



ACDIV-2014-00
Noviembre, 2010

DISEÑO DE IMANES PULSADOS PARA CARACTERIZACIÓN Y DIAGNÓSTICO DEL ANILLO DE ALMACENAMIENTO DEL SINCROTRÓN ALBA

Ricard Núñez
ALBA Synchrotron, Cerdanyola del Vallès, Barcelona, Spain

Abstract

Para que los pulsos magnéticos de un kicker puedan penetrar la cámara de vacío del anillo de almacenamiento es necesario usar cámaras cerámicas. Una fina capa metálica recubre el interior de estas cámaras para evitar la acumulación de cargas estáticas en la superficie cerámica y así prevenir la aparición de resonancias no deseadas que puedan perturbar el haz. En este estudio se pretende evaluar el grosor de este recubrimiento en función de la atenuación del campo magnético y de la potencia depositada tanto por el haz como por la excitación magnética.

Accelerator Division
Alba Synchrotron Light Source
Ctra. BP 1413 Km. 3,3
08290 Cerdanyola del Valles, Spain

*Para Marta,
con todo mi amor y gratitud.*

*Para Júlia,
un pequeño milagro que está a punto de iluminar nuestra vidas,
y una lección de coraje para todos nosotros.*

28 de Mayo de 2014

Resumen

Los aceleradores de partículas han sido una de las mayores invenciones del siglo XX y han demostrado ser herramientas indispensables que nos han ayudado a comprender las leyes físicas de la naturaleza así como a poder observar la estructura más íntima de la materia. Su uso abarca campos tan dispares como la radioterapia para tratamiento del cáncer, diagnóstico por imagen, aplicaciones industriales y experimentos de física de altas energías. Con más de 30,000 instalaciones de todo tipo repartidas actualmente por todo el mundo, los aceleradores de partículas constituyen un campo de actividad por derecho propio con físicos e ingenieros profesionales dedicados a su estudio, construcción y operación.

En 2012 entró en operación el sincrotrón ALBA, el primer acelerador construido en España dedicado exclusivamente a la producción de luz sincrotrón con aplicación en una gran variedad de experimentos de biología, nanotecnología, ciencia de materiales, etc. La luz sincrotrón hace referencia a un amplio rango del espectro electromagnético que abarca desde los infrarrojos hasta los rayos X. Para producir este tipo de radiación se inyectan electrones en una cámara de vacío circular también conocida como anillo de almacenamiento donde se mantiene una corriente de electrones circulando prácticamente a la velocidad de la luz durante horas. La radiación sincrotrón se emite al acelerar los electrones bajo la influencia de potentes campos magnéticos dipolares pero es necesario que los electrones circulen en una órbita precisa para que la radiación emitida pueda ser aprovechada por los usuarios en las cabinas experimentales, ya que requieren que el haz posea ciertas cualidades en cuanto a posición y tamaño. Para ello, hay que mantener el foco de emisión, es decir, los electrones, en una órbita estable gracias a una red magnética formada por imanes dipolares, cuadrupolares y sextupolares. Los físicos de máquina disponen de modelos computerizados que simulan el efecto de dicha red sobre la órbita y *a priori* pueden establecer cuál es el ajuste óptimo. Inicialmente el modelo no tiene en cuenta los efectos sobre la órbita de los errores mecánicos o de alineamiento en los imanes, ni tampoco los efectos no lineales que fundamentalmente son debidos al gradiente magnético en los sextupolos, el cual disminuye cuadráticamente con la distancia a los polos. Es por ello que para poder validar y refinar este modelo es necesario disponer de herramientas de diagnóstico que nos den información sobre la dinámica de los electrones que circulan por el tubo de vacío del acelerador.

Con este fin, el presente estudio pretende contribuir con el diseño de unos imanes dipolares pulsados para ser usados como herramienta de diagnóstico y caracterización del anillo de almacenamiento de ALBA. Dichos imanes producen un campo magnético pulsado al paso de los electrones para generar una perturbación en la órbita que nos dé información sobre la dinámica del acelerador. El método es análogo a aplicar una entrada impulsional a un sistema para estudiar su respuesta y así luego poder modelarlo. En este caso se registrarán y se analizarán las oscilaciones en la órbita producidas por dicha perturbación mediante una red ya existente de monitores de posición del haz repartidos a lo largo de los 269 metros de circunferencia del anillo.

Se diseñarán dos imanes pulsados para poder excitar el haz de electrones transversalmente a la dirección de avance, tanto en horizontal como en vertical. Cada imán dispondrá de su propio convertidor individual por lo que podremos usarlos por separado o de manera combinada.

El tiempo de subida del pulso magnético así como el de bajada, ha de ser inferior al tiempo de revolución del anillo de almacenamiento (896 ns), que es el tiempo que tardan los electrones en completar una vuelta al acelerador, con lo que se asegura que los electrones se ven afectados por dicha perturbación una única vez. Esto es así para evitar efectos acumulativos y asegurar que la respuesta del sistema, es decir, las oscilaciones producidas en la órbita, se deben únicamente a una perturbación puntual. Mediante este tipo de experimentos, los físicos del acelerador obtienen una información muy valiosa que les permite mejorar la estabilidad de la órbita así como mantener una elevada corriente de electrones durante más tiempo en el anillo.

Finalmente, otra de las motivaciones del proyecto es demostrar que es posible construir un sistema relativamente simple y económico, capaz de cubrir los requerimientos de diseño, mediante el uso de interruptores de estado sólido de pequeño tamaño y bajo costo.

Palabras clave: Acelerador de electrones, sincrotrón, luz sincrotrón, imanes pulsados, convertidor resonante.

Sobre el autor

Ricard Núñez es ingeniero técnico industrial y trabaja desde 2009 para la División de Aceleradores del sincrotrón ALBA, en la sección de Operación, como operador de sala de control y responsable del funcionamiento y mantenimiento de los elementos pulsantes de las líneas de transporte del haz (convertidores pulsados e imanes). También ha participado activamente en la instalación y puesta en marcha del complejo de aceleradores previamente a la entrada en operación del sincrotrón ALBA en abril de 2012.

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN	9
1.1. ESPECIFICACIONES INICIALES DE DISEÑO	9
FUENTES DE LUZ SINCROTRÓN	13
2.1. ESQUEMA DE FUNCIONAMIENTO DE UN SINCROTRÓN	18
2.2. LÍNEAS DE TRANSFERENCIA	24
<i>Línea de transferencia LTB.....</i>	<i>25</i>
<i>Línea de transferencia BTS.....</i>	<i>28</i>
2.3. IMANES PULSADOS	31
<i>Septum.....</i>	<i>32</i>
<i>Kicker.....</i>	<i>34</i>
<i>Cámaras Cerámicas.....</i>	<i>39</i>
2.4. IMANES PULSADOS PARA DIAGNÓSTICO	41
DISEÑO DEL IMÁN	48
3.1. NÚCLEO MAGNÉTICO	48
3.2. BOBINA	53
DISEÑO DEL CONVERTIDOR	56
4.1. CÁLCULO DE LA INDUCTANCIA	57
4.2. CÁLCULO DE LA CAPACITANCIA	60
4.3. CARACTERÍSTICAS DE LA FUENTE DE ALTO VOLTAJE.....	69
4.4. INTERRUPTORES DE ESTADO SÓLIDO PARA ALTO VOLTAJE.....	70
4.5. REDES DE ACONDICIONAMIENTO O <i>SNUBBERS</i>	73
4.6. CUADRO RESUMEN DE MAGNITUDES	76
SIMULACIONES.....	77
5.1. SIMULACIÓN DEL PULSO DE CORRIENTE	77
5.2. SIMULACIÓN DEL CAMPO MAGNÉTICO	82

DISEÑO DE LA CÁMARA CERÁMICA.....	87
6.1. DISTORSIÓN DEL CAMPO MAGNÉTICO PULSADO.....	88
6.2. POTENCIA DISIPADA DEBIDO A LAS CORRIENTES DE <i>EDDY</i>	90
6.3. POTENCIA DEPOSITADA DEBIDA AL HAZ ALMACENADO.....	94
6.4. EFECTO <i>SKIN-DEPTH</i> O EFECTO PELICULAR	97
6.5. CALENTAMIENTO DE LA CÁMARA CERÁMICA.....	98
6.6. RESULTADOS.....	99
RESUMEN DE MEDIDAS REALIZADAS.....	102
7.1. ANCHO DE PULSO.....	102
7.2. CAMPO MAGNÉTICO.....	104
7.3. TEMPERATURA DISIPADA POR LOS TIRISTORES	105
CONCLUSIONES.....	107
AGRADECIMIENTOS.....	108
REFERENCIAS.....	109
<i>Bibliografía.....</i>	<i>109</i>
<i>Tabla de Ilustraciones.....</i>	<i>110</i>
<i>Listado de Tablas</i>	<i>115</i>
ANEXOS	116
ANEXO 1 - FERRITAS CERAMIC MAGNETICS	117
ANEXO 2 - MEDICIONES DE LOS BLOQUES DE FERRITA	118
ANEXO 3 – EMBARRADOS. CORRIENTE MÁXIMA.....	120
ANEXO 4 – CONDENSADORES DE PELÍCULA DE POLIPROPILENO METALIZADA AVX	121
ANEXO 5 – FUENTE HV PARA CARGA DE CONDENSADORES.....	124
ANEXO 6 – HV THYRISTOR SWITCH	126
ANEXO 7 – FAST RECOVERY HIGH VOLTAGE DIODE ASSEMBLIES.....	128

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1. ESPECIFICACIONES INICIALES DE DISEÑO

El diseño de los imanes pulsados para diagnóstico se basará en un diseño ya existente correspondiente al de los imanes pulsados que se usan para la inyección del haz de electrones en el anillo de almacenamiento. Se requieren dos imanes, uno horizontal y otro vertical, para poder excitar el haz de electrones transversalmente en cada uno de los ejes de manera independiente, lo cual permitirá la realización de diferentes experimentos de física de aceleradores, especialmente en estudios de dinámica no lineal de la máquina. Ambos imanes constarán de un núcleo ferromagnético construido mediante bloques de ferrita y de una bobina de cobre de baja inductancia y de una sola espira. La corriente de excitación de la bobina la provee un convertidor resonante LC sub-amortiguado (Figura 1), formado por la propia bobina y por un banco de capacitores que se carga previamente mediante una fuente de alto voltaje. El traspaso de la energía eléctrica almacenada en los capacitores hacia la bobina se realiza mediante el control de un módulo de tiristores que actúan de llave o interruptor. Cuando dicho módulo entra en saturación se produce una corriente sinusoidal que, al circular por la inductancia, genera a su vez un campo magnético pulsado también sinusoidal. Dicha corriente, a su paso por cero, produce el bloqueo natural de los tiristores y la extinción de la corriente y del campo magnético. Por lo tanto, dicho campo quedará caracterizado únicamente por el primer semiperíodo positivo de la corriente de excitación. Tras el bloqueo de los tiristores se produce la carga del banco de capacitores en pocos milisegundos. Transcurrido ese tiempo el circuito está listo para el siguiente ciclo.

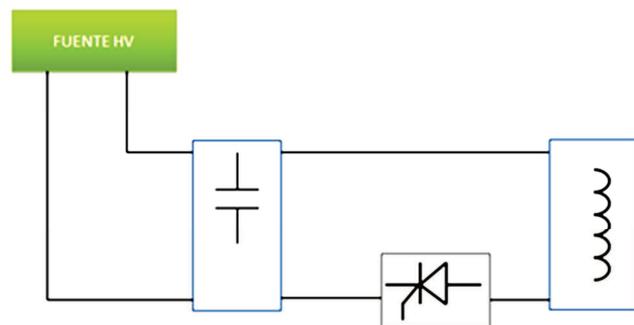


Figura 1. Esquema del convertidor resonante utilizado en los *pingers* de diagnóstico del anillo.

La potencia de salida de la fuente de alto voltaje debe permitir poder trabajar a diferentes frecuencias de disparo, ya que a mayor frecuencia, podemos disminuir el tiempo necesario para llevar a cabo determinados experimentos, que requieren capturar un elevado número de medidas. En cualquier caso estaremos limitados a la potencia que puedan disipar los semiconductores debido a las pérdidas por conmutación.

El ancho de pulso es otro parámetro importante que viene dado por el tiempo de revolución del anillo de almacenamiento. Considerando que la velocidad de los electrones es prácticamente igual a la velocidad de la luz y que el anillo tiene una circunferencia de 269 metros, dicho tiempo de revolución es de 896 ns. Teniendo en cuenta que la finalidad de los imanes pulsados para diagnóstico es perturbar el tren de electrones que circula por el anillo mediante un único pulso para luego medir la órbita, la duración máxima del pulso será pues el doble del tiempo de revolución del anillo, es decir $1,79 \mu\text{s}$.

Esto se entiende mejor con la ayuda de la Figura 2, donde vemos que el paso del haz de electrones a través de los imanes de diagnóstico coincide con el instante en que el campo magnético es máximo. Tanto el tiempo de subida como el de bajada del campo magnético debe ser inferior al tiempo de revolución, de modo que el haz se perturba sólo una vez con el objeto de poder realizar las medidas y el diagnóstico de manera apropiada. Podemos pensar en esta manera de excitar el haz como el equivalente a estudiar la respuesta dinámica de un sistema al introducir una señal de tipo impulsional (o impulso unitario) en su entrada.

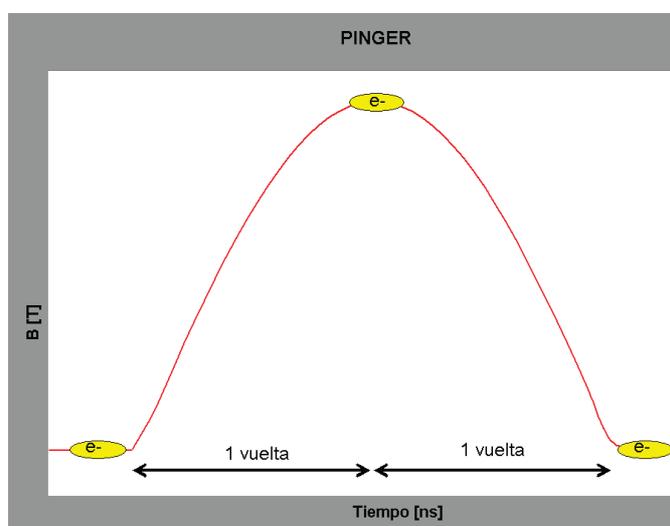


Figura 2. Forma de onda de la corriente de excitación en la bobina del imán pulsado para diagnóstico.

Teniendo en cuenta las desviaciones de los valores de los componentes y el efecto de las inductancias y capacitancias parásitas del circuito, tomaremos un valor de diseño de $1,5 \mu\text{s}$ para que finalmente el valor real esté por debajo del límite teórico de $1,79 \mu\text{s}$. Esto es equivalente a suponer una desviación máxima sobre el valor de diseño del 20% debido a dichos efectos indeseados. En cuanto a la amplitud máxima del pulso magnético con el que queremos perturbar el haz, tanto en vertical como en horizontal, será aquella que nos permita alcanzar el límite de la apertura física, es decir, las paredes internas de la cámara de vacío. Esto dependerá de las dimensiones de la cámara, la red de imanes que define la órbita y de la energía nominal de las partículas. Es un parámetro que nos vendrá dado por los físicos de máquina (ver Tabla 1), expresado en unidades angulares o miliradianes, ya que como veremos, es más conveniente calcular el valor de campo magnético necesario en función de un ángulo de deflexión determinado.

Los imanes deben exhibir además una excelente linealidad del campo magnético con respecto al voltaje de control, así como una muy buena reproducibilidad del pulso, donde la máxima variación de la amplitud del pulso debe ser menor o igual al 0.1% o 10^{-3} . Por otro lado, se requiere que la variabilidad temporal entre la señal de disparo y el pulso de corriente sea muy pequeña en comparación con el ancho de pulso (Figura 3). Dicha variabilidad es consecuencia del retraso de la señal de disparo al propagarse por la línea correspondiente y se conoce como *jitter*. El valor máximo que fijaremos para este parámetro deberá estar por debajo de 1 ns, siendo comparable al valor máximo admitido para aplicaciones similares, como es el caso de los imanes pulsados de inyección del anillo de almacenamiento.

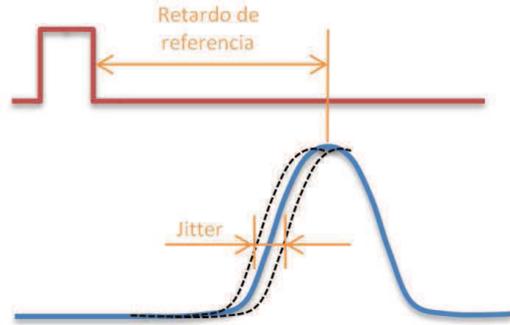


Figura 3. Efecto del retardo de la señal de disparo al propagarse por la línea.

En la Tabla 1 hemos recopilado los valores de diseño mencionados arriba para su posterior referencia:

Máxima deflexión del haz en horizontal	2.0 mrad
Máxima deflexión del haz en vertical	1.4 mrad
Ancho de pulso (semisinusoidal)	1.5 μ s
Frecuencia de repetición del pulso	1 ÷ 5 Hz
Reproducibilidad del pulso	< 0.1%
<i>Jitter</i> máximo	< 1 ns

Tabla 1. Especificaciones iniciales de diseño para ambos imanes de diagnóstico, horizontal y vertical.

Finalmente, otro aspecto muy importante a considerar es la rápida variabilidad temporal de los campos magnéticos que vamos a generar. Para poder afectar la trayectoria del haz de electrones a su paso por el imán pulsado, el campo magnético debe penetrar la cámara de vacío que contiene el haz. Dicha cámara es de acero

inoxidable, y al ser metálica, los campos magnéticos variables en el tiempo producen en su superficie corrientes de remolino que, por un lado apantallan a los campos magnéticos que las generan, y por otro producen un calentamiento de la cámara. A mayor espesor de la cámara y cuanto más rápida sea la variación temporal del campo magnético, mayor será el calentamiento por la circulación de dichas corrientes en la superficie del metal. Una solución muy frecuente es usar una sección de cámara fabricada en material cerámico (comúnmente alúmina u óxido de aluminio) ya que es permeable al campo magnético pero dicha estrategia supone romper la conductividad de la cámara de vacío del anillo. Este último aspecto es importante ya que el campo electromagnético asociado al haz de electrones ultra-relativista induce una corriente imagen positiva que circula en paralelo al haz por la pared interna de la cámara de vacío. Si interrumpimos el camino de dicha corriente imagen con una sección de cámara cerámica se producirá una acumulación de carga estática en dicho material que a su vez induce un campo eléctrico que perturbará la órbita del haz a cada vuelta. Para evitar esto se deposita una fina capa metálica (normalmente titanio) de un espesor de pocas micras, que por un lado, permite la circulación de la corriente imagen y por otro produce un apantallamiento del campo magnético del imán pulsado, pero esta vez mucho menor debido al pequeño grosor de la capa. Se trata pues de buscar una solución de compromiso que implica determinar el grosor óptimo de la capa de titanio y la potencia disipada por dicha capa. Estos cálculos se aportarán también en la memoria del proyecto y servirán para justificar también si es necesario añadir refrigeración forzada a la cámara cerámica.

