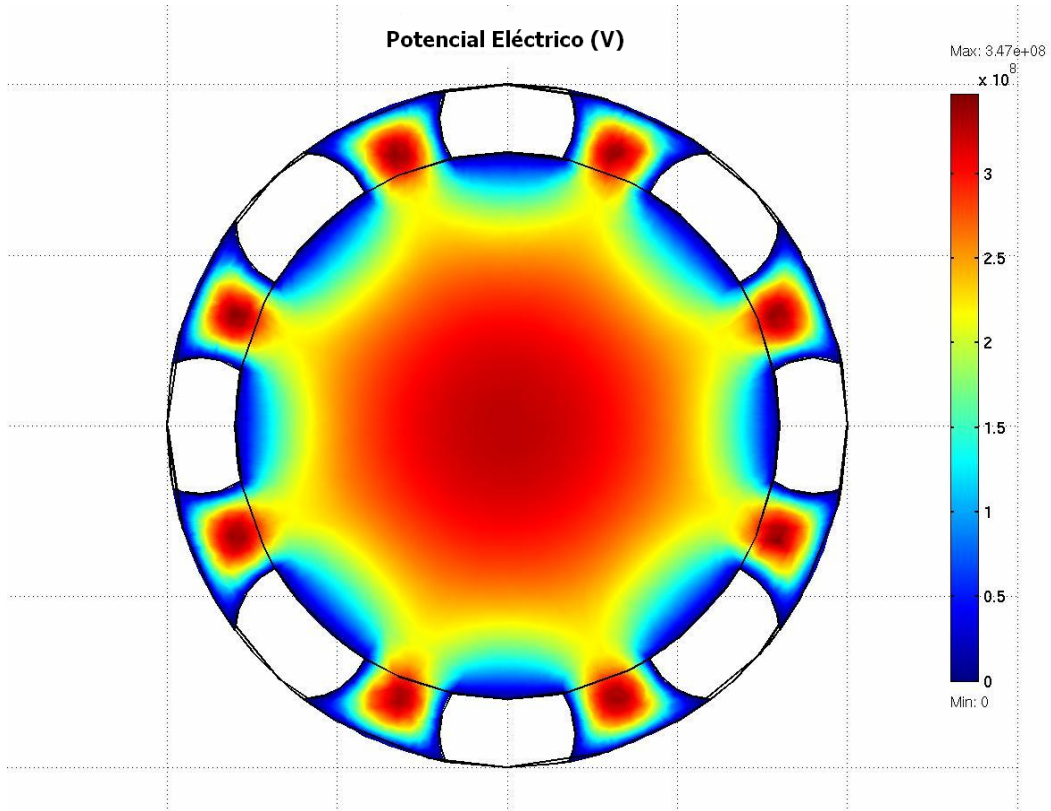


Fig. 5.21 Campo eléctrico en el plano x - y de la antena PERESVOL.

La Fig. 5.22 muestra un corte frontal del campo eléctrico generado en la antena PERESVOL que permite observar la distribución del campo a lo largo del eje de la misma.

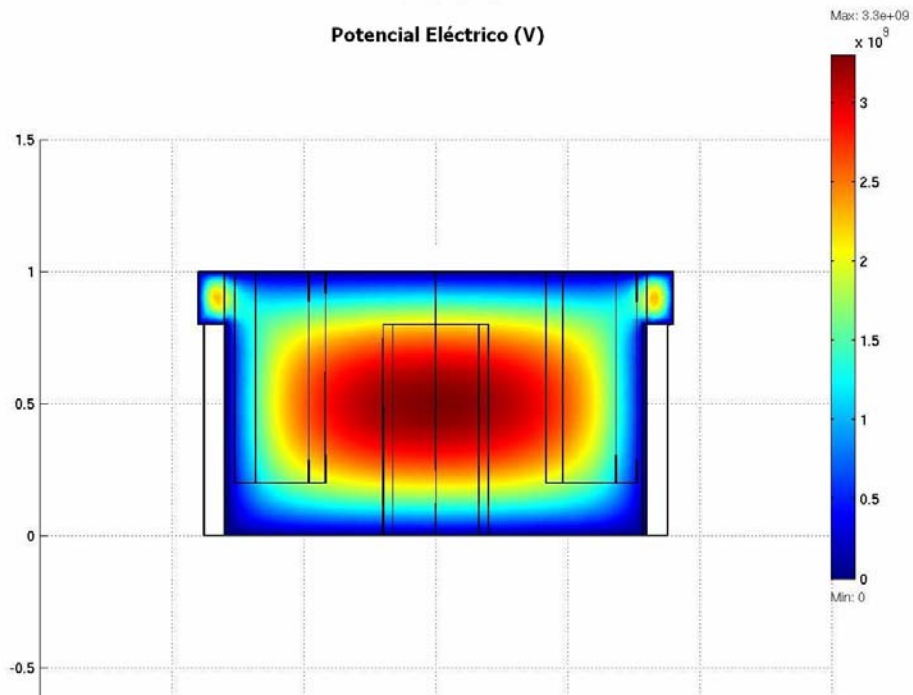


Fig. 5.22 Campo eléctrico en el plano y-z de la antena PERESVOL.

5.14 Simulación del campo magnético de la antena PERESVOL

La Fig. 5.23 muestra la simulación del campo magnético en 3D para la antena PERESVOL en las mismas condiciones mencionadas en la sección 5.13 y la Fig. 5.24 muestra una vista en el plano x - y que permite ver la distribución transversal del campo.

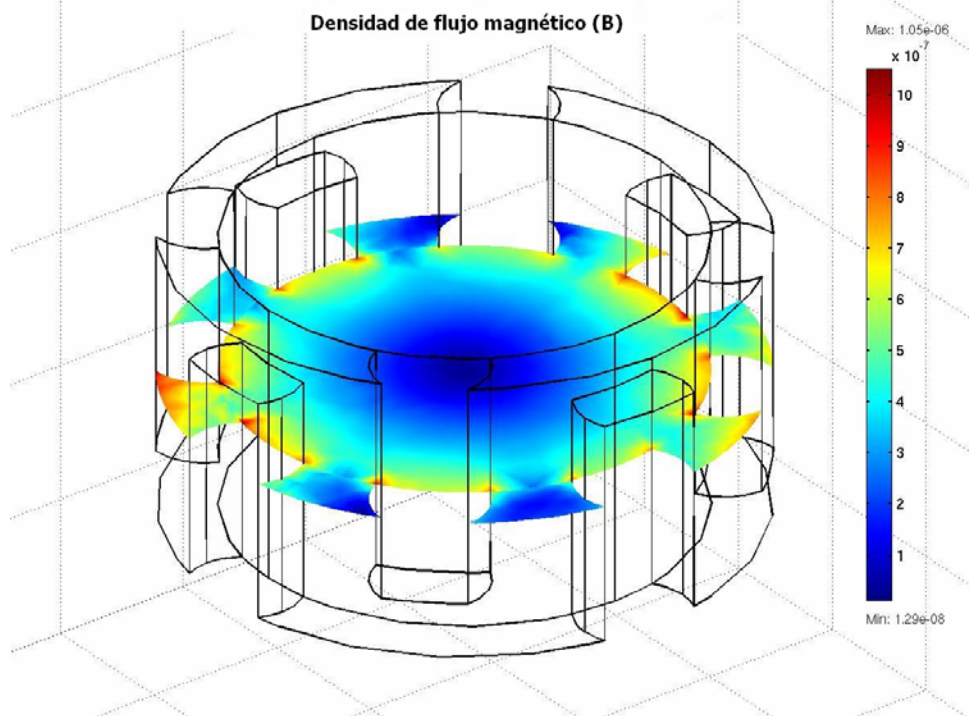


Fig. 5.23 Campo magnético en 3D de la antena PERESVOL.