CAPÍTULO 2

FUENTES DE LUZ SINCROTRÓN

Desde su descubrimiento en 1947, la *luz o radiación sincrotrón*¹ se ha convertido en una herramienta de investigación que ha demostrado ser muy útil para el estudio de las propiedades de la materia, tanto estructurales como electrónicas, debido a que posee características muy particulares, como un tamaño de haz extremadamente pequeño con un brillo y una intensidad de muy alta calidad, entre otras. Conviene puntualizar que la radiación sincrotrón hace referencia, en realidad, a una amplia banda del espectro electromagnético que incluye los infrarrojos, la luz visible, los ultravioletas y los rayos X. Su rango de aplicación abarca muchas áreas de la ciencia, como biología, física, química, arqueología, ingeniería, ciencia de los alimentos, ingeniería, geociencias y ciencias medioambientales. Actualmente, en España sólo existe una fuente de luz sincrotrón que está emplazada en Cerdanyola del Vallés (Barcelona), operativa desde 2012 y que es conocida con el nombre de ALBA.

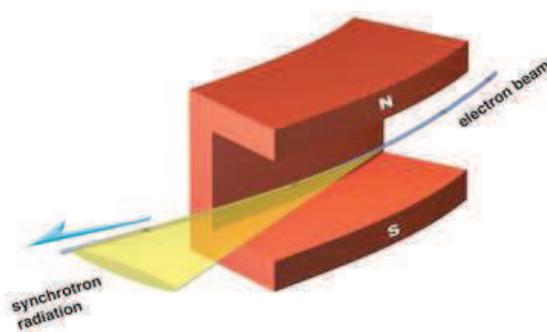


Figura 4. Haz de electrones acelerado bajo la influencia del campo en un dipolo magnético y la emisión de radiación sincrotrón asociada a dicha aceleración.

Cuando comparamos diferentes fuentes de luz o de rayos X, un parámetro importante que hace referencia a la calidad de la fuente es lo que se conoce como *brillo*². El brillo es una cantidad que tiene en cuenta:

- el número de fotones por segundo emitidos por la fuente
- el área de la sección transversal de la fuente de luz o de rayos X, normalmente expresada en mm^2
- la divergencia angular de los fotones, expresada comúnmente en unidades de ángulo sólido (mrad^2); nos da una idea de la rapidez con la que diverge el haz

¹ La radiación sincrotrón fue observada por primera vez en un acelerador de partículas (del tipo *sincrotrón*) construido por *General Electric* en su Laboratorio de Investigación en Schenectady, NY (USA). Dicha radiación, fue considerada inicialmente como un efecto *indeseado* que se daba en los aceleradores circulares, pues suponía un mecanismo mediante el cual el haz de electrones perdía energía cinética a cada vuelta. No fue hasta 1968 que se comenzaron a reconocer las características excepcionales de la luz sincrotrón como herramienta de investigación, con la construcción de aceleradores diseñados exclusivamente para su producción y utilización.

² Nielsen, Jens (2011). *Elements of modern X-ray physics*.

- los fotones contenidos alrededor de la frecuencia central de emisión, dentro de una región del espectro que comprende el 0.1% del ancho de banda (BW) del espectro total de emisión

La fórmula resultante del brillo es pues:

$$brillo = \frac{\text{fotones}}{s \cdot mm^2 \cdot mrad^2 \cdot 0.1\% BW}$$

Cuanto mayor sea el brillo, mayor es la cantidad de fotones concentrados en una pequeña área o *spot*. En comparación con la radiación emitida por una fuente convencional de rayos X, la luz sincrotrón tiene una intensidad o *brillo* de casi un billón de veces superior (Tabla 2), lo que la convierte en una potente herramienta para la investigación.

Vela fotones/(s · mm ² · mrad ² · 0.1% BW)	10 ⁵
Bombilla 60W	10 ⁶
Rayos X convencionales	10 ⁹ ~ 10 ¹⁰
Luz del sol	10 ¹⁰
Luz sincrotrón	10 ²⁰

Tabla 2. Comparativa de la intensidad o *brillo* de diferentes fuentes de luz expresada en unidades de número de fotones/(s · mm² · mrad² · 0.1% BW). En el denominador se tiene en cuenta la sección transversal del haz, la divergencia del haz en unidades de ángulo sólido (mrad²) y se toma un valor típico de línea espectral equivalente al 0.1% del ancho de banda del espectro total de emisión³.

La radiación sincrotrón se produce cuando partículas cargadas eléctricamente (en el caso de un sincrotrón convencional se trata de electrones) que viajan por el interior de una cámara de ultra-vacío prácticamente a la velocidad de la luz, son sometidas a una aceleración de tipo centrípeta al pasar por el entrehierro de potentes electroimanes dipolares (Figura 4).

³ *The basics of X-ray and neutron scattering*, D.S.Sivia, pag.88

Dado que el campo magnético del dipolo es perpendicular a la trayectoria de los electrones, éstos son obligados a recorrer una trayectoria circular debido a la fuerza de Lorentz⁴ (Figura 6). El patrón de la radiación emitida por los electrones ultrarelativistas no es la típica estructura lobular que produciría un dipolo eléctrico, sino que por efecto relativista⁵, visto desde nuestro sistema de referencia de observadores, dicho patrón se repliega sobre sí mismo hacia adelante, en la misma dirección que el vector velocidad del haz, formando una especie de abanico o cono con un ángulo de apertura extremadamente pequeño (Figura 5).

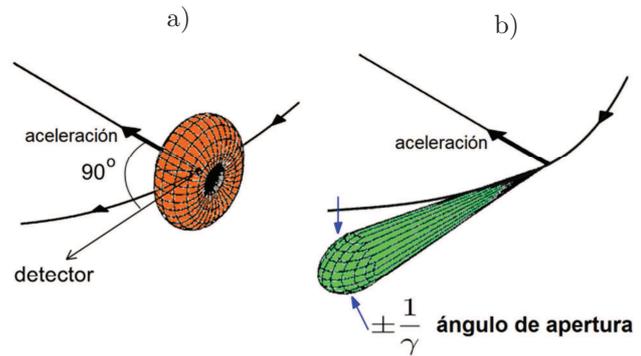


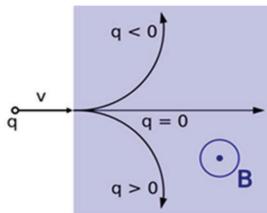
Figura 5. Patrón de radiación visto desde el sistema de referencia inercial de un observador para a) una carga eléctrica acelerada no relativista y b) otra que sí lo es.

Dicho ángulo de apertura es fácilmente calculable, ya que es igual a la inversa del factor de Lorentz⁶, γ . Recordemos que γ es igual a:

Fuerza de Lorentz

Para una partícula con velocidad \vec{v} sometida a un campo eléctrico \vec{E} combinado con un campo magnético \vec{B} , la fuerza electromagnética total o fuerza de Lorentz sobre esa partícula viene dada por:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$



Para $\vec{E} = 0$ (caso de un sincrotrón), $\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B})$. Esta fuerza aparece como una fuerza centrípeta, originando un movimiento de rotación de la partícula en el interior del campo magnético.

Figura 6. Trayectoria bajo la aceleración o fuerza de Lorentz de una partícula cargada en un campo magnético constante, según el signo de la carga.

⁴ Hendrik Antoon Lorentz (Arnhem, Países Bajos, 18 de julio de 1853 — Haarlem, 4 de febrero de 1928) fue un físico y matemático neerlandés galardonado con el Premio Nobel de Física del año 1902.

⁵ Debido a que la fuente de radiación electromagnética está en movimiento, necesitamos aplicar la transformación de Lorentz para determinar cómo se ve dicha radiación desde el marco de referencia del observador. Usando una analogía sencilla, imaginemos que viajamos en un coche a gran velocidad, desde donde lanzamos objetos por la ventanilla en diferentes direcciones. Desde el punto de vista de un observador fuera del coche, dichos objetos ‘vuelan’ más o menos en la misma dirección del coche.

Por otro lado, como la fuente emisora de luz se desplaza respecto al observador (detector), también debe tenerse en cuenta el efecto Doppler relativístico que hace que la longitud de onda de la luz emitida se desplace desde el infrarrojo hasta alcanzar las características de los rayos X, dependiendo del ángulo que forme el vector velocidad de los electrones con la línea de visión del observador.

⁶ En la teoría especial de la relatividad, el factor de Lorentz es un término que aparece frecuentemente en las ecuaciones de dicha teoría, por lo que se suele designar por la letra *gamma* (γ) lo cual permite escribir más brevemente las ecuaciones y las fórmulas de la teoría.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{E_T}{m_o c^2}$$

donde v es la velocidad de la partícula medida desde nuestro sistema de referencia inercial y c es la velocidad de la luz. Pero cuando se trata de aceleradores de partículas es más conveniente trabajar con la expresión de la derecha de la ecuación, donde E_T es la energía total de los electrones y $m_o c^2$ es la energía en reposo del electrón (ambas energías expresadas en electron-voltios). Para el caso del sincrotrón ALBA, donde la energía total de los electrones es de 3 GeV, y $m_o c^2$ es igual a 0.511 MeV, tenemos un factor de Lorentz de 5870. Por lo tanto el ángulo de apertura será:

$$\text{ángulo de apertura: } \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{5870} = \pm 0.17 \text{ mrad}$$

lo que significa un tamaño de apertura total $2/\gamma$ de tan sólo 0.34 mrad o aproximadamente 0.02 grados. Como consecuencia de un ángulo de emisión tan pequeño, unido al hecho de que el tamaño de la fuente de luz viene dado por el tamaño del haz de electrones⁷ que es también muy pequeño, esto confiere a la radiación sincrotrón un *brillo* muy superior a otras fuentes de rayos X convencionales tal como se ha comentado antes.

Otra propiedad remarcable de la radiación sincrotrón es que está polarizada en el plano de la órbita de los electrones y también se puede polarizar circularmente por encima y por debajo de ese plano. Como se ilustra en la Figura 7, en una fuente convencional de rayos X el vector de campo eléctrico de la onda oscila en todas direcciones perpendicular a la dirección de propagación, mientras que la radiación sincrotrón está polarizada horizontalmente. Esto tiene ventajas que pueden ser usadas en determinados experimentos sensibles a la polaridad de la luz, como el estudio de las propiedades magnéticas de los materiales, y que usan técnicas de imagen basadas en la difracción y la espectroscopía.

Finalmente, los rayos X obtenidos de una fuente de radiación sincrotrón no se emiten de forma continua en el tiempo sino en forma de ráfagas o destellos extremadamente cortos. Esto se debe simplemente a que la corriente que circula por la cámara de vacío de un sincrotrón está formada en realidad por grupos o paquetes de electrones que viajan a una cierta distancia los unos de los otros (ver Figura 9). De este modo, sólo se emiten rayos X cada vez que un paquete pasa por un dipolo.

⁷ La sección transversal del haz de electrones en ALBA es de 10 x 100 μm (vertical por horizontal).

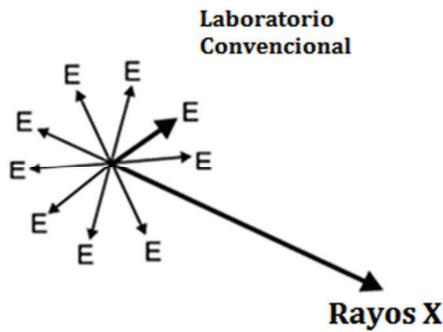


Figura 7. Radiación emitida por una fuente de rayos X convencional no polarizada.

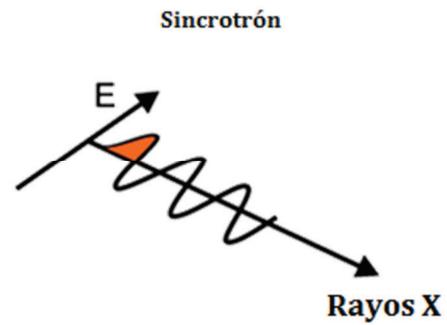


Figura 8. Radiación sincrotrón polarizada en el plano de la órbita de los electrones.

Dependiendo del número y del tamaño de los paquetes de electrones que conforman el haz, se pueden obtener ráfagas típicamente de 100 ps que se repiten cada 1-200 ns.⁸ Este hecho dota a la radiación sincrotrón de una estructura temporal que puede ser usada también en cierto tipo de experimentos especializados, como puede ser el estudio de las reacciones químicas de tipo catalítico o poder observar los cambios que se dan en una proteína o macro-molécula mientras desarrolla alguna de sus procesos funcionales, lo cual suele estar en la escala temporal de los nanosegundos. Con un detector y un sistema de captura de datos lo suficientemente rápido se puede reconstruir fotograma a fotograma la *película* de lo que esta ocurriendo durante el proceso. Algunos de estos cambios o movimientos que se dan a nivel atómico, están incluso en la escala de los femtosegundos y se espera que puedan ser observados mediante los denominados sincrotrones de *cuarta generación*, también conocidos por las siglas XFEL o *láser de electrones libres de rayos X*. En 2009 sólo existía una instalación de este tipo en el mundo, concretamente en Hamburg (Alemania) y actualmente se están construyendo otras en Europa, Japón y Estados Unidos.

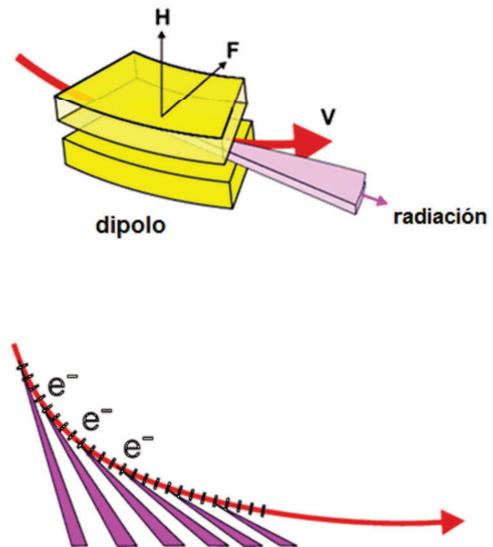


Figura 9. Haz de electrones ultrarelativista emitiendo radiación sincrotrón al pasar por un dipolo.

⁸ En el sincrotrón ALBA el tiempo entre pulsos es de 2 ns.

2.1. ESQUEMA DE FUNCIONAMIENTO DE UN SINCROTRÓN

Una fuente de luz sincrotrón se diferencia de otros tipos de aceleradores circulares en que el incremento de la energía cinética de los electrones se compensa o se *sincroniza* con un aumento en la fuerza de los dipolos, es decir, se incrementa la fuerza del campo magnético mediante el aumento de la corriente que circula por las bobinas de excitación de los imanes dipolares. De este modo se puede mantener un haz de partículas en una trayectoria circular de radio constante mientras se aumenta la energía de los electrones de manera progresiva hasta que alcanzan el 99,999998% de la velocidad de la luz. Es conveniente aclarar que los electrones circulan por una cámara de acero inoxidable donde se mantiene una presión de ultra-alto vacío (UHV) del orden de 10^{10} mbar. Esto es importante para evitar pérdidas de energía del haz por interacciones indeseadas con moléculas residuales de gas en el interior de la cámara.

En realidad, un sincrotrón es un acelerador de partículas estructurado en tres bloques o sistemas principales que, a su vez, son también aceleradores y pueden ser considerados como máquinas independientes que operan de forma sincronizada para proporcionar luz sincrotrón a los usuarios. Estos tres bloques son:

a) el acelerador lineal o LINAC, que consta de un cañón de electrones donde se obtienen éstos últimos por efecto termiónico, al calentar un cátodo aplicando alto voltaje (90 kV). El cátodo suele ser un pequeño bloque fabricado en un material con una baja función de trabajo⁹, como tungsteno o aluminato de bario, que al calentarse y alcanzar una determinada temperatura, emite electrones de baja energía. Luego, mediante campos eléctricos de gran intensidad, los electrones escapan de la superficie del cátodo formando un haz continuo. A este haz continuo se le dota de estructura temporal o pulsada a su paso por unas cavidades resonantes de RF, donde el campo electromagnético agrupa los electrones en paquetes que luego son acelerados en una estructura lineal hasta que su energía alcanza un centenar de mega-electronvoltios (108 MeV), que ya equivale a un 99.987% de la velocidad de la luz. Las cavidades resonantes del LINAC de ALBA están diseñadas para una frecuencia de 500 MHz, lo que produce que el haz se estructure en paquetes de electrones separados por 2 ns entre ellos (equivalente a 60 cm de distancia).

b) el anillo propulsor o *booster ring*, es un acelerador circular donde el haz de electrones procedente del LINAC es acelerado a cada vuelta mediante los campos eléctricos generados en otra cavidad resonante hasta alcanzar la energía nominal de 3 GeV¹⁰. El haz es mantenido en una trayectoria circular mediante los campos magnéticos producidos por potentes dipolos distribuidos a lo largo de la cámara de vacío

⁹ En física del estado sólido, la función de trabajo es la energía mínima necesaria para arrancar un electrón de un sólido, a un punto inmediatamente fuera de la superficie del sólido.

¹⁰ Si convertimos los 3 GeV en Joules, estamos hablando de una energía muy pequeña en términos macroscópicos, de tan sólo 48 nJ.

del *booster*. Como se ha comentado al principio de la sección, la intensidad de los campos magnéticos se sincroniza con el aumento de la energía cinética del haz para conseguir una trayectoria circular de radio constante. De lo comentado anteriormente, se puede deducir que los electrones pierden energía en forma de radiación sincrotrón cada vez que sufren una aceleración (centrípeta) a su paso por el entrehierro de los dipolos, por lo que la cavidad resonante de RF no sólo debe proporcionar la energía necesaria para acelerar los electrones a su paso, sino que además debe restaurar la energía pérdida en forma de radiación a cada vuelta. Evidentemente, la frecuencia de resonancia de la cavidad de RF del *booster* es de 500 MHz en concordancia con la estructura temporal proporcionada al haz a su paso por el LINAC. Una vez se alcanzado la energía nominal, lo cual se consigue en apenas 160 ms, los electrones son transferidos al último bloque o sistema.

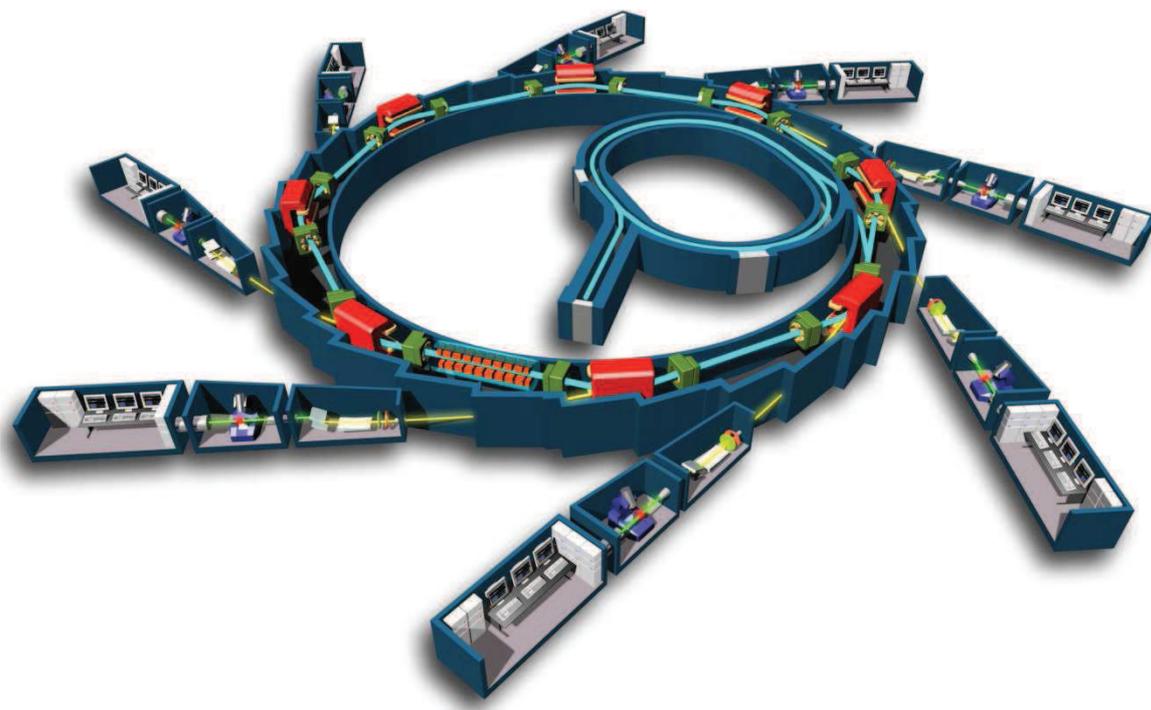


Figura 10. Esquema de un acelerador circular tipo sincrotrón.

c) Finalmente, el anillo de almacenamiento o *storage ring*, es un acelerador también circular de 268.6 metros de perímetro, dedicado a la producción de la luz sincrotrón que finalmente es aprovechada por los usuarios de las cabinas experimentales. Los electrones procedentes del *booster* son inyectados de manera que la *corriente*¹¹

¹¹ Se suele utilizar el término *corriente* de electrones cuando hablamos de un acelerador circular. La corriente será igual a la carga eléctrica total de los electrones circulando por la cámara de vacío dividida por el tiempo de revolución al anillo.

que circula por el anillo se incrementa con cada inyección¹² hasta llegar a la corriente nominal de 400 mA.

El anillo de almacenamiento consta de seis cavidades resonantes de RF distribuidas por parejas a lo largo de la cámara de vacío que restauran únicamente la energía perdida por el haz en forma de radiación sincrotrón, por lo que la velocidad de los electrones se mantiene prácticamente constante, al contrario de lo que sucede en el *booster*. Además, la corriente de los dipolos también se mantiene constante, ajustada conforme a la energía nominal de 3 GeV.

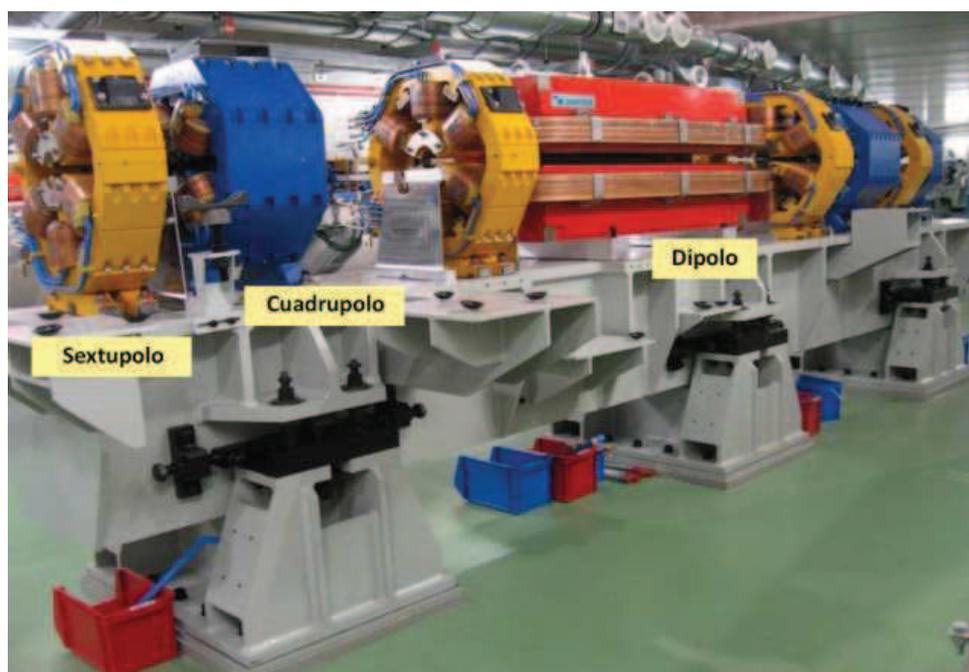


Figura 11. Sección curva del anillo de almacenamiento de ALBA. Aparecen los diferentes tipos de electroimanes y se aprecia el entrehierro por donde pasa la cámara de vacío (no está instalada aún como se aprecia en la fotografía).

En este anillo se alternan tramos curvos y rectos (lo mismo se aplica al *booster*) y en los curvos encontramos tres tipos de electroimanes (Figura 11): imanes dipolares, que como ya hemos comentado antes son los dispositivos responsables de la generación de radiación sincrotrón así como de mantener el haz en una órbita circular, y también tenemos los cuadrupolos y sextupolos. Estos últimos serían el equivalente a un sistema óptico de colimación que corrige determinadas aberraciones del haz de electrones. Los cuadrupolos tienen la particularidad que focalizan en uno de los planos, el horizontal o el vertical (ver Figura 12), mientras que desfocalizan en el otro. Según esto, existen dos tipos de imanes cuadrupolares, horizontales y verticales, refiriéndonos al plano en que se produce la focalización. Una partícula cargada que pase exactamente por el centro del cuadrupolo no experimentará fuerza alguna,

¹² La frecuencia nominal de inyección del sincrotrón ALBA es de 3 Hz

mientras que una partícula descentrada o fuera de órbita sufrirá una fuerza de focalización (o desfocalización) proporcional a la distancia que la separe de dicho centro, ya que el campo magnético en un cuadrupolo crece de manera lineal con la distancia respecto al centro del imán.

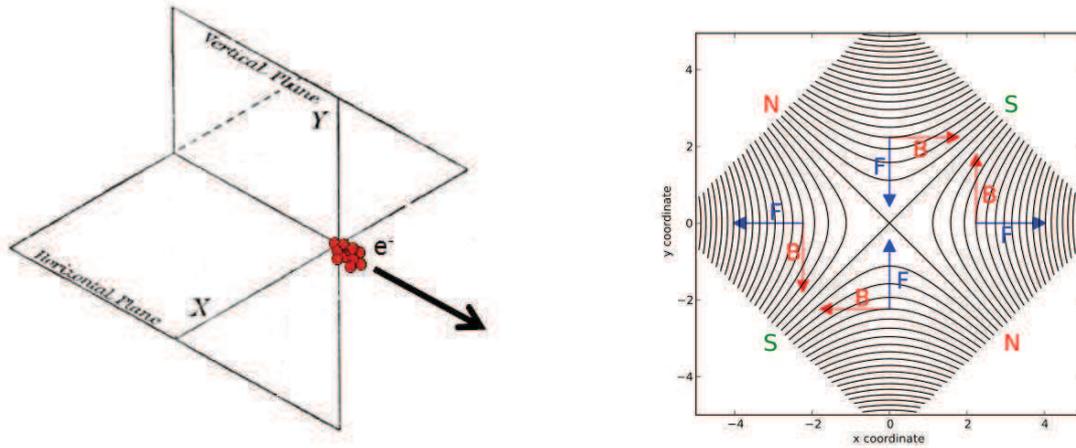


Figura 12. Convenio adoptado para definir los planos de focalización y líneas de campo magnético de un cuadrupolo vertical. También se representa la fuerza de Lorentz experimentada por un electrón que se mueve perpendicular al papel y alejándose de nosotros.

De este modo, será necesario disponer de cuadrupolos horizontales y verticales de manera alternada a lo largo de la cámara de vacío para poder mantener el haz colimado a largo de su trayectoria.

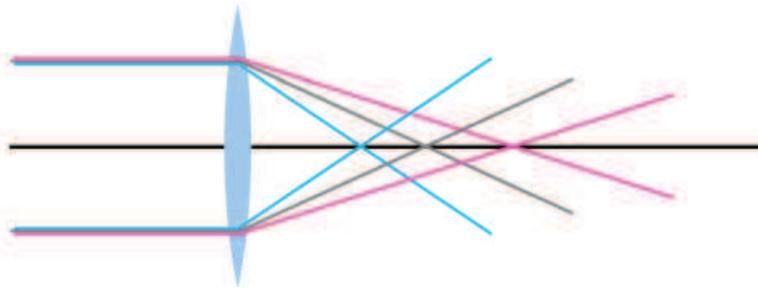


Figura 13. Lente convergente, equivalente óptico de un cuadrupolo.

Sin embargo, no todos los electrones que conforman el haz tienen la misma energía sino que el mecanismo de estabilidad de la máquina acepta partículas con una desviación de energía respecto a la nominal que puede ser de un $\pm 3\%$, como en el caso de ALBA, por lo que el punto de focalización del cuadrupolo variará en función de la energía de dichas partículas.

En efecto, las menos energéticas (equivalentes a rayos de luz de longitud de onda más larga) se focalizan más fuertemente que las más energéticas como se puede ver en la Figura 13, donde el plano de focalización del cuadrupolo se representa por su equivalente óptico, una lente convergente (siendo el plano de desfocalización equivalente a una lente divergente). Podemos ver como el punto focal no es el mismo para todas las partículas, pues dependerá de su energía. Estos errores debidos a la

*cromaticidad*¹³, producen inestabilidades de órbita que pueden llevar a la pérdida del haz contra las paredes de la cámara de vacío.

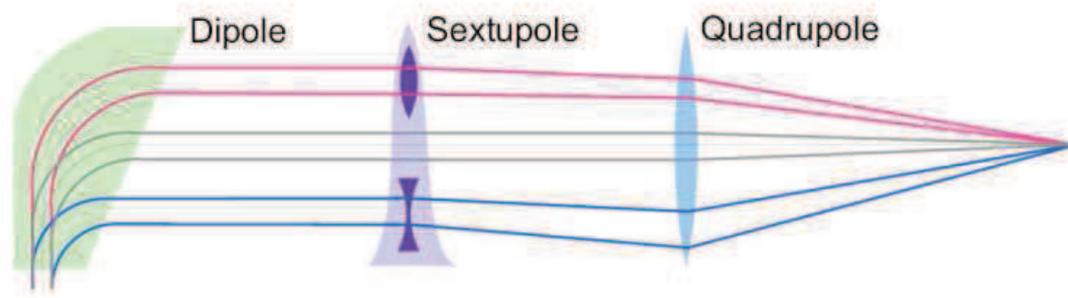


Figura 14. Esquema óptico equivalente para el conjunto formado por un dipolo, sextupolo y cuadrupolo.

Para evitar esto, se instalan los denominados sextupolos. Si observamos la Figura 14, vemos que después de pasar por un dipolo, los electrones con la energía nominal siguen la órbita de diseño (en gris) mientras que los que tienen una energía mayor o menor sufren cierta dispersión u *offset* respecto a la órbita de diseño una vez salen de la influencia del dipolo que en este caso se comporta de manera análoga a un espectrómetro de partículas con diferentes energías (en la figura vemos como las más energéticas, en rosa, adquieren un *offset* positivo respecto a la órbita nominal, y negativo las menos energéticas, en azul). En estas condiciones, cuando los electrones pasan por el sextupolo, los que tengan dispersión positiva (los más energéticos) adquirirán una trayectoria convergente mientras que los que lleguen con dispersión negativa saldrán con una trayectoria divergente. Esto hace que cuando lleguen al cuadrupolo, sus trayectorias posean un determinado ángulo de incidencia que hace que puedan ser focalizadas posteriormente en el mismo punto, como se ve en la Figura 14.

En algunos tipos de sincrotrones, los conocidos como de *tercera generación*¹⁴, se instalan en los tramos rectos los denominados *dispositivos de inserción*, que están formados por estructuras magnéticas multipolares que producen una serie de rápidas ondulaciones en el haz de electrones, haciendo que estos emitan conos de radiación de manera periódica durante un corto recorrido, y que por efecto de interferencia constructiva incrementan el flujo y el brillo de la luz sincrotrón que luego es guiada hacia las cabinas experimentales. Dichas estructuras multipolares están formadas por pequeños imanes permanentes (más de un centenar) fabricados en aleaciones de neodimio y hierro, y se disponen de manera que sus polos magnéticos norte-sur se alternen a lo largo y a ambos lados de la cámara de vacío (Figura 15).

¹³ Siguiendo con la misma analogía óptica, un haz de partículas de diferentes energías sería equivalente a un haz de luz formado por diferentes colores, y de ahí el término *cromaticidad*.

¹⁴ Los de *primera generación* hacen referencia a los primeros experimentos con luz sincrotrón que se llevaban a cabo de modo «parasitario» en colisionadores de partículas. Posteriormente, los sincrotrones diseñados exclusivamente para la producción de radiación sincrotrón se clasificaron en sincrotrones de *segunda generación* o de *tercera generación*, dependiendo de la *emitancia* del haz de partículas, definida como el producto del área transversal del haz y su divergencia angular: en las fuentes de segunda generación la emitancia es del orden de 100 nm-mrad y en las de tercera generación es de 10 nm-mrad, lo que resulta en un haz de radiación más concentrado.

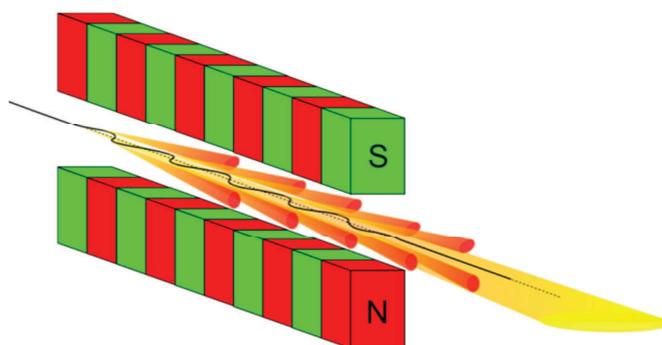


Figura 15. Estructura multipolar de un dispositivo de inserción.

Finalmente, por lo que respecta a las cavidades resonantes, que como ya hemos comentado anteriormente aportan al haz la energía perdida por radiación sincrotrón, consisten en un cavidad hueca hecha en material conductor (cobre preferentemente) a la que se ha dotado de aperturas de entrada y salida por donde pueden circular los paquetes de electrones. El interior de la cavidad refleja las ondas electromagnéticas, y cuando una onda entra en la cavidad con la misma frecuencia de resonancia de ésta última, la onda se refleja de un lado a otro con muy pocas pérdidas creando una onda estacionaria en su interior. Cuanta más energía aportamos a la cavidad (en forma de ondas electromagnéticas previamente amplificadas y transportadas a la cavidad mediante *guías de ondas*¹⁵) ésta se combina con la onda estacionaria incrementando su intensidad y reforzándola. La frecuencia de resonancia de las cavidades se corresponde con la estructura temporal de los paquetes de electrones (en el caso de ALBA es de 500MHz, que corresponde a una distancia entre paquetes de 2 ns) y se sincroniza de tal manera que cuando estos últimos entran en la cavidad, la onda resonante está cerca de su máximo, de modo que los electrones son acelerados.

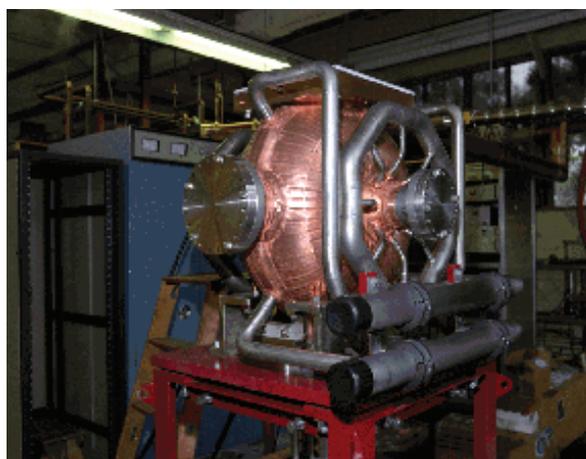


Figura 16. Cavidad de RF con su circuito de refrigeración. En el eje central de la cavidad se ve uno de los puertos de conexión a la cámara de vacío del anillo de almacenamiento.

¹⁵ Las guías de ondas son cavidades o conductos huecos que transportan radiación electromagnética de una determinada frecuencia de manera eficiente. Otros ejemplos de guías de onda de baja potencia y más conocidos son los cables coaxiales o las fibras ópticas usadas en telecomunicaciones.