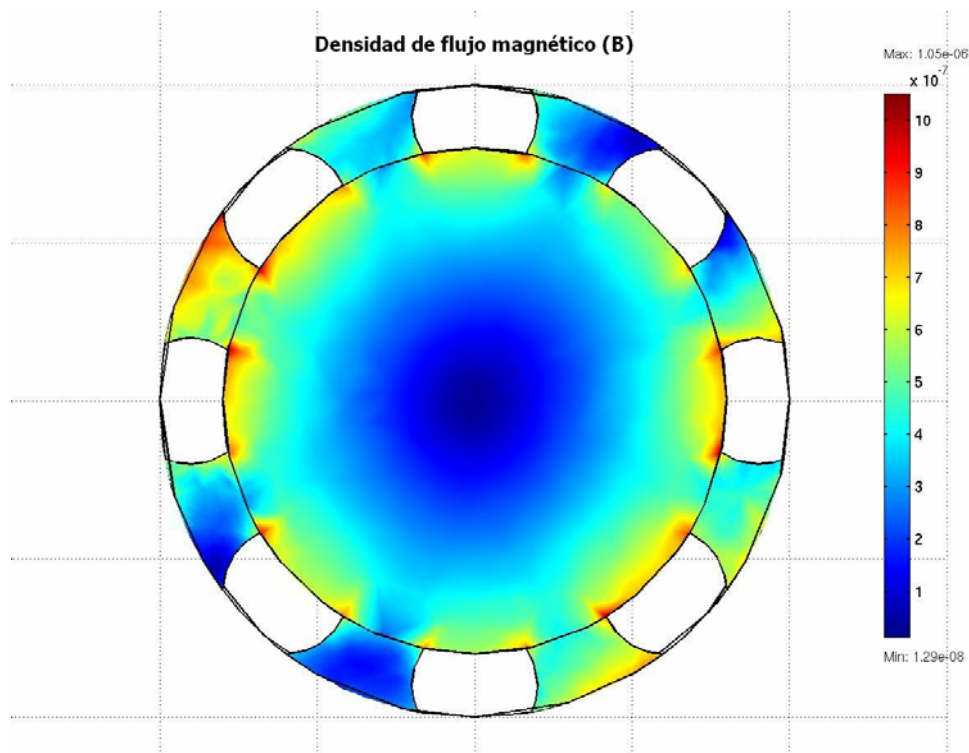


Fig. 5.24 Campo magnético en el plano x - y de la antena PERESVOL.

La Fig. 5.25 muestra un corte frontal del campo magnético generado en la antena PERESVOL que permite observar la distribución del campo a lo largo del eje de la misma.

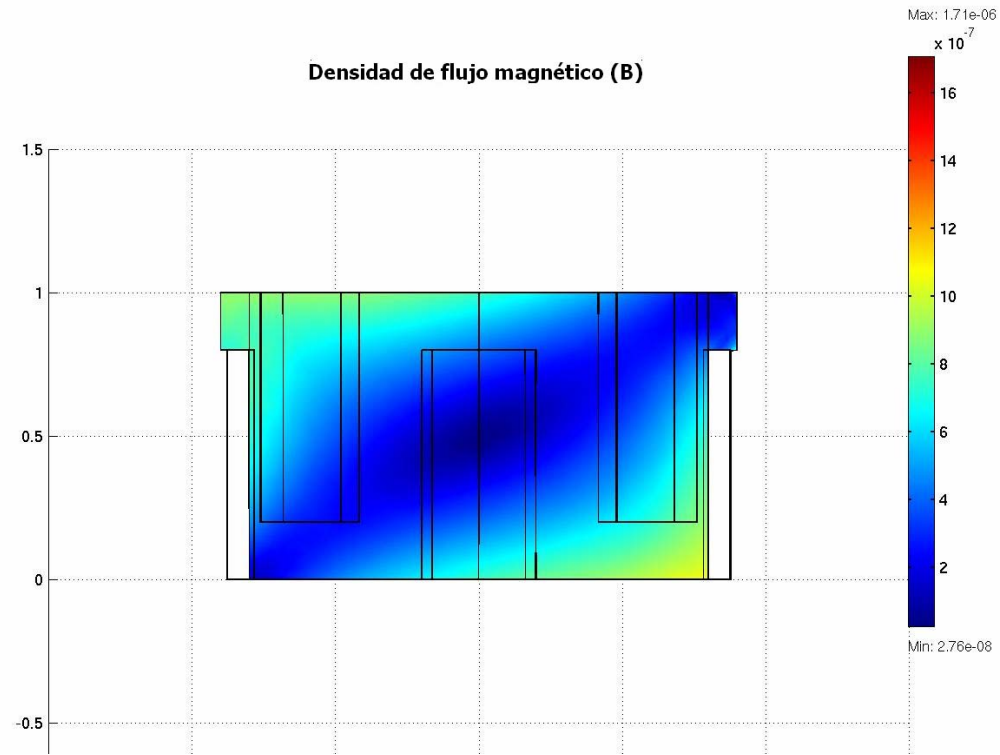


Fig. 5.25 Campo magnético en el plano y-z de la antena PERESVOL.

Capítulo 6

DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

6.1 Cambio de geometría de los pétalos de la antena PERES

En la Fig. 3.15 tenemos la fotografía de la antena PERES en forma de corona que se ve como una estructura endeble y poco estable, aún así, fue posible obtener imágenes de la cabeza, Silvia Hidalgo [27] muestra los espectros de frecuencia de esta antena con mucho ruido, sin embargo reporta un factor de calidad de 56.85. En la Fig. 4.2 tenemos la fotografía de la antena PERES de 8 cavidades convertida en antena de volumen con una estructura mucho más estable y como muestran los espectros de la Fig. 4.3 prácticamente no hay patrones de ruido, sin embargo apenas pudimos obtener un factor de calidad de 2.48. Creemos que hay un exceso de solenoides para ajustar la antena, como explicamos en la sección 4.3 la intención era no recortar aún más el cable coaxial pues no permitiría la maniobrabilidad dentro del escáner, la propuesta para mejorar la configuración es que en lugar de cortar el cable a $\lambda/4$ podríamos hacerlo a $\lambda/2$ ó a $3\lambda/4$, con esto el cable quedaría más largo y podríamos ajustar y sintonizar con menos solenoides y más capacitores para equilibrar la antena disminuyendo el ruido e incrementando el factor de calidad.

Las imágenes mostradas en la Fig. 3.16 tienen zonas de gran intensidad que corresponden a la posición de los pétalos de la antena PERES y zonas oscuras que corresponden al espacio entre pétalo y pétalo, además se observa la falta de penetración ya que apenas se puede observar la parte del cerebro cercana a la corteza.