2.2. LÍNEAS DE TRANSFERENCIA

Una vez descrito el funcionamiento de los diferentes aceleradores que conforman un sincrotrón, es interesante describir las secciones de la máquina que sirven para transportar el haz de electrones de un acelerador a otro. Estas secciones de transporte son las denominadas líneas de transferencia y su interés radica en que para efectuar dicha operación, incorporan un tipo especial de imanes que son los denominados *imanes pulsados*, y explicar su funcionamiento nos servirá para entender mejor el diseño de los imanes que son el objeto de este estudio.

El buen diseño de las líneas de transferencia, es pues, una parte importante del diseño global de la máquina para conseguir finalmente una corriente estable de electrones en el anillo de almacenamiento. Según se desprende de lo expuesto anteriormente, en un sincrotrón encontraremos dos líneas de transferencia:

- la que conecta el final del LINAC con el *booster*, conocida como LTB (abreviado del inglés *Linac To Booster ring*)
- y la que conecta el *booster* con el anillo de almacenamiento, conocida como BTS (abreviado del inglés *Booster To Storage ring*)

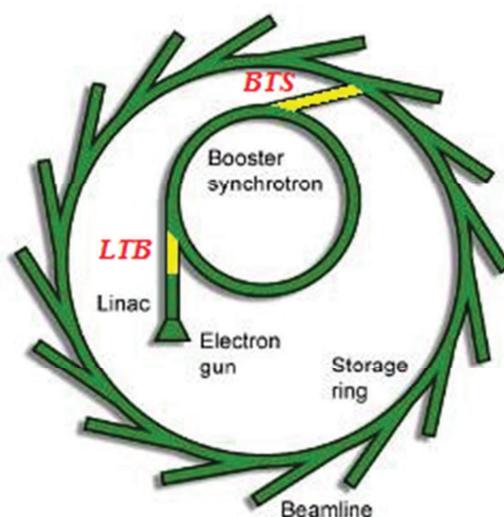


Figura 17. Esquema de un sincrotrón con las líneas de transferencia resaltadas en amarillo.

Como puede verse en la Figura 17, las líneas de transferencia (marcadas en amarillo) conectan puntos de la máquina donde se efectúa la inyección (o extracción) del haz de electrones y en general estos puntos están localizados en las secciones rectas de la cámara de vacío, donde se dispone de espacio libre suficiente para emplazar los imanes pulsados y en donde la dispersión del haz es prácticamente cero, o muy pequeña.

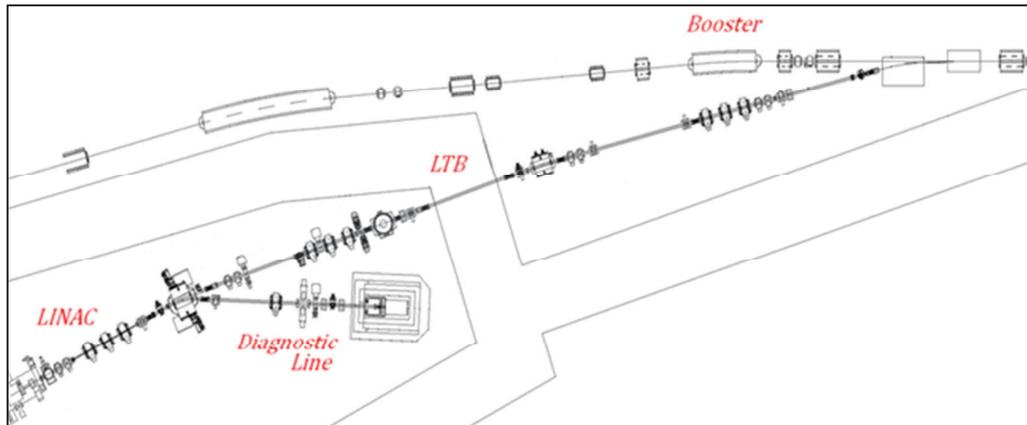


Figura 18. Plano de la LTB de ALBA.

LÍNEA DE TRANSFERENCIA LTB

En la Figura 18 y Figura 19 podemos ver un plano de la LTB de ALBA y los elementos que la forman. Básicamente encontramos dos tipos de elementos, que son electroimanes y dispositivos de diagnóstico. Entre los elementos de diagnóstico encontramos los BPMs (*Beam Position Monitor*) o monitores de posición, las FSOTRs (*Fluorescent/OTR Screen*) o pantallas fluorescentes para *visualizar* el haz y los FCTs (*Fast Current Transformer*) o transformadores de corriente para medir la carga electrónica. La descripción detallada de cada uno de estos elementos está fuera del propósito de este documento, pero podemos decir que estos dispositivos nos dan información de la posición relativa del haz en el interior de la cámara de vacío, la forma de dicho haz y cuanta carga eléctrica transporta. Respecto a los electroimanes, nos encontramos con correctores horizontales y verticales (CORH y CORV), cuadrupolos (QUAD) y dipolos, que nos ayudan a corregir y focalizar la trayectoria del haz a lo largo de la LTB.

Finalmente, merecen mención especial los electroimanes de tipo pulsado. Su función es *golpear* o desviar el haz de su órbita nominal para poderlo enviar al siguiente acelerador. Por eso la mayor parte del tiempo estos imanes están en modo de *standby* y sólo son accionados en momentos muy puntuales, por lo que su corriente de excitación no es continua sino pulsada, de modo que el campo magnético en su entrehierro desaparece rápidamente. Para efectuar la inyección del haz en el *booster*, se instalan de forma combinada dos tipos de imanes pulsados: un *septum* y un *kicker*. Estrictamente hablando, hay que puntualizar que el *kicker* no es un elemento que esté instalado en la LT sino que está situado en la cámara de vacío del *booster* y que eventualmente puede ser usado también como herramienta para efectuar diagnósticos de este último.

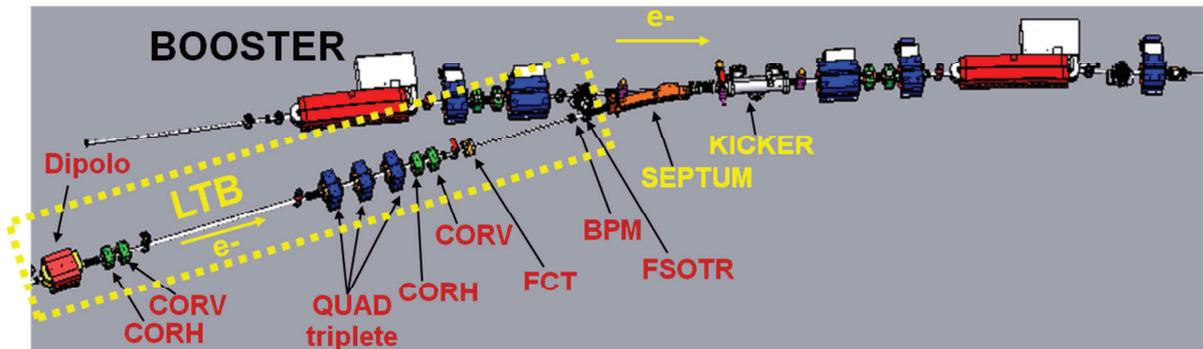


Figura 19. Detalle de la LTB y los diversos elementos que la componen.

El motivo de usar una combinación de imanes pulsados radica en que el *kicker* es un imán pulsado muy rápido (por los motivos que veremos a continuación) y por lo general no es lo suficientemente fuerte como para desviar el haz por sí solo el ángulo necesario para llevarlo a la órbita nominal. Es por eso que antes del *kicker* se instala un *septum*, un imán pulsado mucho más lento, es decir, con un pulso de excitación mucho más largo, pero capaz de producir un campo magnético mucho más intenso, con lo que conseguimos realizar la mayor parte de la deflexión del haz con este imán.

En este punto es conveniente explicar que en el *booster* no se inyecta únicamente un paquete de electrones cada vez, lo cual haría el proceso de almacenamiento extremadamente lento, sino que en realidad se inyecta un *tren de paquetes*, también conocido como *pulso*. Este *pulso* proveniente del LINAC puede ser ajustado en términos de carga eléctrica y longitud. En el caso de ALBA, se inyecta un *pulso* de 56 paquetes, tres veces por segundo¹⁶, con una carga de 1 nC y una longitud total de pulso de 112 ns¹⁷.

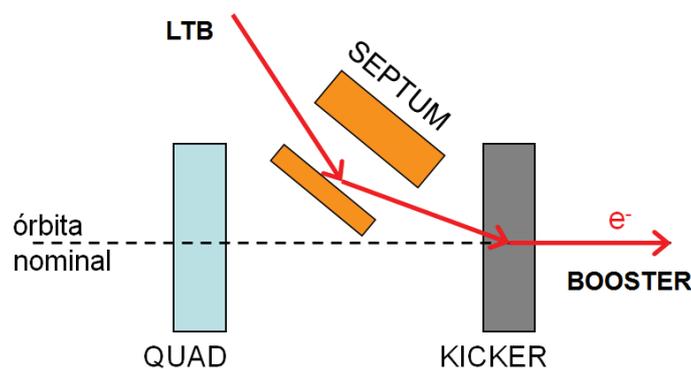


Figura 20. Esquema de inyección en el *booster*: Las flechas indican la dirección de los electrones.

¹⁶ La frecuencia máxima de inyección en ALBA es exactamente de 3.125 Hz.

¹⁷ Recordemos que la frecuencia de la RF en ALBA es de 500 MHz, lo que significa que la distancia entre paquetes de electrones es de 2 ns. Por lo tanto, la longitud total del pulso o tren de paquetes proveniente del LINAC será de: 56 paquetes x 2 ns = 112 ns

Este pulso o tren de paquetes es luego acelerado hasta la energía nominal de 3 GeV (en un proceso conocido como *ramping*¹⁸), momento en el cual es extraído hacia el anillo de almacenamiento a través de la BTS, mediante el accionado del *kicker* y del *septum* de extracción. Durante el tiempo que dura el *ramping*, el haz de electrones realiza cientos de miles de vueltas al *booster*¹⁹, por lo que cuando se inyecta el pulso proveniente del LINAC mediante el accionado del *kicker*, la duración de la corriente de excitación de este último no puede ser mayor que el tiempo que tarda el haz en dar una vuelta completa al *booster* o de lo contrario, al volver a pasar por el *kicker*, el campo magnético remanente curvaría el haz una segunda vez, sacándolo de la órbita nominal para impactar contra la cámara de vacío. Por ese motivo, al cabo de una vuelta la bobina del imán debe quedar desexcitada.

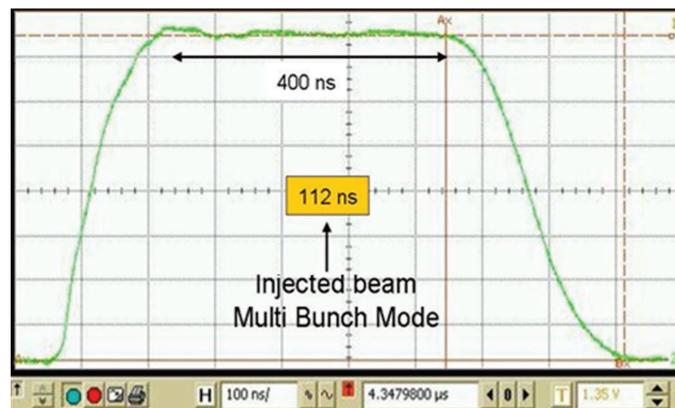


Figura 21. Pulso de excitación del *kicker* comparado con la longitud del pulso proveniente del LINAC.

En el caso de ALBA, el *booster* tiene un perímetro de 249.6 metros, siendo el tiempo de revolución de 832 ns. El pulso del *kicker* es de tipo cuadrado o escalón (ver Figura 21), con un tiempo de subida muy rápido, de poco más de 100 ns. El tiempo eficaz de pulso, donde el campo magnético es aproximadamente constante (también denominado *flat-top*), es de unos 400 ns, menor que el tiempo de revolución y prácticamente cuatro veces la longitud del pulso inyectado. Por supuesto, un *flat-top* menor a la longitud del pulso no es recomendable ya que provocaría oscilaciones indeseadas que llevarían a inestabilidades.

¹⁸ El proceso de *ramping* implica sincronizar el aumento de la energía del haz con el aumento de la corriente de excitación de los dipolos, así como con el aumento de la intensidad del campo eléctrico en las cavidades de RF.

¹⁹ Para llevar el haz hasta la energía nominal sólo se tardan 160 ms, que es la mitad del período de la frecuencia de *ramping* de las fuentes de alimentación de los dipolos de ALBA, que es de 3.125 Hz (lo que equivale a un período de 320 ms). Esto determinará la frecuencia máxima de inyección del sincrotrón ALBA, que es igual a la frecuencia de *ramping*, poco más de 3 veces por segundo.

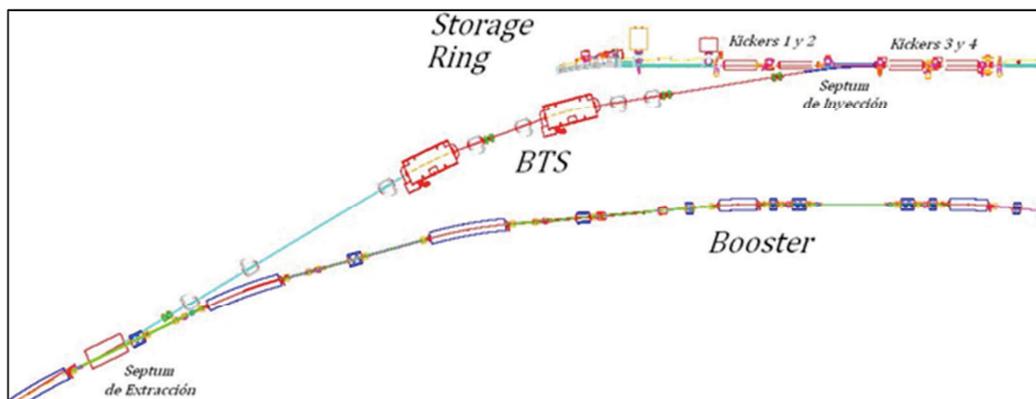


Figura 22. Plano de la BTS de ALBA.

LÍNEA DE TRANSFERENCIA BTS

La línea de transferencia que conecta el *booster* con el anillo de almacenamiento consta básicamente de elementos similares a los ya descritos en la LTB, es decir, de nuevo elementos de diagnóstico y electroimanes. Primeramente, los electrones acelerados hasta la energía nominal en el *booster* son extraídos hacia la BTS mediante un *kicker* y un *septum*. Prácticamente es el mismo esquema que ya hemos visto antes representado en la Figura 20 pero la dirección que llevan los electrones es la opuesta. Como se ve en el esquema de la Figura 23, la acción rápida del *kicker* saca el haz ligeramente de su órbita para ser desviado hacia el *septum* de extracción, que ejerce una deflexión mucho más intensa. Posteriormente, para poder realizar la inyección en el anillo de almacenamiento desde la BTS se necesitan otro *septum* y cuatro *kickers* idénticos instalados en dicho anillo. La peculiaridad de usar cuatro *kickers* en vez de uno se justifica por los motivos que se dan a continuación.

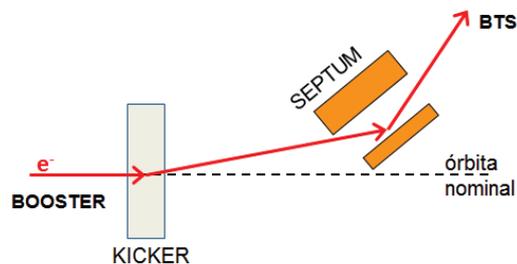


Figura 23. Esquema de extracción del *booster*. Las flechas indican la dirección de los electrones.

Hay que tener en cuenta que a diferencia de lo que ocurre en la LTB, donde el pulso inyectado desde el LINAC sólo ocupa una porción de la cámara de vacío del *booster*²⁰, ahora tenemos un anillo de almacenamiento que es ocupado o *rellenado* en su totalidad por paquetes de electrones que ya están circulando por su interior, que han sido inyectados anteriormente y que mantienen la separación de 2 ns entre ellos. El objetivo es ahora aumentar la corriente que circula por este anillo de manera gradual, aumentando la carga electrónica de cada uno de los paquetes por igual. La longitud de la cámara de vacío del anillo de almacenamiento es de 268.6 m, lo que se

²⁰ Un pulso de 112 ns tiene una longitud de sólo 33 metros en comparación con los 249.6 metros de cámara de vacío del *booster*.

corresponde con un tiempo de revolución de 896 ns, lo cual no es casual, ya que es exactamente 8 veces la longitud del pulso proveniente del LINAC (112 ns). Dicho de otra manera, el anillo de almacenamiento queda ocupado completamente en toda su longitud con 8 pulsos del LINAC, lo que son exactamente 448 paquetes de electrones²¹ que, posteriormente, aumentarán su carga en inyecciones sucesivas hasta llegar a la corriente nominal de 400 mA. No podemos hacer la inyección sólo con un *kicker* del mismo modo que se hace en el *booster*, primordialmente por una razón, y es que al excitar el *kicker* para acomodar los paquetes entrantes en la órbita nominal, provocaríamos al mismo tiempo la pérdida de los paquetes que ya están almacenados. Por este motivo, la solución para llevar a cabo el proceso de inyección consiste en un sistema formado por cuatro *kickers* como puede verse en la Figura 24.

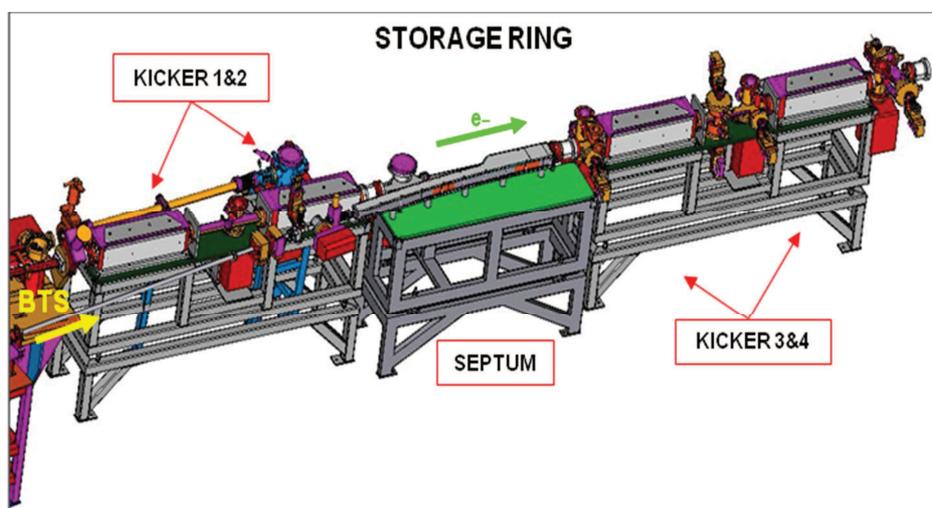


Figura 24. Sistema de cuatro *kickers* idénticos y un *septum* para la inyección en el anillo de almacenamiento.

Los cuatro imanes son prácticamente idénticos, y sólo se diferencian en la polaridad de la corriente de excitación de la bobina, de modo que dos de ellos hacen que el haz de electrones del anillo de almacenamiento se desvíe en el plano horizontal hacia el interior del anillo y los otros dos lo desvían hacia el exterior, en sentido opuesto. Esto es así para conseguir que mediante el accionado prácticamente simultáneo²² de los cuatro imanes se fuerce al haz a recorrer una trayectoria en forma de *chicane*²³, lo que produce una pequeña distorsión de la órbita nominal muy localizada, limitada a la sección recta de inyección donde se encuentran los cuatro *kickers*.

²¹ Si dividimos el tiempo de revolución al anillo, 896 ns, entre el tiempo entre paquetes, 2 ns, obtenemos exactamente 448 paquetes de electrones.

²² En realidad no es simultáneo sino que se hace propagando un determinado retardo debido al tiempo finito que necesita el haz de electrones para ir de un imán a otro.

²³ Por similitud, usaremos este término usado en automovilismo para describir la modificación de la órbita nominal representada en la Figura 25.

Como se ve en la Figura 25, produciendo el mismo pulso de excitación para los cuatro imanes e invirtiendo las conexiones de las bobina para cambiar la polaridad, se consigue devolver el haz de electrones a su órbita nominal después de haber recorrido la *chicane*, ya que la fuerza de Lorentz neta experimentada por los electrones durante su excursión será exactamente cero.

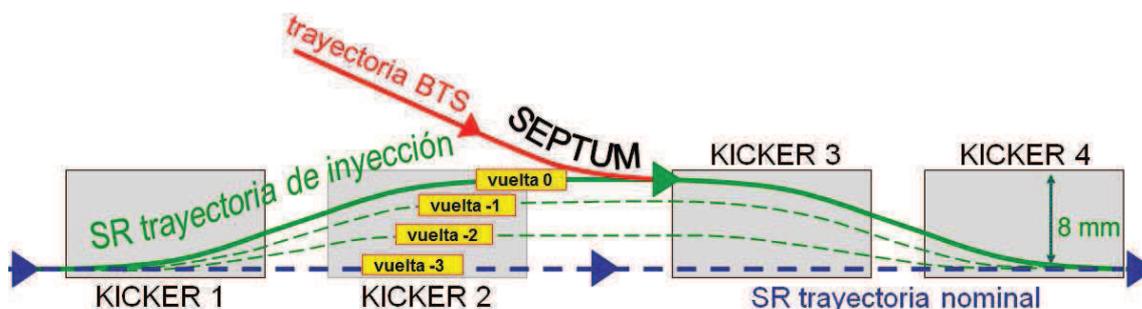


Figura 25. Esquema de la inyección en el anillo de almacenamiento del sincrotrón ALBA.

Por otro lado, el pulso de la corriente de excitación en los imanes tiene una amplitud variable en el tiempo y la duración del pulso es mayor al tiempo de revolución del anillo de almacenamiento (Figura 26), concretamente de unos $5.5 \mu\text{s}$, lo que equivale aproximadamente al tiempo que tarda el haz en dar 6 vueltas al anillo. Como podemos ver, se trata de unos *kickers* lentos comparados con los *kickers* utilizados para efectuar la inyección y la extracción del *booster* y esto se debe a que la estrategia de inyección es completamente diferente. Tal como se ilustra en la Figura 25, la amplitud de la distorsión producida en la órbita por los cuatro imanes es mayor a cada vuelta, hasta que la corriente de excitación llega a su valor máximo y hace que dicho desplazamiento también lo sea (en el caso de ALBA es de unos 8 mm), coincidiendo exactamente con el momento en que entran los electrones inyectados a través de la BTS. Este momento se ha representado como la *vuelta 0* ya que es el instante de referencia. Vemos pues que la estrategia consiste en desplazar gradualmente la órbita nominal de los electrones almacenados hasta llevarla lo más cerca posible de la pared del *septum* sin que haya pérdidas, para así conseguir que los paquetes de electrones inyectados desde la línea de transferencia caigan en la apertura dinámica²⁴ del anillo de

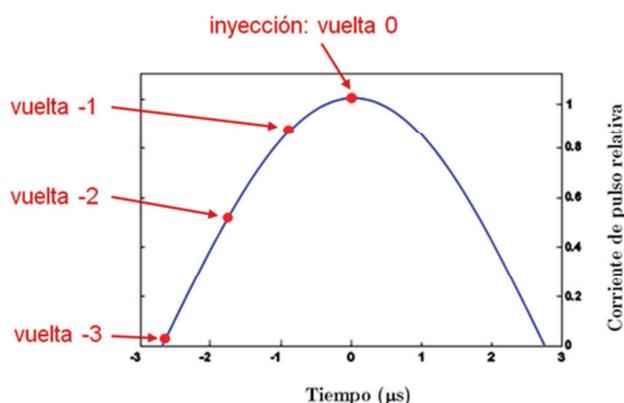


Figura 26. Pulso de excitación de los *kickers* del anillo de almacenamiento.

²⁴ En física de aceleradores, la apertura dinámica se considera como la región de estabilidad del *espacio de fase* de un sistema mecánico. Se entiende por *espacio de fase* el plano que contiene todos los estados posibles del sistema. Dicho estado, en nuestro caso particular de un

almacenamiento y se fusionen con los paquetes de electrones ya almacenados, incrementando la carga de éstos últimos. En aceleradores de partículas esta técnica se conoce como esquema de inyección *multivuelta*.

Otro aspecto a tener en cuenta es que el haz inyectado a través de la BTS entra en el anillo de almacenamiento aún con un cierto ángulo respecto a la trayectoria del haz almacenado, por lo que los electrones inyectados oscilarán alrededor de la trayectoria nominal durante varias vueltas. Estas oscilaciones serán finalmente amortiguadas por la dinámica del sistema y el haz inyectado quedará perfectamente integrado en la corriente estable de electrones que circula por el anillo. Por este motivo es importante disminuir rápidamente la excitación de los *kickers* para devolver el haz a su trayectoria nominal justo después de realizar la inyección, ya que inicialmente estas oscilaciones son lo suficientemente amplias como para que los electrones inyectados colisionen contra la pared del *septum* en las vueltas sucesivas después de la inyección, lo que produciría la pérdida de la mayor parte de los electrones inyectados. Esto justifica que la opción de diseño del pulso de excitación no sea la de un pulso cuadrado sino como la que se muestra en la Figura 26, donde la forma de onda de la corriente es una semisinusoidal de unos 5.5 μ s de duración. La inyección se produce justo en el momento de pico del pulso (vuelta 0) y después la corriente de excitación disminuye progresivamente, así como el campo magnético de los *kickers*, alejando los electrones, tanto los inyectados como los ya almacenados, de la pared del *septum*, hasta que tres vueltas más tarde, la excitación desaparece completamente.

2.3. IMANES PULSADOS

Ya hemos visto que los imanes pulsados son elementos importantes de las líneas de transferencia. A continuación describiremos en más detalle, desde un punto de vista técnico, las características de los imanes pulsados. Se hará también una breve descripción de algunos de los circuitos (basados en convertidores resonantes) utilizados para producir el pulso de corriente que excita la bobina del imán.

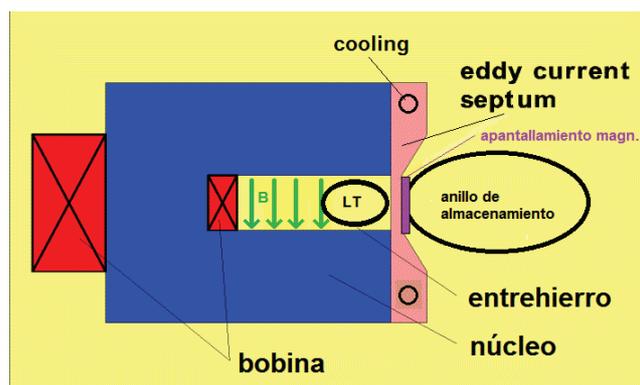


Figura 27. Corte transversal de un imán pulsado tipo *septum*.

acelerador de partículas, estará definido por el momento y la posición de cada partícula. Por lo tanto, la región de estabilidad de dicho espacio comprende a todas aquellas partículas con una velocidad y una posición tal que les permite ser aceptadas por la dinámica del sistema. Las que no cumplan dichas condiciones de estabilidad se perderán contra las paredes de la cámara de vacío.

SEPTUM

Septum (en plural *septa*) es el vocablo latino que da nombre a este tipo de imán y que significa partición o barrera que separa dos espacios. En aceleradores de partículas, un *septum* es un dispositivo que separa dos regiones con campos magnéticos de distinta intensidad: una región con un campo magnético homogéneo que sirve para desviar el haz que entra o sale de la línea de transferencia (LT) y otra región muy cercana al propio *septum* donde el campo disperso o residual es muy pequeño (idealmente cero) para no afectar al haz almacenado. El principio de funcionamiento de esta barrera o *septum* es muy sencillo pues se trata de una lámina de material de alta conductividad (normalmente cobre) de un grosor entre 1-3 mm donde el campo magnético disperso o marginal, que se origina en los bordes de la zona de apertura del núcleo magnético en forma de “C”, al atravesar dicha lámina crea unas corrientes de remolino o de *eddy* que a su vez generan un campo magnético que contrarresta dicho campo marginal, asegurando de este modo que no se afecta al haz que circula por el anillo de almacenamiento (Figura 27). La potencia disipada por el *septum* puede llegar a ser lo suficientemente alta como para que requiera de un circuito de refrigeración. El hecho de que el *septum* esté fabricado en un material de alta conductividad permite que las corrientes de remolino aumenten rápidamente y el campo magnético generado evolucione en función del tiempo a la par que la corriente en la bobina. Pero por otro lado, esta conductividad alta tiene un inconveniente, y es que una vez desaparece la excitación en el imán y con ella el campo magnético homogéneo dentro de la región del entrehierro, estas corrientes de remolino no desaparecen sino que perduran por un tiempo más o menos largo, debido a la poca resistencia que ofrece el cobre del *septum* para amortiguarlas. Por eso, una de las soluciones típicas desde el punto de vista del diseñador, es modificar la corriente de excitación, que normalmente es un pulso cuasi semisinusoidal, para que sea una sinusoidal completa, de modo que el semiperiodo negativo de dicha corriente genere en el *septum* unas corrientes de remolino que giren en sentido contrario, con lo que se amortiguarán más rápidamente. Este efecto puede verse en la ²⁵Figura 28.

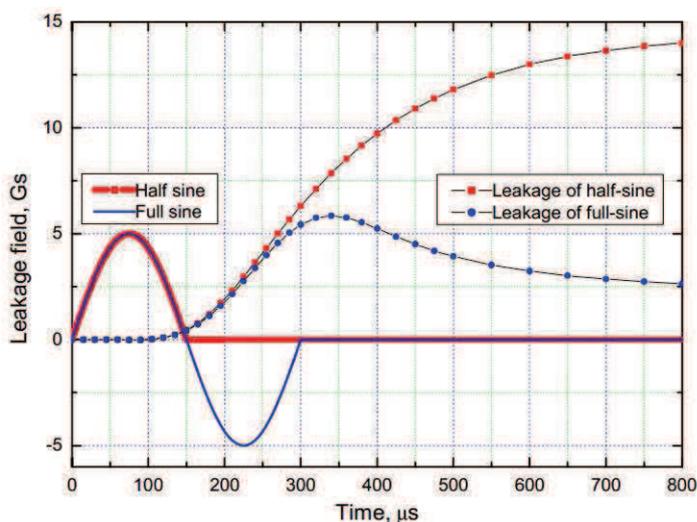


Figura 28. Efecto de atenuación sobre el campo magnético disperso en los bordes del entrehierro al usar un pulso de corriente de excitación semisinusoidal o una sinusoidal completa.

²⁵ “Design study of a very large aperture eddy current septum for J-PARC”, K. Fan *et al.*, MOPAN031 Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA

Ya que dicho campo disperso puede reducirse pero no anularse completamente, es muy frecuente colocar junto al *septum* una lámina de un material de alta permeabilidad magnética, como las aleaciones de hierro y níquel (Permalloy[®]) que hacen que las líneas de dicho campo no se dispersen y se concentren en el material que actúa como apantallamiento magnético, evitando que afecten al haz de electrones almacenado. Otra alternativa muy usada también, es recubrir el interior de la cámara de vacío del anillo con este material (sólo el tramo que discurre paralelo al *septum*) debido a las excelentes propiedades del Permalloy[®] en aplicaciones de ultra vacío, debido su densidad atómica muy similar a la del acero.

En la Figura 29 se puede ver un modelo del *septum* instalado en la BTS de ALBA. El cuerpo del imán está formado por un conjunto de láminas metálicas en forma de “C” unidas entre ellas por una resina epoxi. Este diseño reduce considerablemente las corrientes de *eddy* en el núcleo magnético. La bobina es de una sola vuelta para eliminar la inductancia mutua entre espiras (esto es aplicable también a los *kickers*). No es necesario instalar el imán en vacío porque el voltaje máximo en los terminales de la bobina es de unos 700 V, aunque la corriente de pico del pulso puede llegar a los 9 kA. El pulso es una sinusoidal completa y tiene un período de unos 300-400 μ s. Son imanes pulsados mucho más lentos que los *kickers* pero generan unos campos magnéticos mucho más intensos.

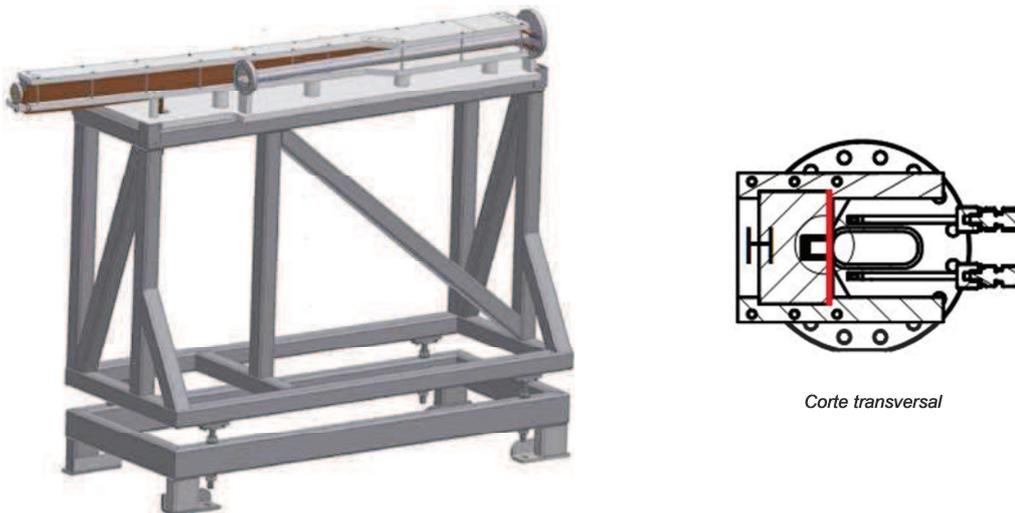


Figura 29. Imán pulsado tipo *septum* para la inyección en el anillo de almacenamiento de ALBA y la sección transversal del cuerpo del imán. Se observan las láminas en forma de “C” que conforman el núcleo y resalta en rojo el *septum* que dispone de un circuito de refrigeración por agua (se pueden ver los racores de entrada y salida del circuito).

El circuito que genera el pulso de corriente es un circuito resonante LC controlado mediante el disparo de un tiristor SCR (Figura 30). El banco de condensadores C1 es cargado mediante una fuente DC de alto voltaje HVPS y cuando el tiristor SCR1 recibe la señal de disparo, la energía almacenada en los condensadores es des-

cargada de manera resonante en la inductancia del imán L_m , la cual forma junto con C1 un circuito oscilante con un bajo factor de amortiguamiento. Cuando la corriente i_m pasa por cero, el tiristor SCR1 deja de conducir y la corriente vuelve por D1, pasando la energía del inductor de nuevo hacia a C1. La red RC de protección en paralelo con SCR1, también conocida como *snubber*, ayuda a reducir el estrés eléctrico en el semiconductor durante la conmutación y también para absorber la energía residual almacenada en el inductor cuando D1 y SCR1 dejan de conducir.

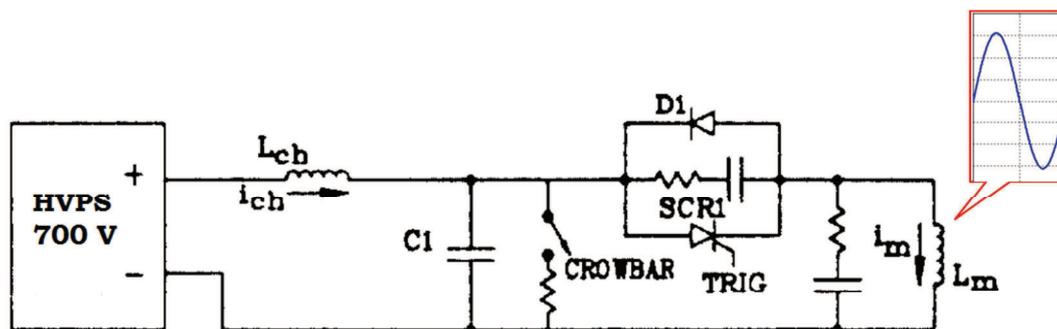


Figura 30. Esquema del circuito resonante LC que genera el pulso de excitación del imán pulsado tipo *septum*

KICKER

Los *kickers* son imanes pulsados mucho más rápidos que los *septa* pero producen un campo magnético menos intenso, ya que el pico de corriente del pulso de excitación no es tan alto en comparación. Ambos tipos de imanes se complementan entre ellos para llevar a cabo la inyección o la extracción de los electrones a través de las líneas de transferencia. Básicamente existen dos configuraciones para este tipo de imanes, y elegir una u otra dependerá de la aplicación y por ende de la forma del pulso de corriente que excita la bobina. Por un lado tenemos los *in-vacuum kickers* en que el electroimán está instalado dentro de la cámara de vacío, y por otro lado están los *kickers* que se instalan “*al aire*” y que incorporan una cámara de vacío que no está fabricada en acero inoxidable sino en un material cerámico. En el caso de ALBA, los *kickers* situados en el *booster* y que se han citado en la sección anterior, son del tipo *in-vacuum*. El pulso de excitación se aproxima a un pulso cuasi cuadrado de una longitud inferior a 1 μ s, donde las figuras de mérito son un tiempo de subida y de bajada muy rápido, que para los *kickers* de ALBA es de poco más de 100 ns pero que en otras máquinas puede llegar a ser tan pequeño como 10 ns. Para conseguir esto se necesita cargar una red PFN²⁶ con elevados voltajes que pueden variar entre los 20 y los 30 kV y para evitar arcos entre la bobina del imán y las partes conectadas a tie-

²⁶ Red PFN o *Pulse Forming Network*, es una red formada por varias celdas L-C conectadas en configuración de escalera (ver Figura 33).

rra, que podrían ocasionar graves daños en el equipo, se integra todo el imán dentro del sistema de vacío del acelerador.