En vista de esto, proponemos convertir los pétalos de círculos a rectángulos pretendiendo abarcar zonas más grandes y con un campo más uniforme.

Los resultados de la simulación reportada en la sección 5.8 manifestada en las Figs. 5.7 y 5.8 nos hacen pensar que fue correcta la premisa para cambiar la forma de los pétalos, la geometría rectangular proporciona intensidades de campo mucho mayores y con una distribución más uniforme tanto por dentro como por fuera de la espira, considerando los resultados de la antena PERES en forma de corona, esperaríamos que las imágenes obtenidas con esta geometría tengan menos variaciones en la intensidad y con una mayor penetración. Además considerando los resultados mostrados en la Fig. 5.9 se vislumbra la posibilidad de tomar rebanadas de la muestra en diferentes posiciones sin mover la antena, puesto que se observa una distribución más uniforme del campo a lo largo y a lo ancho de la geometría rectangular, en la geometría circular se observa que el campo es mucho menos uniforme a lo largo y a lo ancho de la espira.

Adicionalmente, la Fig. 5.16 muestra los perfiles trazados a lo largo de una de las espiras rectangulares para observar la distribución del campo en diferentes posiciones, como se reporta en la Fig. 5.17 de la mitad de la espira a la mitad de la mitad, el campo ha caído menos del 10% y a 1/5 de la espira en cerca del 25%, esto muestra que el campo es más uniforme. Este perfil se obtiene a lo largo de la secuencia de pétalos rectangulares colocados en un plano, esperamos que la superposición lograda al colocar los pétalos sobre un cilindro, el campo sea más uniforme y más intenso.

6.2 Simulación del efecto de puntas

Cuando decidimos cambiar la geometría de los pétalos de círculos a rectángulos inmediatamente pensamos en redondear las puntas de las guías de cobre para disminuir el

efecto de puntas. Según se reporta en la sección 5.9 la espira rectangular de la Fig. 5.10 tiene dimensiones de 10cm x 15cm con una guía conductora de un ancho de 1cm mientras que la espira rectangular de la Fig. 5.11 tiene las mismas dimensiones que la anterior pero con una guía conductora de 3cm de ancho. La simulación muestra que un conductor eléctrico muy angosto con las esquinas redondas convierte a toda la esquina en una punta y en consecuencia se pierde la homogeneidad del campo, que es precisamente lo que no queremos. Cuando la guía es tan ancha como en la Fig. 5.11 el redondeo de las puntas prácticamente es irrelevante. Considerando que los pétalos de la antena PERESVOL tiene las dimensiones del rectángulo de la Fig. 5.10, se debe considerar un error redondear las puntas. Evidentemente este es un resultado inesperado y que nos da una razón más para realizar las simulaciones de los campos electromagnéticos en el diseño no solo de las antenas de RF, sino en múltiples aplicaciones más.

6.3 Importancia de la separación entre las antenas de un arreglo en fase

La sección 5.10 muestra el estudio realizado con respecto a la distribución del campo en función de la distancia de separación entre las dos antenas del arreglo. Sabemos que existen efectos de inducción mutua, la que se incrementa con la cercanía entre las antenas y pérdidas en la homogeneidad del campo por la lejanía entre ellas, el problema es definir la distancia óptima. Tratar de realizar un cálculo al respecto es muy complicado, sin embargo es posible realizar una serie de simulaciones a diferentes distancias y hacer un comparativo para determinar la distancia óptima. La Fig. 5.12 muestra la simulación con una separación de 1cm, en la Fig. 5.13 la separación es de 4cm igual que en la antena PERESVOL, en estos casos según la gráfica de la Fig. 5.15 para la separación de 4cm se observa una intensidad mayor que a 1cm y entre los 16 y los 27 cm (intervalo de 11cm) la variación en la intensidad es muy pequeña mientras que en la de 1cm el intervalo aproximadamente constante no es mayor de 5cm. La Fig. 5.14 muestra una configuración con una separación de 15cm, es decir que las antenas están completamente separadas y se observa una región con una intensidad casi del doble que en los casos arriba estudiados y otra con una intensidad aproximadamente igual a las otras, si esto lo desplazamos a lo largo de la antena, tendremos una serie de altos y bajos en éste último caso y en consecuencia tendremos una inhomogeneidad enorme mientras que según lo discutido en el primer punto de esta sección, esperaríamos tener una distribución más uniforme a lo largo de la antena.

La simulación para este caso es bastante sencilla, se tomar una de las geometrías y desplazarla lo que se desee y probar tantas combinaciones como se quiera en relativamente poco tiempo y así decidir la mejor configuración posible.

6.4 Análisis de la construcción de la antena PERESVOL

El diseño de la antena PERESVOL evita dejar espacios sin cubrir por las antenas, evita los cruzamientos de las líneas de cobre que se tenían en la antena PERES y que son causa de ruido e inestabilidad, elimina las uniones y soldaduras extra, cada antena del arreglo permite la captación de manera independiente de señales que envía cada una a diferente canal del sistema de IRM, permitiendo una más rápida captación de señales y con campos más homogéneos.

Con la experiencia adquirida en la conversión de la antena PERES a antena de volumen, ya sabíamos como se movería la frecuencia al conectar un solenoide o un capacitor a la antena, esto simplificó el trabajo y encontramos que rápidamente se lograba el equilibrio y la estabilidad de la antena conectando a ambos lados de la misma, es decir

simétricamente, un par de solenoides con un capacitor entre ellas con los valores expresados en la sección 4.4. Una vez ajustada y sintonizada la primera antena, la segunda resulta bastante sencillo de ajustar y sintonizar pues el comportamiento es muy similar a la primera, esto se ve reflejado en los espectros mostrados en la Fig. 4.8. Los factores de calidad para ambas antenas es de casi 3 lo que resulta ser razonablemente bueno.

Estas experiencias nos hacen pensar que sería relativamente sencillo cambiar la geometría y lograr un buen ajuste y sintonización, sin embargo el tiempo dedicado y el costo de los materiales no justifican estar probando a ciegas configuraciones, evidentemente contar con un mecanismo que nos permita conocer la posible respuesta de los campos eléctrico y magnético del nuevo diseño nos permitiría hacer más eficiente el trabajo optimizando los parámetros y dimensiones.

6.5 Muestra de la estabilidad de la antena PERESVOL bajo condiciones extremas

Mientras se realizaba el trabajo computacional, la antena PERESVOL fue almacenada un cierto tiempo durante el cual acumuló polvo, se despegaron algunos pétalos y algunos de los solenoides se aplastaron como se muestra en la Fig. 6.1.



Fig. 6.1 Fotografía que muestra como quedaron aplastados los solenoides.

Para determinar el efecto de estos agentes sobre la respuesta de la antena prácticamente sin arreglarla se obtuvo su espectro en el analizador de red observándose solo un pequeño ruido en el espectro de cada antena y un ligero incremento en la impedancia como se puede observar en las Figs. 6.2 y 6.3.