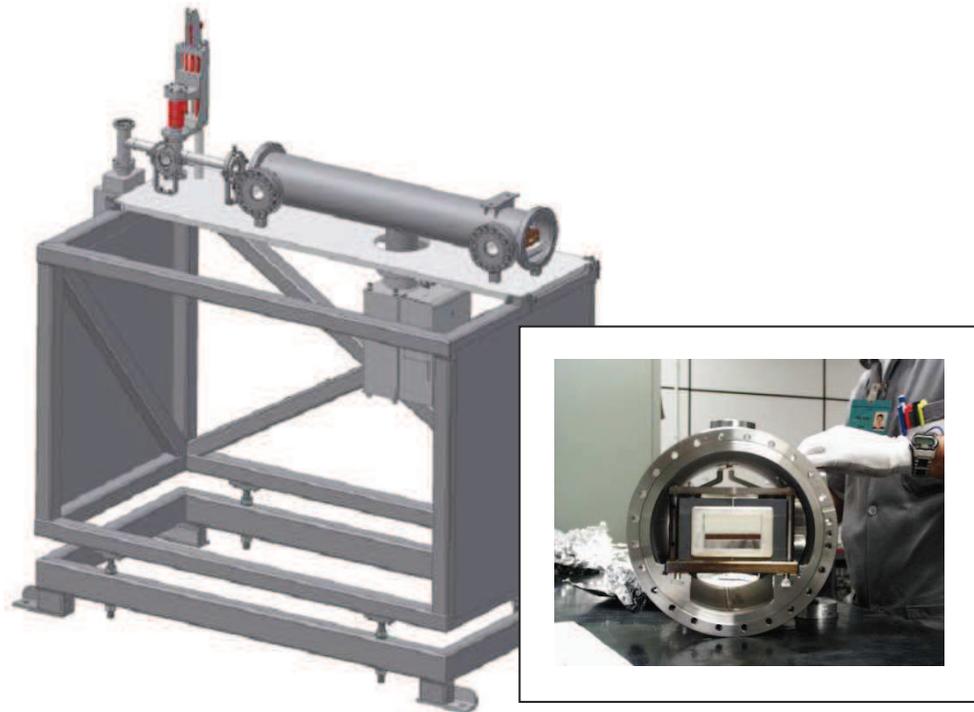


Figura 31. *In-vacuum kicker* instalado en el *booster* de ALBA.

En la Figura 31 se puede ver un modelo del *kicker* de extracción del *booster* y una fotografía donde claramente se ve la cámara de vacío que alberga el cuerpo del imán, formado por un núcleo de ferritas en forma de “□” o de marco de ventana por donde pasa el haz de electrones.

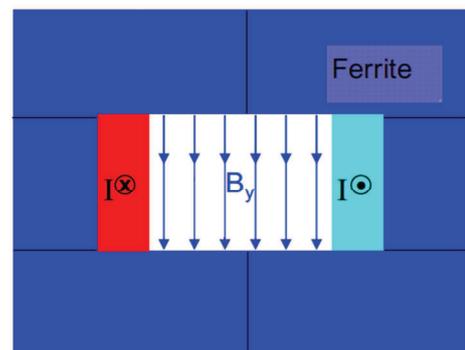


Figura 32. Núcleo de ferritas en configuración de marco de ventana (*window-frame*).

El circuito que se utiliza para generar el pulso de corriente (Figura 33) consiste en una fuente DC de alto voltaje que carga una red PFN a un voltaje de hasta 30 kV o más. Esta red PFN puede estar formada por elementos discretos L-C o también se pueden utilizar varios cables coaxiales conectados en paralelo (en este caso se necesitarán varios metros de cable y espacio suficiente para instalarlos). En este caso, el dispositivo que actúa como interruptor principal y permite llevar el pulso hacia la inductancia del imán, suele ser una válvula de efecto termoiónico llena de gas hidró-

geno conocida como tiratrón²⁷. Este dispositivo tiene la ventaja sobre los interruptores de estado sólido de poder manejar tasas de corriente de 100 kA/ μ s lo que lo hace muy recomendable para aplicaciones de alta corriente y tiempo de subida muy rápidos. Por el contrario, tiene el inconveniente de necesitar mucho más mantenimiento y tener un tiempo de vida mucho más corto.

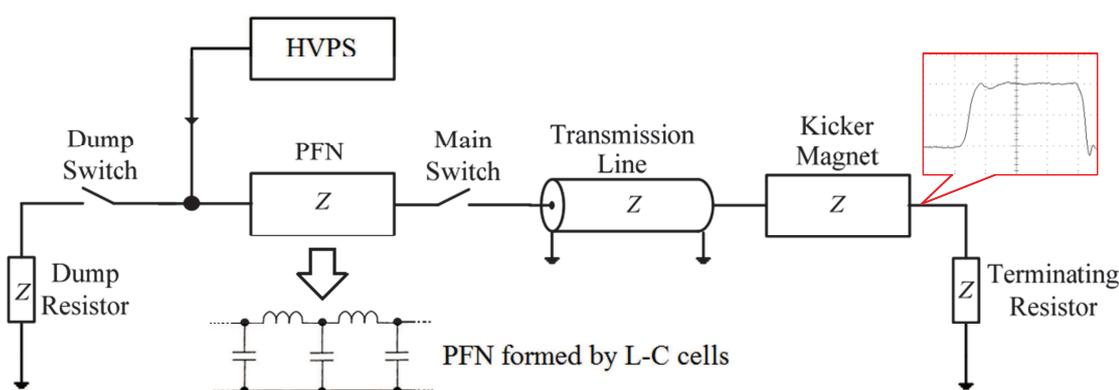


Figura 33. Esquema simplificado del circuito generador del pulso de corriente de un *in-vacuum kicker*.

Cuando el tiratrón entra en conducción, la carga almacenada en la PFN es transportada hacia el inductor del imán a través de una línea de transmisión coaxial o de placas paralelas. La impedancia del conjunto se adapta mediante una resistencia de terminación para que sea igual a la de la PFN y evitar reflexiones. El voltaje del pulso es igual a la mitad del voltaje de carga de la fuente HVPS, puesto que la caída de voltaje se reparte por igual entre la impedancia de la PFN y la de la carga. Cuando el pulso llega a la carga, éste se refleja de vuelta hacia la PFN, momento en el cual se cierra el interruptor de volcado o descarga (*dump switch*) y se extingue el pulso en la resistencia.

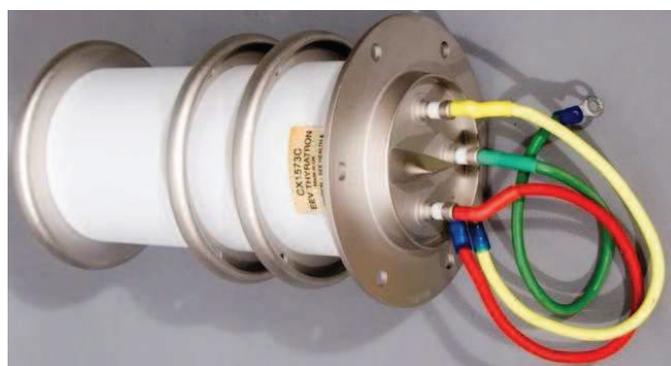


Figura 34. Tiratrón de gas hidrógeno con cuerpo cerámico.

²⁷ Consta de cátodo, ánodo y doble rejilla de control por lo que forma parte de la familia de válvulas tipo *tetrodo*.

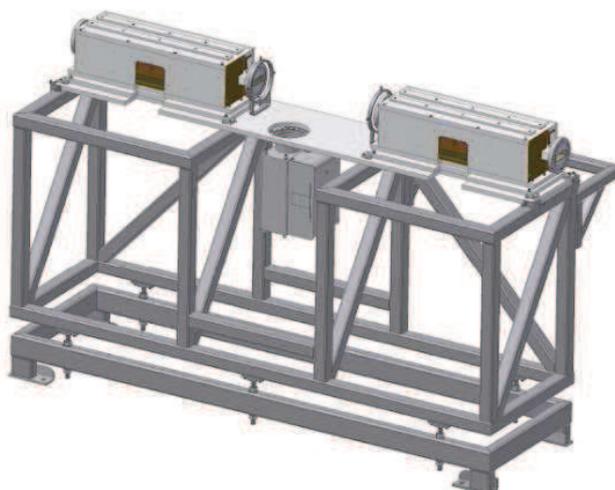


Figura 35. *Kickers* instalados en el anillo de almacenamiento de ALBA.

Finalmente, nos referiremos a los *kickers* del anillo de almacenamiento, que no necesitan unos requerimientos tan estrictos en cuanto al tiempo de subida y bajada de los campos magnéticos, pues como ya se ha comentado en la sección anterior el sistema de inyección formada por los cuatro *kickers* es un esquema multivuelta, y los pulsos de excitación de la bobina tienen una duración de varios microsegundos. Por otro lado, el voltaje aplicado al inductor, aunque puede llegar a ser de hasta 8 kV, no puede ionizar el aire ni producir arcos si se respetan las distancias entre conductores que están a diferente potencial, por lo que el núcleo y la bobina de excitación del imán están fuera de la cámara de vacío.

El diseño de este tipo de *kicker* consta de un núcleo de ferritas en forma de “C” (Figura 36) que en su abertura lateral incorpora, como en el caso del *septum*, una platina de cobre o *eddy current screen* para amortiguar las líneas de campo disperso y evitar que puedan afectar a otros equipos electrónicos cercanos. El pulso de la corriente de excitación se aproxima a una onda semisinusoidal debido a los requerimientos necesarios para poder llevar a cabo la inyección, y la particularidad de este tipo de imán está en que a diferencia de los otros tipos de imanes pulsados, la cámara de vacío que lleva asociada no se fabrica en acero inoxidable sino que se construye en un material cerámico a la que se le suelda, mediante la técnica de soldadura fuerte o *brazing*²⁸, una brida de aleación ferrosa²⁹ en cada uno de los extremos que permiten realizar la conexión al sistema de vacío del anillo, tal como se puede ver en la Figura 38. En la siguiente sección se explica con más detalle la motivación concerniente al uso estas cámaras cerámicas, ya que además son parte de los cálculos realizados en el presente estudio.

²⁸ Este tipo de soldadura entre cerámica y metal se realiza en un horno con lo que no se generan residuos y no es necesario un proceso de limpieza de las piezas acabadas, lo cual es muy importante si se destinan a aplicaciones de ultra vacío.

²⁹ La aleación utilizada debe tener un coeficiente de dilatación muy parecido al de la cerámica para poder realizar este tipo de soldadura. Uno de los materiales usados normalmente es el *invar*, una aleación de hierro y níquel o también el Kovar® (marca registrada de Carpenter Technology Corporation), otra aleación ferrosa pero con níquel y cobalto.



Figura 36. *Kicker* sin la tapa lateral. Se ve el núcleo de ferritas en forma de “C” y se puede ver la cámara cerámica de vacío a través de la abertura donde se coloca la *eddy current screen*.

En cuanto al circuito de excitación (Figura 37), consiste también en un oscilador LC donde una fuente de alto voltaje DC carga el banco de condensadores C1. Al disparar el tiristor SCR1, la energía acumulada en C1 se descarga de forma resonante en el inductor del imán L_m . Durante la primera mitad del pulso, la corriente circula únicamente a través del tiristor y del diodo D1. Cuando la corriente es máxima, el voltaje en la bobina cambia de polaridad y entra a conducir el diodo D_{rev} por lo que circula una corriente adicional por esa rama a través del diodo y R_{rev} que define la forma del pulso en la bajada, pudiendo ser más o menos amortiguada. La inductancia variable L_c se ajusta para que los pulsos en los cuatro *kickers* tengan la misma duración y sean lo más idénticos posibles. El diodo D1 sirve como protección del tiristor SCR1 pues al final del pulso el voltaje en los condensadores es negativo y es el diodo el que soporta dicho voltaje inverso del orden de varios kilovoltios, ya que el tiristor no tiene suficiente capacidad para ello. Finalmente la fuente DC de alto voltaje vuelve a cargar el banco C1 nuevamente y el sistema queda a la espera de otra señal de disparo.

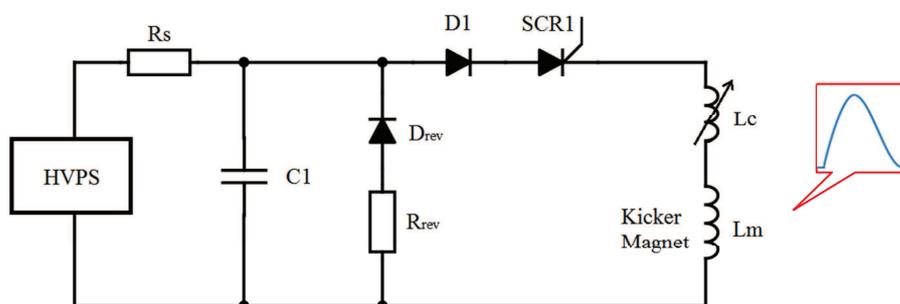


Figura 37. Esquema del circuito de excitación de los *kickers* del anillo de almacenamiento de ALBA

CÁMARAS CERÁMICAS

Anteriormente se ha expuesto que las corrientes de remolino o de *eddy* generadas en una superficie metálica en respuesta a un flujo magnético variable tienen largas constantes de tiempo que hacen que dichas corrientes perduren incluso después de haber desaparecido el campo transitorio que las ha originado. Como ya hemos visto en el apartado donde se describía el *septum*, esto resulta ventajoso cuando se trata de evitar la penetración de campos magnéticos pulsados o transitorios que puedan perturbar el haz de electrones. En cambio, para aplicaciones en las que efectivamente se desea afectar al haz mediante un campo magnético pulsado y de alta frecuencia como es el caso de un *kicker*, se sustituye la cámara de acero inoxidable por una cámara cerámica de alúmina u óxido de aluminio (Al_2O_3), que es un material no conductor y *transparente* al campo magnético.

También se justifica su uso por ser un material muy resistente, por su buena conductividad térmica y por tener también buenas propiedades para ser usado en aplicaciones de vacío. En consecuencia, las dos razones primordiales para usar cámaras cerámicas, son pues (1) evitar el apantallamiento del campo magnético externo generado por los *kickers* y (2) eliminar el calentamiento de la cámara de vacío producido por las corrientes de *eddy*.

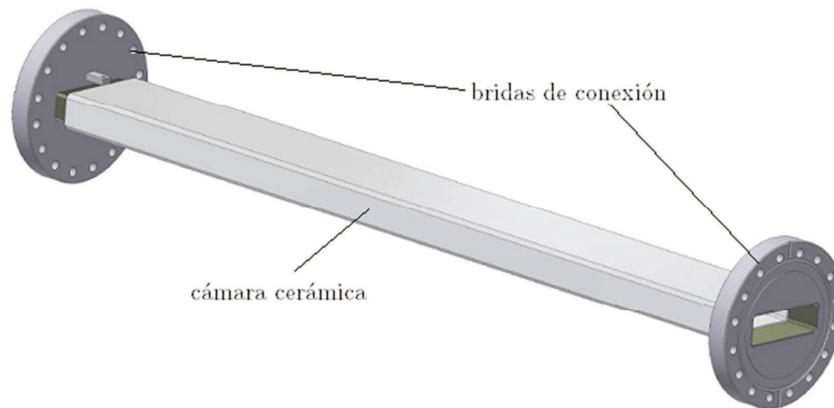


Figura 38. Cámara cerámica de vacío con sus bridas de conexión.

No obstante, cualquier cámara de vacío por donde circule una corriente de electrones debe ofrecer una ruta o circuito conductor sin discontinuidades, para que el campo electromagnético asociado a dicho haz no pueda provocar resonancias o inestabilidades que a la larga lleven a la pérdida de éste. Esto se entiende mejor si consideramos que el campo eléctrico asociado que viaja con los electrones ultrarelativistas produce una repulsión de los electrones libres en la superficie metálica de la cámara de vacío, lo que origina una corriente efectiva de cargas positivas que viaja paralela al haz pero por las paredes internas del anillo del acelerador. Esta corriente de igual magnitud de carga pero de signo contrario a la del haz es conocida como la

corriente imagen y nos volveremos a referir a ella más adelante. En el caso de las cámaras cerámicas, éstas rompen el circuito conductor que comentábamos antes impidiendo la circulación de la corriente imagen, y lo que se produce es una acumulación de cargas estáticas en la pared interna de la cerámica y se contribuye a aumentar la impedancia *que ve* el haz. La mejor forma de evitar estos efectos no deseados es depositar una fina capa o recubrimiento metálico en la superficie interna de las cerámicas, que normalmente suele ser de titanio (Ti) o de nitrato de titanio (TiN) que asegure la continuidad eléctrica y una baja impedancia. Además, otro buen motivo que justifica la deposición de esta capa metálica, es la de proveer de un circuito de baja resistencia que descargue la cerámica en caso de que el haz de electrones impactara contra la cámara de vacío. A lo largo del documento nos referiremos también a esta capa metálica por el término inglés *coating*, por ser muy usado en el ámbito de los aceleradores de partículas.

Sin embargo, las desventajas de este recubrimiento son obvias, ya que de nuevo produce un apantallamiento de los campos magnéticos externos variables y se produce un calentamiento de la cámara por las corrientes de *eddy*. Esto contraviene los motivos comentados anteriormente para usar cámaras cerámicas. Así pues, se trata de hallar una solución de compromiso para determinar el grosor ideal de esta capa.