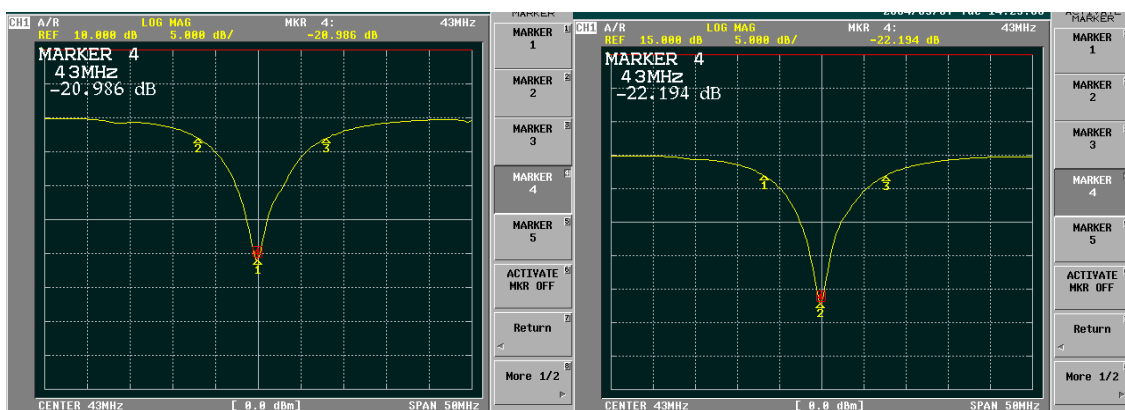


Fig. 6.2 La figura muestra los espectros de cada una de las antenas de la antena PERESVOL, la izquierda de la antena 1 y la derecha de la antena 2.

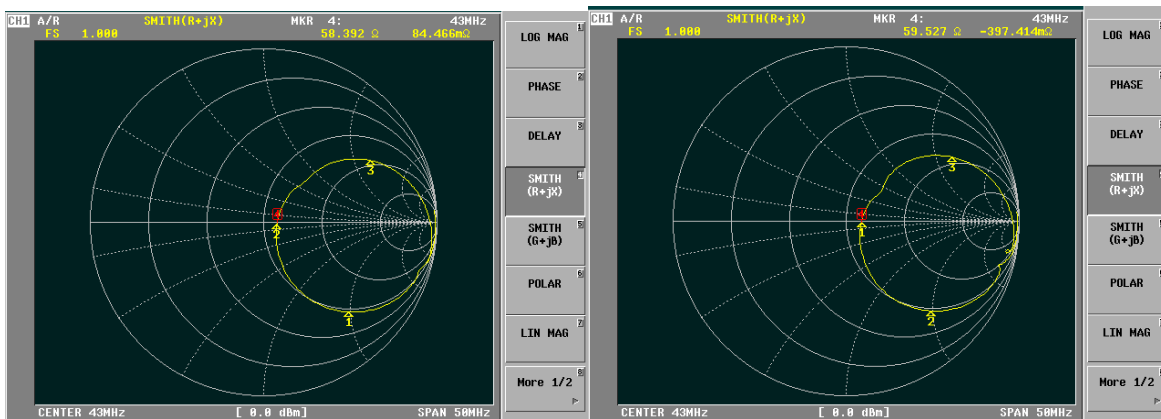


Fig. 6.3 La figura muestra las cartas Smith de cada una de las antenas de la antenna PERESVOL, la izquierda de la antenna 1 y la derecha de la antenna 2.

El estudio mostrado en esta sección, indica que la antenna PERESVOL es sumamente estable propiedad que aun en las antenas planas es muy difícil de conseguir, podemos entonces confiar en darle un uso continuo a la antenna sin necesidad de verificar su ajuste o darle mantenimiento con demasiada frecuencia.

6.6 Uso del modo cuasi-estático del ME de FEMLAB

Se considera que el modo cuasi-estático es de uso aceptable hasta frecuencias de 40MHz, para sistemas que funcionan a frecuencias más altas es necesario usar el modo armónico o de ondas. Como se mencionó en la sección 2.2 actualmente los sistemas de IRM trabajan con campos superiores a los 1.5T que implican frecuencias superiores a los 150MHz. La simulación a frecuencias más altas impone considerables restricciones tanto en el paquete computacional como en el propio equipo de cómputo, por ello uno de los objetivos a futuro se continuar con la línea de investigación que estamos proponiendo con este trabajo pero orientado al estudio de las antenas de RF en altas frecuencias. Por el momento, considerando que estamos sintonizando la antenna para un escáner de 1.0T donde la frecuencia de resonancia es de 42.58MHz y apoyados por lo descrito en la sección 5.1, creemos que al trabajar con una frecuencia tan cercana al valor límite recomendable para la aplicación del modo cuasi-estático, no perdemos validez al realizar esta aproximación.

6.7 Construcción del modelo de la antenna PERESVOL

Como ya se comentó construir una estructura en 3D con FEMLAB es complicado pues no se cuenta con herramientas de dibujo, así que se deben realizar superposiciones entre figuras geométricas básicas.

Bajo ciertas condiciones podría requerirse el análisis de la parte interna y de la parte externa de algún modelo, en este caso, se puede rodear el modelo con una estructura sencilla como una esfera y se puede realizar la simulación. La Fig. 6.4 muestra un modelo de cáscara cilíndrica rodeada por una geometría esférica y en la Fig. 6.5 se muestra una simulación de campo magnético dentro y fuera del cilindro.

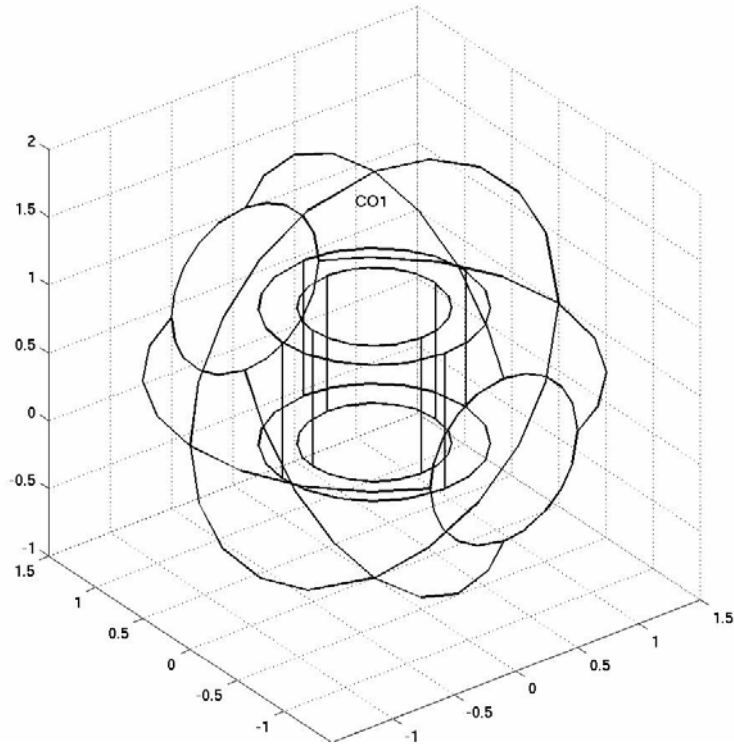


Fig. 6.4 La figura muestra un modelo de cáscara cilíndrica rodeada por una simetría esférica

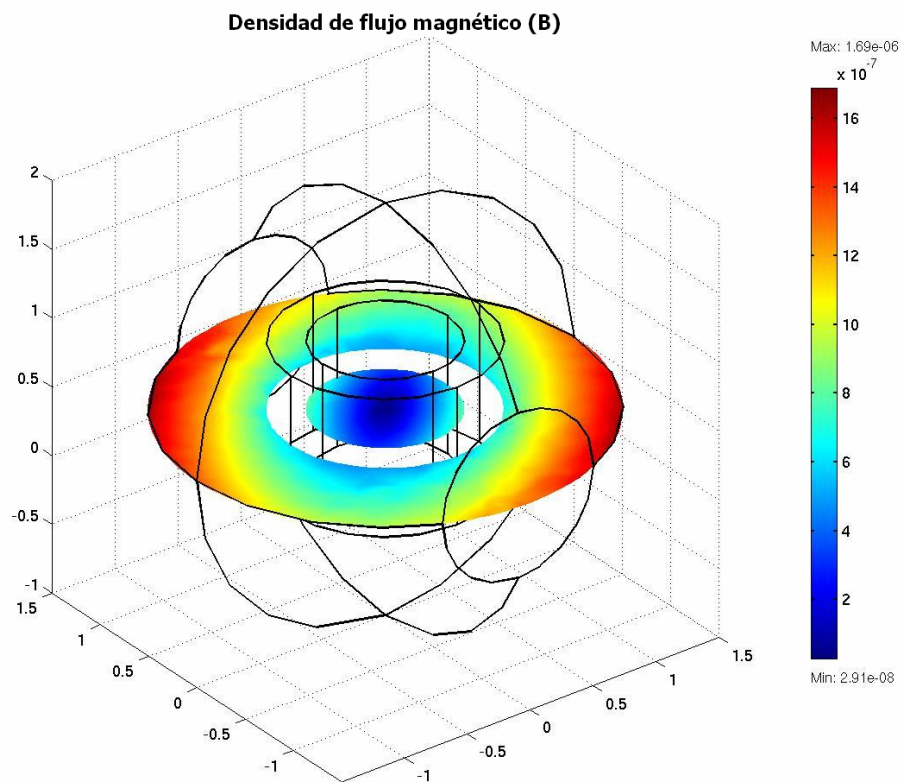


Fig. 6.5 La figura muestra la simulación en 3D del campo magnético dentro y fuera de la cáscara cilíndrica

Una de las primeras aproximaciones para llegar al modelo de la antena PERESVOL mostrado en la Fig. 5.18 se obtuvo superponiendo estructuras cilíndricas para formar la cáscara y los cortes de la antena se realizaron superponiendo paralelepípedos rectangulares, esto fue poco afortunado pues dejaba muchas aristas como se puede ver en la Fig. 6.6.

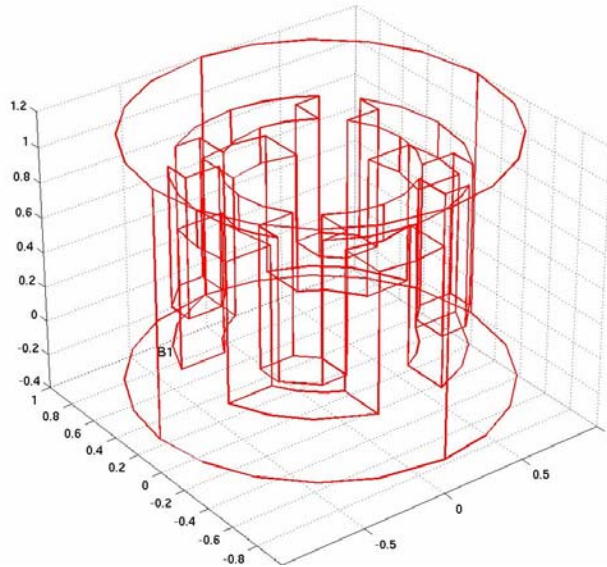


Fig. 6.6 La figura muestra la primera aproximación a la antena PERESVOL realizada mediante superposiciones con paralelepípedos aplicados a la cáscara cilíndrica y rodeada por una simetría cilíndrica.

Finalmente para obtener la Fig. 5.18 con el fin de evitar las aristas mostradas en la Fig. 6.6 en vez de superponer paralelepípedos rectangulares, se usaron cilindros y se eliminó la cubierta cilíndrica exterior.

6.8 Construcción de la malla (mesh) sobre el modelo de la antena PERESVOL

Según lo expresado en la sección 5.4.2 la construcción de la malla sobre el modelo de estudio es fundamental para la aplicación del método del elemento finito, evidentemente cuantos más elementos contenga la malla mayor precisión se tiene en la simulación, sin embargo el costo en términos de memoria y tiempo de cálculo es enorme. Realizamos diversas pruebas con mallas de diferentes dimensiones y para nuestro modelo en particular no encontramos diferencias sustanciales en el resultado de la simulación con una malla como la mostrada en la Fig. 5.19 cuyos parámetros reportados en la sección 5.12 son: $Gr=3.2$, $Cf=1.4$ y $Sf=1$ que generan una malla de 2306 nodos y 9414 elementos con la mostrada en la Fig. 6.7 cuyos parámetros son: $Gr=3.2$, $Cf=1.4$ y $Sf=2.5$ que generan una malla de 691 nodos y 2696 elementos, es decir casi la tercera parte de la primera.

La importancia de este resultado es trascendental al trabajar con el modo de ondas ya que el tamaño y la complejidad de las ecuaciones no permitirían tener una malla con demasiados elementos pues se corre el riesgo de rebasar fácilmente la capacidad de cualquier equipo de cómputo convencional.

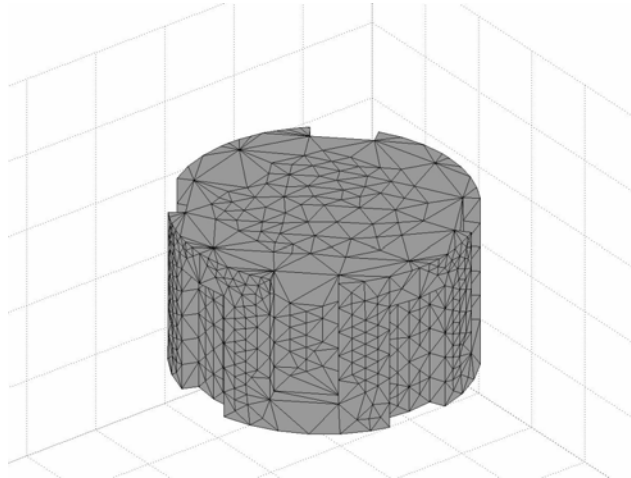


Fig. 6.7 Conformación de la malla sobre el modelo de la antena PERESVOL que muestra muchos menos elementos que en el modelo usado para la simulación

6.9 Comparación de las simulaciones electromagnéticas de la antena PERESVOL con lo reportado en la literatura

La sección 5.13 reporta para la antena PERESVOL cargada la simulación del campo eléctrico la Fig. 5.21 muestra que el campo generado por la carga tiene su máxima intensidad en el centro y va disminuyendo de manera uniforme hacia la antena, en la antena alrededor de las guías de conducción tenemos la máxima disipación del campo eléctrico y va disminuyendo hacia adentro de la antena también de una manera uniforme.