Brevemente, el proceso de deposición de esta capa sobre las paredes internas de la cerámica se hace mediante la técnica de pulverización catódica o *sputtering*. El proceso se lleva a cabo en una cámara donde previamente se ha extraído todo el aire y en la que se mantiene una atmósfera controlada de gas argón. Se introduce la cerámica que actuará como receptor o *substrato* y en su interior un cátodo que consiste en una varilla larga de titanio y que actuará como donante o *blanco*, usando un término balístico, ya que será sometido a un bombardeo continuo de iones de argón. El interior del cátodo está provisto de un circuito de refrigeración por agua y dispone también de unos potentes imanes permanentes. Al aplicar alto voltaje al cátodo, se ioniza el gas argón y se forma una nube de plasma alrededor del cátodo que queda confinada por los campos magnéticos. A su vez, los electrones en el plasma colisionan contra otros átomos de argón formando más iones positivos que son atraídos hacia el cátodo. Estos iones de argón impactan contra el blanco arrancando átomos de titanio que salen en diferentes ángulos hacia el substrato, donde se condensan y se van depositando de una manera más o menos uniforme. Posteriormente, midiendo la resistencia laminar³⁰ (por unidad de superficie) de esta capa se puede determinar si el espesor es el correcto.

³⁰ La resistencia laminar es una medida de la resistencia de las películas delgadas que son nominalmente uniformes en espesor. Se utiliza comúnmente para caracterizar los materiales hechos por dopaje de semiconductores o por deposición de metal. La medición se realiza mediante una sonda de cuatro puntos, que es una herramienta que tiene cuatro sondas que se insertan en el superconductor o en la película. Normalmente, se aplica una corriente constante a dos de las sondas y el potencial en las otras dos sondas se mide con un voltímetro de alta impedancia. La sonda de cuatro puntos supera el problema de la resistencia de contacto.

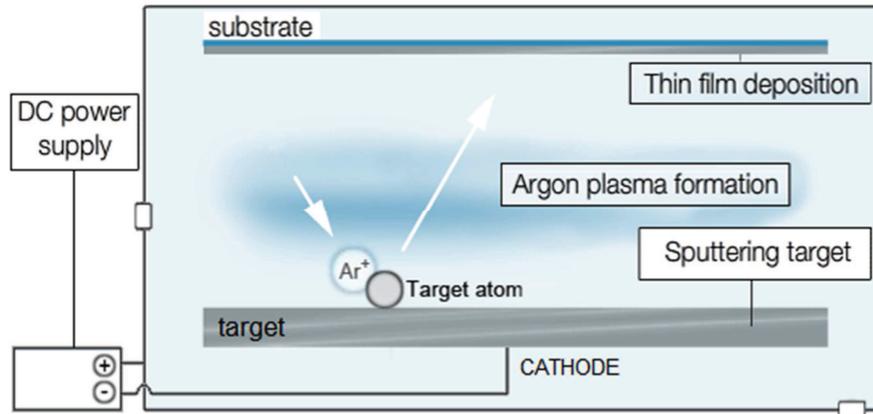


Figura 39. Proceso de formación de un film de titanio sobre una cámara cerámica mediante pulverización catódica

Dado que el diseño de nuestros imanes de diagnóstico se basará en los *kickers* instalados en el anillo de almacenamiento de ALBA, utilizaremos también una cámara cerámica con recubrimiento de Ti que apantalle lo menos posible el pulso de campo magnético. En el Capítulo 6 se hará un estudio de la potencia disipada tanto por la corriente imagen como por las corrientes de *eddy* en función del espesor que se escoja para la mencionada capa.

2.4. IMANES PULSADOS PARA DIAGNÓSTICO

Como ya hemos visto anteriormente, es posible mantener un haz de electrones en una órbita circular estable mediante el uso de imanes dipolares y cuadrupolares, además del uso de imanes sextupolares que permiten corregir los errores cromáticos. Dichos elementos se repiten en secuencia a lo largo del anillo de almacenamiento formando un entramado o estructura de lentes magnéticas que en el argot de física de aceleradores se conoce como *lattice*. Recordemos que los cuadrupolos focalizan el haz en una de las direcciones transversales a la órbita al mismo tiempo que lo desfocalizan en la otra, de modo que se instalan emparejados sucesivamente, es decir, se alternan cuadrupolos horizontales y verticales para conseguir un efecto neto focalizante sobre los electrones, hasta llegar a una condición de equilibrio estable en la que el tamaño del haz varía a lo largo de su trayectoria dentro de los límites de diseño. Esto es así siempre y cuando la distancia entre cuadrupolos sea la adecuada.

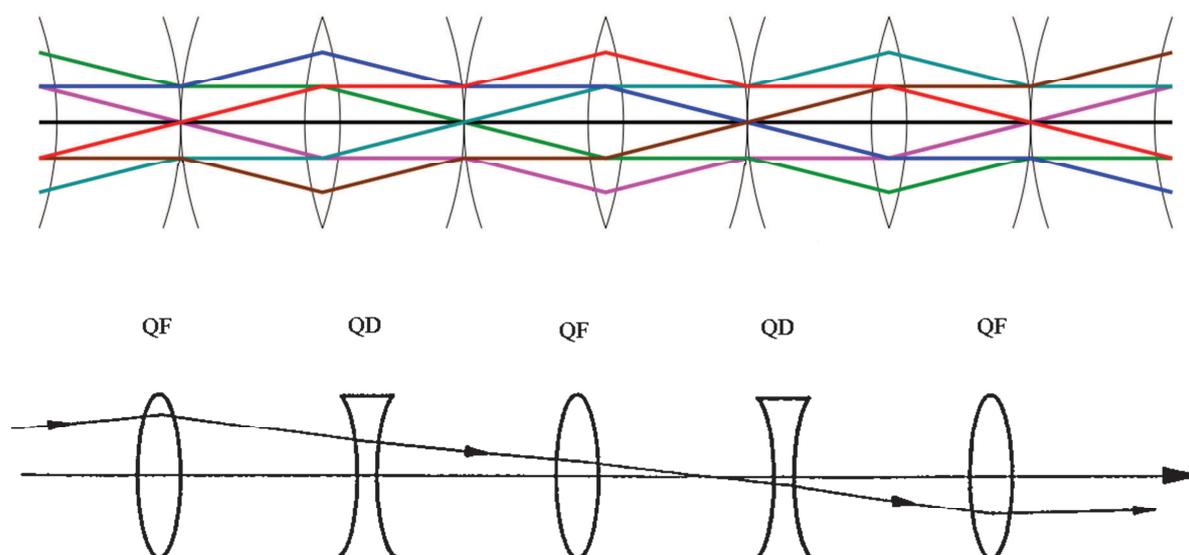


Figura 40. Sucesión de cuadrupolos focalizantes y desfocalizantes mediante la analogía de lentes ópticas convergentes y divergentes.

En la Figura 40 podemos observar dicho efecto. Las líneas de colores representan partículas reales cuyas órbitas difieren de la órbita ideal (representada por la línea central de color negro). El tamaño del haz (nos referimos siempre a su sección transversal) es mayor en los cuadrupolos focalizantes (QF) que en los desfocalizantes (QD), pero vemos que aumenta y disminuye de una manera controlada a lo largo de la *lattice*. Si nos fijamos en la trayectoria de una cualquiera de esas partículas no ideales, podemos ver que a medida que viaja por la cámara de vacío del anillo, realiza una serie de oscilaciones alrededor de la órbita ideal o de diseño³¹. Dichas oscilaciones se conocen como oscilaciones *betatrón*. El nombre es debido a que fueron observadas por primera vez en los aceleradores de partículas tipo *betatrón*³² que a su vez deben su nombre a la radiación beta, que no es más que la emisión de electrones rápidos de alta energía que se producen durante los fenómenos de desintegración radiactiva de la materia.

Como se puede deducir de lo expuesto, los cuadrupolos son los elementos que actúan como *fuerza restauradora* de dichas oscilaciones, manteniendo a los electrones en un movimiento oscilatorio estable alrededor de la posición de equilibrio. Las oscilaciones *betatrón*, que se producen tanto en el plano horizontal como en el vertical³³, nos dan información muy valiosa respecto a la dinámica y a la estabilidad del haz de electrones y poder controlar la amplitud y el número de dichas oscilaciones nos permite evitar inestabilidades no deseadas. El número total de oscilaciones al cabo de una revolución se conoce como *tono* o *tono betatrón*.

³¹ En física de partículas dicha órbita se conoce como *golden orbit* o 'órbita dorada'.

³² Un acelerador de electrones tipo *betatrón* es esencialmente un transformador con un gran tubo de vacío como su bobina secundaria. Una corriente alterna en la bobina primaria acelera los electrones en dicho tubo de vacío, haciéndolos girar alrededor de una trayectoria circular.

³³ Recordemos el convenio utilizado según la Figura 12.

Por ejemplo, si tomamos el caso de una partícula como se ve en la Figura 41, se cuenta una oscilación cada vez que la amplitud de ésta alcanza un máximo. El número total de *máximos* nos da el valor del tono de la máquina. A modo ilustrativo, diremos que en el caso de ALBA, el tono horizontal es de 18.18 y el vertical es de 8.37. Fijémonos que dicho tono tiene una parte no entera o fraccional, que es en realidad, la que proporciona información relevante sobre la estabilidad de la máquina.

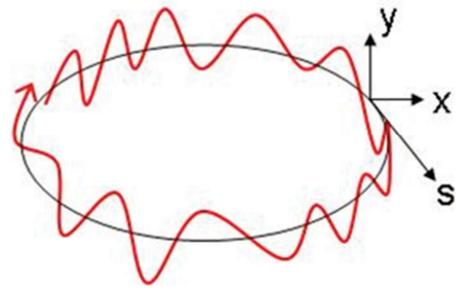


Figura 41. Oscilaciones betatrón en el plano vertical alrededor de la órbita de diseño a lo largo de una revolución completa al anillo de almacenamiento.

El tono no puede ser nunca un número entero, o de lo contrario, la órbita podría llegar a ser inestable en determinadas condiciones y perderíamos el haz de electrones rápidamente. Esto se entiende fácilmente si consideramos que un tono con un valor estrictamente entero implica que la partícula realiza exactamente el mismo recorrido en cada vuelta al anillo, es decir, pasa por los mismos puntos de la máquina con la misma posición y con el mismo ángulo. Cualquier error (mecánico o de alineamiento) en uno de los imanes origina una pequeña perturbación en la órbita que se amplifica a cada revolución, hasta provocar unas oscilaciones cuya amplitud crece y crece sin control propiciando la pérdida de los electrones. Como vemos, un tono entero deviene finalmente en una especie de *resonancia destructiva* que hay que evitar y es por eso que se diseña la red magnética o *lattice* de modo que el tono sea fraccional, lo cual implica realizar un correcto diseño de los cuadrupolos, tanto de la intensidad de su campo magnético como de su distribución a lo largo del anillo. En realidad, se da el caso que ambos tonos fraccionales, el horizontal y el vertical, pueden combinarse de manera que originen errores u oscilaciones en la órbita que produzcan la pérdida del haz. La condición a tener en cuenta para evitar dichas pérdidas es que la combinación lineal del tono vertical y horizontal no dé como resultado un número entero, es decir, $m\nu_x + n\nu_y = l$, donde ν_x y ν_y son el tono fraccional horizontal y vertical respectivamente, y los coeficientes m , n y l son números enteros. Cuando se cumple dicha condición para una determinada combinación de dichos coeficientes se produce una resonancia.

La suma $|m| + |n|$ es igual al *orden de la resonancia*, y según su valor nos referiremos a ella como resonancia de primer orden, segundo orden, etc. Como menor sea el orden de la resonancia, más problemática será ésta en términos de estabilidad de órbita. En la Figura 42 se muestra un mapa de resonancias, donde cada línea de color representa una resonancia, desde las de segundo orden (azul) hasta las de quinto orden (amarillo). En la mayoría de sincrotrones no se tienen en cuenta las de orden mayor a cinco dado que las oscilaciones producidas en esas condiciones son amortiguadas lo suficientemente rápido por la dinámica del sistema como para ser ignoradas. El tono medido en nuestra máquina debe situarse en las regiones del mapa libres de dichas líneas, y para ello, es posible llevar el tono a su valor de diseño me-

diante la variación del campo magnético en los cuadrupolos, pues como hemos visto, esto afectará directamente al número de oscilaciones por vuelta.

En este punto, es importante aclarar que cuando hablamos de oscilaciones betatrón o del tono nos estamos refiriendo a conceptos que atañen a los electrones individuales, ya que el haz, si lo consideramos como un conjunto de partículas, no realiza oscilaciones a lo largo de su trayectoria. Si quisiéramos medir directamente el tono de un haz compuesto por miles de millones de electrones, ciertamente sería imposible, ya que estos, a pesar de estar sometidos a oscilaciones betatrón no lo hacen con la misma fase, por lo que desde un punto de vista estadístico y debido al elevado número de ellos se produce una cancelación de dichas oscilaciones en cualquiera de los planos que tomemos para hacer la medida, con lo que el valor obtenido del tono sería cero, tanto en el plano horizontal como en el vertical. En un acelerador sincrotrón, para poder realizar la medida del tono es necesario romper ese equilibrio estadístico excitando puntualmente las oscilaciones betatrón de todos los electrones que componen el haz de modo que, en un número determinado de ellos, se amplificarán dichas oscilaciones mientras que en otros se amortiguarán, y temporalmente se producirá una distribución desigual de partículas cuyas oscilaciones predominarán sobre las del resto, hasta que finalmente serán amortiguadas por la propia dinámica de la máquina. Existen varios métodos para excitar el haz de electrones, pero básicamente se hace mediante campos eléctricos o mediante campos magnéticos pulsados, y precisamente para producir éstos últimos es donde introducimos los imanes pulsados para diagnóstico, cuyo diseño y construcción son el objeto del presente estudio.

Para medir el tono usando imanes pulsados el proceso es el siguiente: se perturba puntualmente la órbita del haz de electrones durante sólo una vuelta (es decir, el pulso magnético tiene una duración menor al doble del tiempo de revolución) y se mide el desplazamiento o posición relativa del haz en un punto determinado mediante el uso de unos dispositivos denominados monitores de posición. Estos dispositivos³⁴ se encuentran distribuidos a lo largo del anillo de almacenamiento y constan de cuatro electrodos dispuestos de manera simétrica alrededor de la sección de la cámara de vacío (Figura 43) que registran la señal producida por el campo electromagnético del

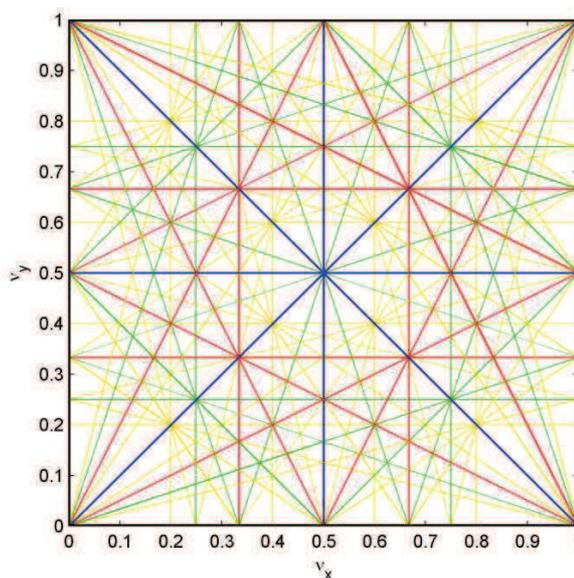


Figura 42. Mapa de resonancias.

³⁴ El anillo de almacenamiento de ALBA consta de 104 monitores de posición o BPMs (*beam position monitors*).

haz. Del voltaje medido en cada uno de los electrodos se puede llegar a inferir la posición (x,y) respecto al centro de la cámara. La medida se hace vuelta a vuelta (cada 896 ns en el caso de ALBA) usando sólo un monitor de posición y siempre el mismo, con lo que se registra como varía la oscilación que realiza el haz en un mismo punto debido a la perturbación producida por el campo magnético pulsado.

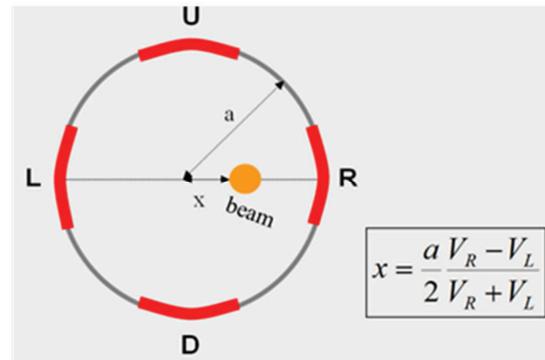


Figura 43. Esquema básico de un monitor de posición del haz con los cuatro electrodos dentro de la cámara de vacío.

En la Figura 44 vemos que el período de dicha oscilación es N , que es igual al número de vueltas transcurrido entre dos máximos consecutivos de dicha oscilación (el sistema se comporta como un oscilador armónico sub-amortiguado). Con un analizador de espectro obtenemos la frecuencia, $1/N$, que equivale a la parte fraccional del tono betatrón.

Para excitar el haz y poder medir el tono tanto en horizontal como en vertical se utilizan dos imanes dipolares pulsados, uno para cada plano. Este tipo de imán usado para diagnóstico se conoce también por el nombre de *pinger magnet* o simplemente *pinger*, que es un vocablo inglés usado para referirse a un emisor acústico utilizado en los sistemas de navegación marítima mediante eco localización o *sonar*, y que consta de un transductor piezoeléctrico que convierte los impulsos eléctricos en pulsos sonoros o *pings* que son emitidos cada cierto tiempo. El transductor queda luego a la espera de recoger las reflexiones sonoras o el eco de dicho pulso. En el caso de un imán pulsado tipo *pinger*, la analogía es clara ya que convertimos un pulso de corriente en un pulso magnético que excita el haz de electrones para posteriormente realizar un diagnóstico. Estos imanes, además de poder ser utilizados para la medida del tono, también se pueden utilizar para realizar otro tipo de medidas y de experimentos de física de aceleradores, de los cuales cabe destacar el estudio de efectos no lineales que afectan a la dinámica del sistema.