La Fig. 5.24 muestra que el campo magnético tiene su máxima intensidad en las guías de la antena y va disminuyendo hacia el centro de una manera uniforme.

Estos resultados tiene una buena similitud con la simulación mostrada por Jianming Jin [17], el autor también usa el método del elemento finito pero realiza toda la programación para resolver las ecuaciones de Maxwell, la Fig. 6.8 compara la simulación realizada por Jin para una antena tipo jaula de pájaro a una frecuencia de 64MHz con la simulación de la antena PERESVOL a 42.58MHz.

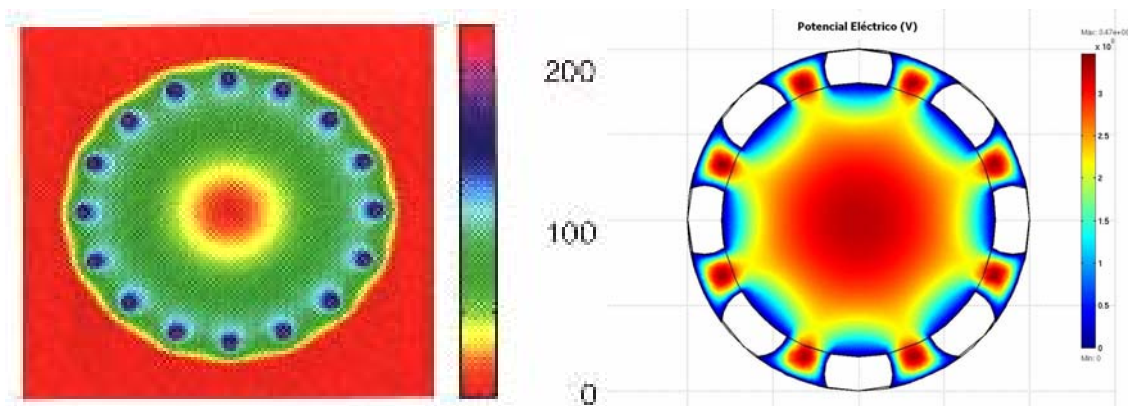


Fig. 6.8 A la izquierda simulación del campo eléctrico dentro de una antena tipo jaula de pájaro a 64MHz, a la derecha la simulación de la antena PERESVOL a 42.58MHz

La Fig. 6.9 compara la simulación realizada por Jin para una antena tipo jaula de pájaro a una frecuencia de 64MHz con la simulación de la antena PERESVOL a 42.58MHz.

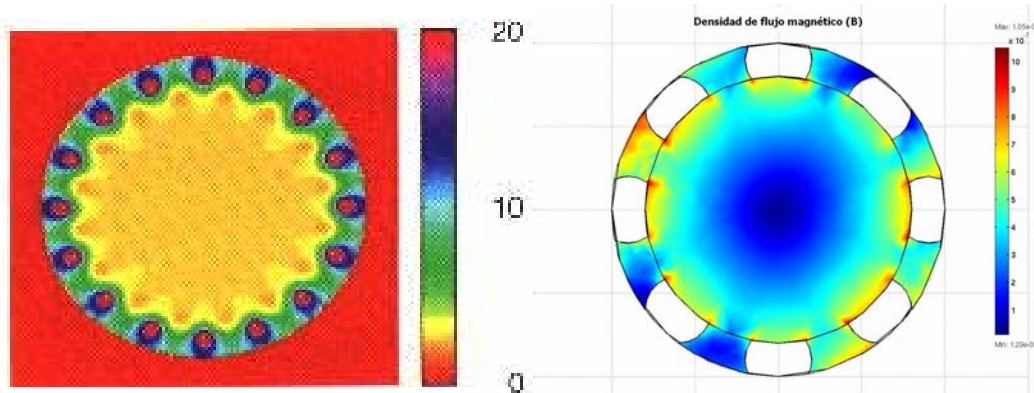


Fig. 6.9 A la izquierda simulación del campo magnético dentro de una antena tipo jaula de pájaro a 64MHz, a la derecha la simulación de la antena PERESVOL a 42.58MHz

6.10 Perspectivas a futuro

Como se menciona en el punto 6 de la presente sección hoy día existe un fuerte interés por el estudio del comportamiento de las antenas de RF sobre todo si son antenas volumétricas a altas frecuencias.

La posibilidad de obtener mallas más pequeñas como se menciona en el punto 8 de esta misma sección, abre la puerta a la simulación de antenas usando la opción de ondas o modo armónico del ME de FEMLAB explicado en la sección 5.2.4, recordemos que la cantidad y complejidad de las ecuaciones que se deben resolver en este caso es muchas veces mayor que para el caso cuasi-estático.

El tamaño de la malla aumenta conforme se incrementa la complejidad de la antena modelada por ejemplo, cuanto más delgada sea la cáscara cilíndrica, cuantos más cortes de los pétalos se pongan, etc. hacen crecer la malla muy rápidamente dejando fuera de las posibilidades del equipo de cómputo la resolución de un sistema así.

Como una primera muestra de que con un equipo más poderoso es posible realizar las simulaciones requeridas a altas energías, se realizó un modelo más simple que el que usamos para la PERESVOL, se tomó una cáscara más gruesa y solo se le realizaron dos cortes de pétalos, las Fig. 6.10, 6.11 y 6.12 muestran las simulaciones del campo eléctrico a 128 MHz, 256 MHz y 32800 MHz respectivamente, en estas figuras se observa como definitivamente la respuesta de la antena depende de la frecuencia.

Cabe señalar que estas simulaciones tomaron más de 30 min en realizarse con el equipo mostrado en la sección 5.7 y la simulación del campo magnético excedió la capacidad del equipo.

A pesar de las restricciones pudimos demostrar que es posible realizar la simulación de las antenas de RF a altas frecuencias usando el modo armónico del ME de FEMLAB y además demostramos que también podemos cambiar las propiedades de la carga colocada dentro de la antena, de tal forma que proponiendo los parámetros adecuados, podríamos simular la presencia de una pierna, del cuello o de la cabeza por mencionar algunos ejemplos. Así pues, dejamos la brecha abierta para realizar la investigación correspondiente al estudio de las antenas de RF bajo las condiciones de los sistemas comerciales actuales.

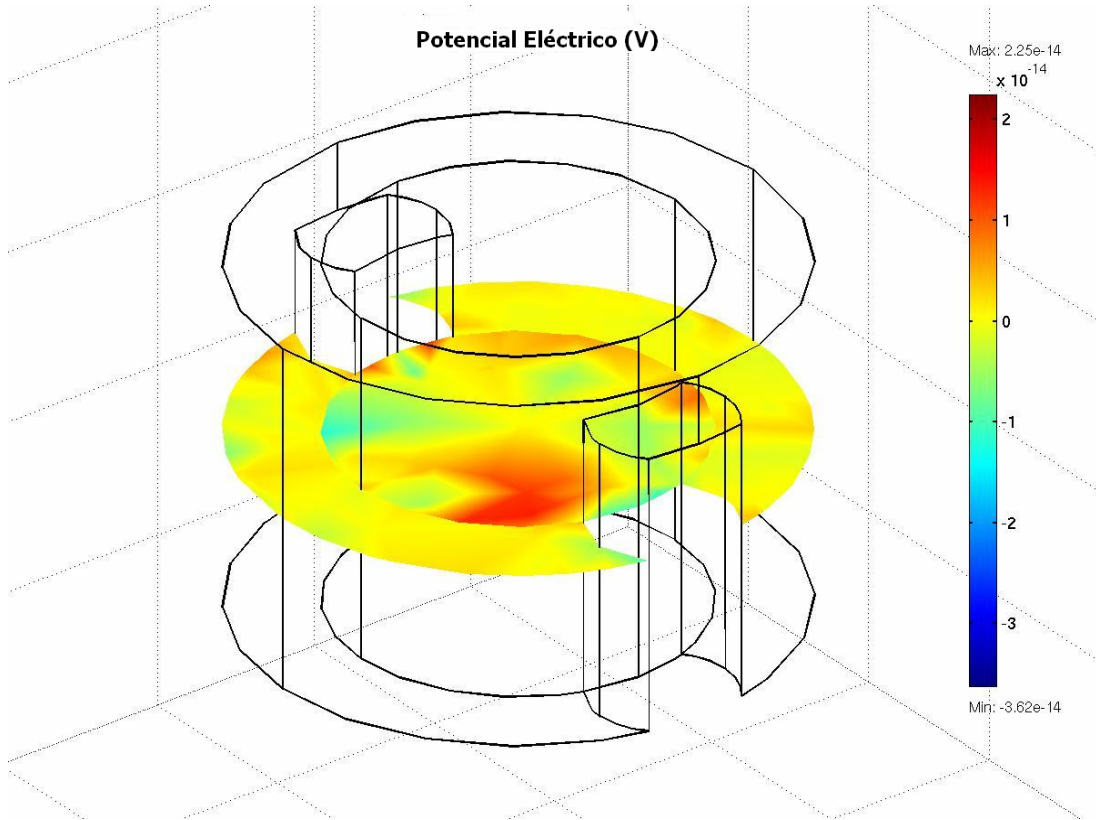


Fig. 6.10 Simulación de una antena volumétrica parcial a una frecuencia de 128 MHz.

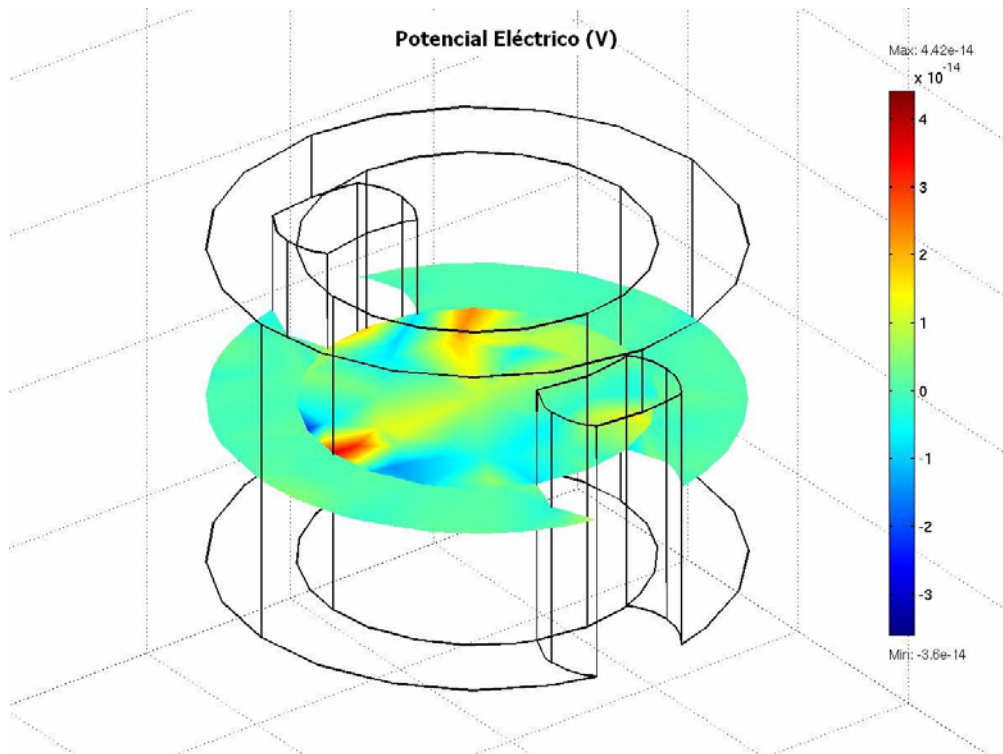


Fig. 6.11 Simulación de una antena volumétrica parcial a una frecuencia de 256 MHz.

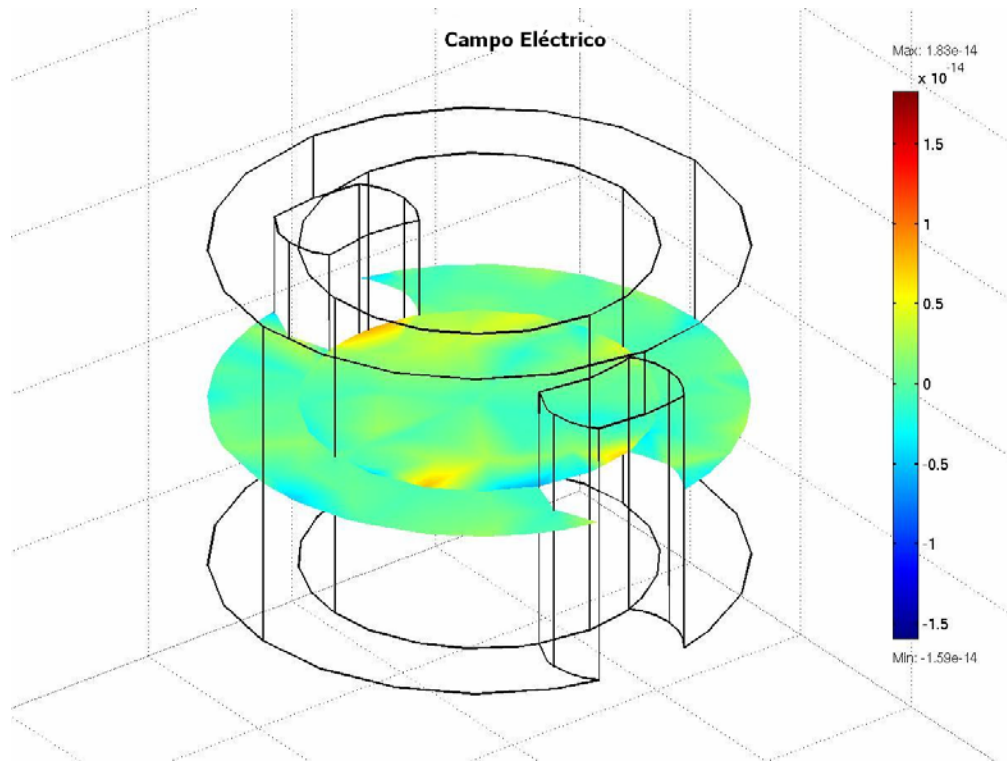


Fig. 6.12 Simulación de una antena volumétrica parcial a una frecuencia de 32800 MHz.

REFERENCIAS

- [1] F. Bloch. *Nuclear Induction*, Phys. Rev. 70 (1946), 460.
- [2] E. M. Purcell, H. C. Torrey & R. V. Pound. *Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in Solid*, Phys. Rev. 69 (1946), 37.
- [3] R. Damadian. *Tumor Detection by Nuclear Magnetic Resonance*, Science, 171 (1971), 1151.
- [4] P. C. Lauterbur. *Image Formation by Induced Local Interactions: Examples Employing Nuclear Magnetic Resonance*, Nature 242 (1973), 192.
- [5] P. Mansfield & P. K. Grannel. *Diffraction in Solids?*, J. Phys. C: Solid State Phys., 6 (1973), 422.
- [6] S. F. Keevil. *Magnetic Resonance Imaging in Medicine*, Medical Phys. J. (Physics Education), 44 (2001), 476.
- [7] H. Panepucci & A. Tannús. *Magnetic Resonance Imaging Tutorial I*. Instituto de Física de Sao Carlos, Universidade de Sao Paulo, Brasil (1994).
- [8] D. S. Saxon. *Elementos de Mecánica Cuántica*, Editorial EASO, S. A. México, D.F., págs. 327-334, 1968.
- [9] L. de la Peña. *Introducción a la Mecánica Cuántica*, Editorial CECSA. México, D.F., págs. 384-386, 1980.
- [10] Z. P. Liang y P. C. Lauterbur. *Principles of Magnetic Resonance Imaging*, IEEE Press, New York, págs. 87-93, 2000.
- [11] M. A. Brown & R. C. Semelka. *MR Imaging Abbreviations, Definitions and Descriptions*, Radiology, 213 (1999), 647.
- [12] K. P. Pruessmann, M. Weiger, M. B. Scheidegger & P. Boesiger. *SENSE: Sensitivity Encoding for Fast MRI*, Magn. Reson. Med., 42 (1999), 952.
- [13] W. E. Kyriakos, L. P. Panych, D. F. Kacher, C. F. Westin, S. M. Bao, R. V. Mulkern & F. A. Jolesz. *Sensitivity Profiles From an Array of Coils for Encoding and Reconstruction in Parallel (SPACE RIP)*, Magn. Reson. Med., 44 (2000), 301.
- [14] D. Halliday y R. Resnick. *Física, Parte 2*, Editorial CECSA, 3ª ed., México, D.F., pág. 619., 1982.

- [15] K. G. Dobson. *Magnet Design and Technology for NMR Imaging*, Oxford Instruments Limited, Oxford OX2 ODX, England (1985), 85.
- [16] W. S. Hinshaw & A. H. Lent. *An Introduction to NMR Imaging: From the Bloch Equation to the Imaging Equation*, Proceedings of the IEEE, 71, (1983), 338.
- [17] J. Jin. *Electromagnetic Analysis and Design in Magnetic Resonance Imaging*, CRC Press Boca Ratón, págs. 24-26, 1999.
- [18] C. M. Mantaras & A. O. Rodríguez., *Simulation of Equivalent Circuits for MRI Surface Coils*, Proceedings of the 24th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology, Houston, Texas (2002), 1736.
- [19] E. M. Purcell. *Electricidad y Magnetismo, Berkeley Physics Course*, Vol. 2, Editorial Reverté, España, págs. 278-285, 1990.
- [20] D. I. Hoult & R. E. Richards. *The Signal-to-Noise Ratio of the Nuclear Magnetic Resonance Experiment*, Journal of Magnetic Resonance 24, (1976), 71.
- [21] R. P. Feynman, R. B. Leighton & M. Sands. *Mainly Electromagnetism and Matter, The Feynman Lectures on Physics*, Vol. 2, Addison-Wesley, USA, págs. 24/1-24/6, 1964.
- [22] A. Shadowitz. *The Electromagnetic Field*, Mc Graw-Hill, USA, págs. 573-589, 1975.
- [23] C. Andrews, A. Simmons & S. Williams. *Magnetic Resonance Imaging and Spectroscopy*, Hospital Physics. London, UK., (1996), 80.
- [24] R. Amador. *Desarrollo de Antenas Superficiales de Radiofrecuencia para Imagenología por Resonancia Magnética*, Tesis de Maestría en Ciencias (Ingeniería Biomédica), Posgrado en Ingeniería Biomédica de la UAM-I (2001), 125.
- [25] M. Alecci, C. M. Collins, J. Wilson, W. Kiu, M. B. Smith & P. Jezzard. *Theoretical and Experimental Evaluation of Detached Endcaps for 3 T Birdcage Coils*, Magn. Reson. Med., 49 (2003), 363.
- [26] P. Mansfield. *The Petal Resonator: a New Approach to Surface Coil Design for NMR Imaging and Spectroscopy*, J. Phys. D: Appl. Phys., 21 (1988), 1643.
- [27] S. S. Hidalgo. *Antena Superficial para Imagenología y Espectroscopia por Resonancia Magnética*, Tesis de Maestría en Ciencias (Física Médica), Posgrado en Ciencias Físicas de la UNAM (2000), 79.

- [28] R. M. Hernández. *Antena Superficial de Figuras Concéntricas*, Tesis de Maestría en Ciencias (Física Médica), Posgrado en Ciencias Físicas de la UNAM (2001), 86.
- [29] M. A. López. *Antena Superficial de Tipo magnetrón Plano de 8 Cavidades para Espectroscopia por Resonancia Magnética a 1.5T, 3T y 7T*, Tesis de Maestría en Ciencias (Ingeniería Biomédica), Posgrado en Ingeniería Biomédica de la UAM-I (2004), 71.
- [30] S. E. Solís. *Antena Superficial PERES con Envolvente Circular para IRM*, Tesis de Maestría en Ciencias (Ingeniería Biomédica), Posgrado en Ingeniería Biomédica de la UAM-I (2004), 78.
- [31] *The Impedance Measurement Handbook*, Hewlett Packard Company, 1994.
- [32] Voltronics Corporation, *New Non-magnetic trimmer capacitor catalog*, The Trimmer Capacitor Company, 1999.
- [33] *FEMLAB Referente Manual*, FEMLAB 2.2, COMSOLAB (2001), 4-246.



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA

DIVISIÓN DE CIENCIAS BÁSICAS E INGENIERÍA
POSGRADO EN INGENIERÍA BIOMÉDICA

**ANTENA PERES VOLUMÉTRICA
PARA LA TÉCNICA
ULTRARRÁPIDA SENSE**

TESIS QUE PRESENTA:

FÍS. RAFAEL ROJAS RODRÍGUEZ

PARA OBTENER EL GRADO DE:

**MAESTRO EN CIENCIAS
(INGENIERÍA BIOMÉDICA)**

SINODAL

DR. JORGE LUIS CERVANTES COTA

SINODAL

M. EN C. JOSÉ LUIS JIMÉNEZ RAMÍREZ

ASESOR:

DR. ALFREDO ODÓN RODRÍGUEZ GONZÁLEZ