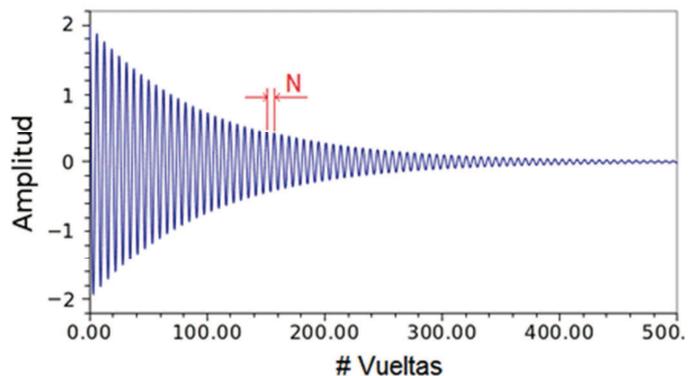


Figura 44. Amortiguamiento de las oscilaciones producidas en el haz por un campo magnético pulsado.

Estos efectos no lineales son debidos a la necesidad de introducir sextupolos en la red magnética de la máquina para poder corregir la cromaticidad que, como hemos visto anteriormente, se debe a que los electrones cuya energía no es exactamente

igual a la energía nominal para la que ha sido diseñada la máquina no pueden ser dirigidos por los cuadrupolos hacia el punto focal de diseño. Esto provoca una variación del tono, ya que el número de oscilaciones a lo largo de la órbita se ve afectado y por lo tanto se puede cruzar una resonancia que provoque la pérdida del haz al cabo de varias vueltas. El uso de sextupolos para corregir la cromaticidad acarrea un efecto colateral indeseado para aquellas partículas que, aunque tengan la energía correcta, no siguen una trayectoria ideal debido a que están sometidas a oscilaciones betatrón, por lo que se ven afectadas por el campo magnético del sextupolo al no pasar exactamente por su centro magnético, añadiendo más errores de órbita. Como consecuencia de que el gradiente magnético en un sextupolo aumenta de forma cuadrática³⁵ (es decir, no lineal) a medida que nos alejamos de su centro, aparecen una serie de efectos dinámicos no lineales, cuyo resultado, básicamente, es que el tono de la máquina ya no varía de forma proporcional con respecto a la amplitud de las oscilaciones debidas a errores de órbita.

Por lo tanto, dado que la cromaticidad es un efecto intrínseco en cualquier acelerador circular y debe ser controlada mediante la instalación de imanes sextupolares, los efectos no lineales en el anillo de almacenamiento de un sincrotrón son inevitables, por lo que hay que convivir con ellos, y su estudio es de vital importancia para entender las limitaciones prácticas respecto a eficiencia en la inyección, apertura dinámica³⁶ y tiempo de vida del haz³⁷. Para dicho estudio utilizaremos también los imanes pulsados de diagnóstico o *pingers* excitando o perturbando el haz puntualmente con una oscilación lo suficientemente amplia para que dichos efectos puedan ser medidos, para lo cual sincronizaremos los imanes con los monitores de posición para medir los errores de órbita y la variación del tono en función de la amplitud de dicha perturbación. Los datos obtenidos servirán a los físicos del acelerador para corregir y refinar el modelo de la máquina. Dicho modelo se crea mediante un software o *tracking code* con el que podemos realizar una simulación hecha por computadora de las trayectorias que seguirán las partículas en nuestro acelerador, pudiendo simular millones de partículas, cada una con diferentes condiciones iniciales, durante miles de vueltas. Normalmente se suele definir primero el modelo lineal de la máquina, es decir, el que depende sólo de dipolos y cuadrupolos y donde predomina la dinámica

³⁵ El gradiente magnético se define como el cambio en la fuerza del campo magnético en función de la distancia. Dicho gradiente hace que el campo sea más fuerte a medidas que nos acercamos a los polos, siendo cero justo en el centro del imán. Como aclaración, cabe añadir que en los cuadrupolos el gradiente aumenta de forma proporcional o lineal y en los dipolos es constante en cualquier punto situado en el entrehierro.

³⁶ Ver nota [24] al pie de página referente a la apertura dinámica (página 21).

³⁷ El tiempo de vida del haz, también llamado *beam lifetime* es el intervalo de tiempo después del cual la intensidad del haz cae a una fracción 1/e de su valor inicial. Esta pérdida de intensidad es debida a colisiones entre los propios electrones contenidos en cada uno de los paquetes que conforman el haz y también a colisiones entre los electrones y moléculas de gas residual dentro de la cámara de vacío. En este último caso, es muy importante mantener el ultra-vacío en el interior de la cámara en valores de entre 10^{-9} y 10^{-11} mbar. Tengamos en cuenta que los electrones recorren millones de km durante el tiempo que permanecen en el anillo de almacenamiento y cualquier átomo de gas residual interactúa constantemente con el haz provocándole pérdidas. En el caso de las colisiones electrón-electrón, estas se deben a las oscilaciones betatrón en el plano transversal y las pérdidas se producen por lo que se conoce como efecto Touschek, que consiste en que una pequeña cantidad de energía o momento cedida en el plano transversal tras una colisión, se transfiere hacia el plano longitudinal en forma de un gran aumento (o disminución) de la energía cinética de los electrones. Después de la colisión ambos electrones se pierden, uno por tener una energía mucho mayor a la nominal y el otro por tener demasiado poca. Esto se debe a un efecto relativista que hace que la cantidad de momento transferida del plano transversal al longitudinal se multiplique por el factor de Lorentz γ (ver nota [6] al pie de la página 6). Normalmente, el efecto Touschek es el factor limitante del tiempo de vida del haz de electrones en un sincrotrón.

lineal, y sobre este modelo se añaden después los posibles errores de alineamiento o de simetría de los imanes así como efectos debido al campo magnético disperso, y también se añaden los sextupolos para observar los efectos no lineales antes descritos sobre los haces de partículas.

Según lo expuesto, es evidente que los experimentos y medidas que podremos realizar con los imanes pulsados *pinger* nos permitirán calibrar el modelo y poder corregir las diferencias entre éste y la máquina real, mediante el ajuste del campo magnético en los sextupolos. Por este motivo creemos que queda justificado el diseño y construcción de un conjunto de imanes *pinger* exclusivamente dedicados a estudios y caracterización de la máquina.

Finalmente, aclarar que con los imanes pulsados del tipo *kicker*, ya instalados en la sección de inyección del anillo de almacenamiento, no es posible efectuar dichos experimentos dado que el tiempo de pulso es varias veces mayor al tiempo de revolución y que con estos imanes sólo podemos perturbar el haz de electrones en el plano horizontal.

CAPÍTULO 3

DISEÑO DEL IMÁN

Las especificaciones de diseño del imán vendrán determinadas principalmente por la amplitud de la perturbación que nos permita observar efectos no lineales en la dinámica del haz. La amplitud máxima de esa perturbación determina el valor de pico del pulso magnético y una vez determinado éste podremos dimensionar los componentes pasivos que formarán el circuito resonante LC. Dado que el valor de la inductancia quedará fijado por las dimensiones físicas del núcleo magnético y su entrehierro, calcularemos el valor de los capacitores para obtener la frecuencia de resonancia adecuada al tiempo de pulso que necesitamos, por lo que dispondremos únicamente de un grado de libertad. Según la geometría que escojamos para diseñar nuestro núcleo magnético tendremos una serie de ventajas e inconvenientes que explicaremos brevemente.

3.1. NÚCLEO MAGNÉTICO

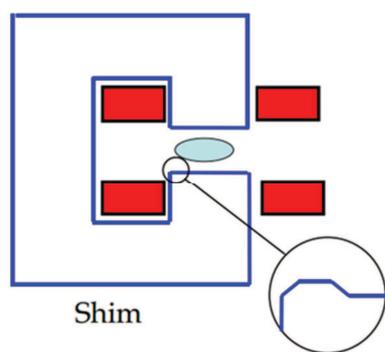
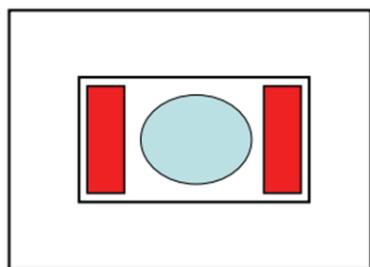


Figura 45. Diferentes topologías empleadas en la construcción de los núcleos magnéticos de los imanes dipolares.



Los núcleos en forma de “C” son un diseño que se puede considerar clásico, por lo que se ha usado con éxito en múltiples aplicaciones y se conocen bien sus limitaciones. El desmontaje del imán para tener acceso a la cámara de vacío es relativamente sencillo, pero como inconvenientes hay que tener en cuenta que no es un diseño simétrico, es menos rígido y debido a que las dimensiones de los polos son finitas, la homogeneidad del campo se ve afectada en los bordes, por lo que para compensar esto hay que rematar los cantos añadiendo material extra en cada uno de los lados del polo para compensar dicho efecto. En la Figura 45 (arriba) se puede ver el detalle del acabado de los polos, rematados mediante una especie de cuñas (*shim* en inglés). También aparecen representadas las secciones transversales de los conductores coloreadas en rojo.

Por otro lado, los núcleos en forma de marco de ventana, tienen la ventaja de ser simétricos, más rígidos, no necesitan añadir material en los polos y el campo magnético obtenido es de alta calidad debido a su

homogeneidad en todo el entrehierro. Como inconveniente tenemos que, eventualmente, desmontar el imán para tener acceso a la cámara de vacío puede ser más problemático.

Según lo expuesto, adoptaremos la geometría *window-frame* para realizar el diseño del núcleo magnético, por su sencillez constructiva y la homogeneidad del campo magnético obtenido. Para su montaje utilizaremos bloques de ferrita de níquel-zinc. La ferrita es una solución sólida de carbono en hierro alfa (hierro- α) donde este último es una de las cuatro variedades alotrópicas del hierro³⁸, que cristaliza por debajo de 768 °C en la red espacial cúbica centrada o BCC³⁹, es decir, con un átomo en cada vértice del cubo y otro en el centro. Sin embargo, la solubilidad del carbono en dicha solución a temperatura ambiente es muy pequeña, no llega al 0.008% de concentración, por lo que se suele considerar la ferrita como hierro- α puro.

En el proceso de fabricación de la ferrita se utiliza óxido de hierro mezclado con otros óxidos metálicos de zinc, níquel o manganeso. La mezcla se pulveriza en polvos muy finos que se prensan y se compactan en moldes, que luego se cuecen en un horno a temperaturas que pueden estar entre los 1100 °C y los 1400 °C. El proceso de prensado y cocción se denomina *sinterización*.

La ferrita NiZn exhibe una alta resistividad, de hasta $10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$, lo que previene la formación de corrientes de remolino en el núcleo y reduce las pérdidas producidas por este motivo, lo que hace que su uso sea muy conveniente en aplicaciones con frecuencias de operación que van desde 1 MHz hasta varios cientos de MHz. En cambio, la ferrita MnZn ofrece menos resistividad pero mayor permeabilidad y saturación magnética⁴⁰ que la ferrita NiZn. Su uso abarca aplicaciones cuya frecuencia de operación es inferior a los 5 MHz.

Por las características arriba mencionadas, seleccionaremos la ferrita NiZn para la fabricación de los bloques que conformarán el núcleo magnético de los imanes de diagnóstico, por ser un aplicación que estaría en el límite inferior de lo que se considera alta frecuencia y también porque la alta resistividad de este tipo de ferrita permite la instalación de la bobina de cobre sin necesidad de aislamiento, en contacto con la propia ferrita, optimizando así el espacio disponible en el entrehierro. En los anexos se adjunta la hoja de características del fabricante para su posterior referencia.

Por otro lado, las dimensiones de los bloques de ferrita vendrán condicionadas también por las dimensiones de la cámara de vacío que se va a utilizar. Dado que el

³⁸ De 768° a 910°, el hierro cristaliza en la variedad beta. De 910° C a 1400° C cristaliza en la variedad gamma y desde 1539° C hasta la fusión cristaliza en la variedad delta.

³⁹ BCC es la abreviatura en inglés de *body-centered cubic*.

⁴⁰ La saturación magnética es un efecto que se observa en algunos materiales magnéticos, y se caracteriza como el estado alcanzado cuando cualquier incremento posterior en un campo de magnetización externo H no provoca un aumento en la magnetización del material. El efecto de saturación se puede observar más claramente en la curva de magnetización (también llamada curva BH o curva de histéresis) de una sustancia, en concreto en la región superior derecha de la curva.

pulso magnético que queremos generar se trata de un pulso muy corto y que varía rápidamente en el tiempo, deberemos utilizar una cámara de vacío hecha en material cerámico para que el campo magnético pueda atravesar la cámara sin sufrir apantallamiento y afectar el haz de electrones. Sin embargo, dicha cámara cerámica deberá disponer de un recubrimiento interno de titanio por los motivos expuestos anteriormente en la sección relativa a este tipo de cámaras. Para reducir costes, se ha decidido utilizar una de las cámaras cerámicas de recambio que se utilizan en los *kickers* de inyección del anillo de almacenamiento, con lo que se consigue una importante reducción de los costes del proyecto previstos inicialmente. Otra de las ventajas es que al usar el mismo tipo de recambio en diferentes equipos, nos permite unificar y disminuir el stock de éstos. Además, la cámara cerámica de recambio es lo suficientemente larga como para poder instalar sobre ella los dos núcleos magnéticos correspondientes al pinger horizontal y al vertical.

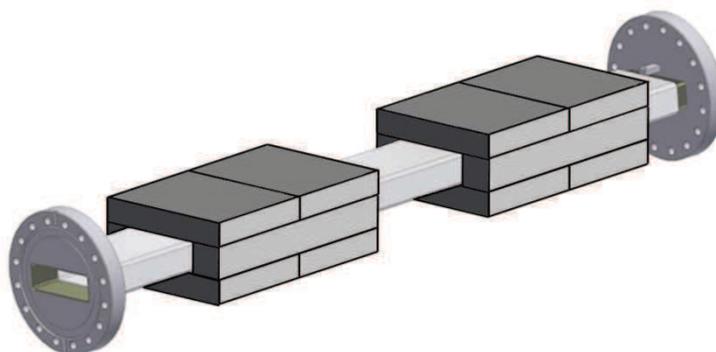


Figura 46. Representación esquemática de los núcleos magnéticos instalados sobre la cámara cerámica.

En la Tabla 3 se dan las dimensiones exteriores de la cámara cerámica y la longitud magnética, es decir, la longitud de los bloques de ferrita que será la misma para ambos imanes.

Longitud de la cámara cerámica (sin bridas de conexión)	780 mm
Altura cámara cerámica (dimensiones exteriores)	35.5 mm
Ancho cámara cerámica (dimensiones exteriores)	91.5 mm
Longitud de cada imán	300 mm

Tabla 3. Dimensiones exteriores de la cámara cerámica de recambio usada en los kickers del anillo de almacenamiento

En una primera aproximación, tomaremos un valor de la longitud de los núcleos magnéticos de 300 mm, que nos asegura un espacio entre imanes lo suficientemente ancho para las conexiones de las bobinas y su manipulación. Dicha longitud tiene un efecto sobre la deflexión total experimentada por el haz de electrones después de atravesar el entrehierro del imán. A menor longitud, la acción integral del campo magnético sobre la partícula cargada será menor, es decir, experimentara una menor deflexión, y por lo tanto necesitaremos aumentar la corriente de la bobina para conseguir una mayor densidad de flujo magnético o inducción magnética \vec{B} y así mantener dicha deflexión en el valor especificado. Idealmente, si tuviéramos espacio suficiente, diseñaríamos unos imanes más largos, ya que a mayor longitud del núcleo, menor será la corriente necesaria en la bobina y menores los requerimientos del circuito convertidor. Más adelante, en la sección donde nos ocupamos del diseño del convertidor resonante, calcularemos la corriente necesaria para obtener el valor deseado de \vec{B} para una longitud de imán de 300 mm y podremos determinar las características del dispositivo semiconductor (tiristor) por el que circulará dicha corriente.

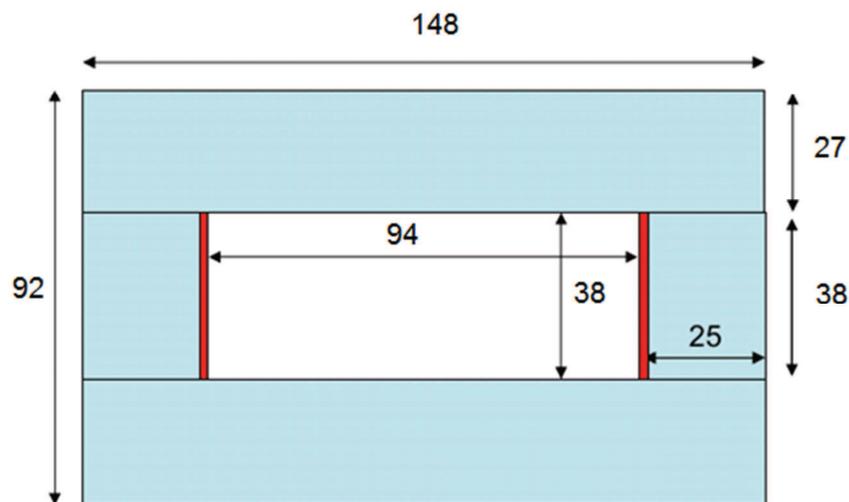


Figura 47. Sección transversal del núcleo de ferritas para el pinger horizontal. En rojo se muestra la sección del conductor de cobre que conforma la bobina (2 mm de ancho).

Para la elección de la sección transversal de las ferritas hemos de tener en cuenta la densidad de flujo a la que se produce la saturación del material, y que nos vendrá especificado en la hoja de características facilitada por el fabricante. En este caso, como se puede comprobar en el Anexo 1, dicho valor es de 0.32 Tesla (o 3200 gauss). Si la sección transversal es muy pequeña, la densidad de líneas de flujo será muy elevada y podemos llegar fácilmente al valor de saturación, con lo que no conseguiremos la inducción magnética \vec{B} deseada en el entrehierro. Más adelante, en la simulación, podremos comprobar que para la sección transversal escogida no llegamos a superar en ningún caso dicho valor de saturación. Cabe decir, que se han escogido unos valores de partida de sección transversal basados en los utilizados en otras apli-

caciones similares, como es el caso de los *kickers* de inyección del anillo de almacenamiento. En la Figura 47 y la Figura 48 vemos un corte transversal de ambos núcleos magnéticos y en la Tabla 4 se recogen las dimensiones así como las cantidades de bloques de ferrita necesarios para construir dichos núcleos.

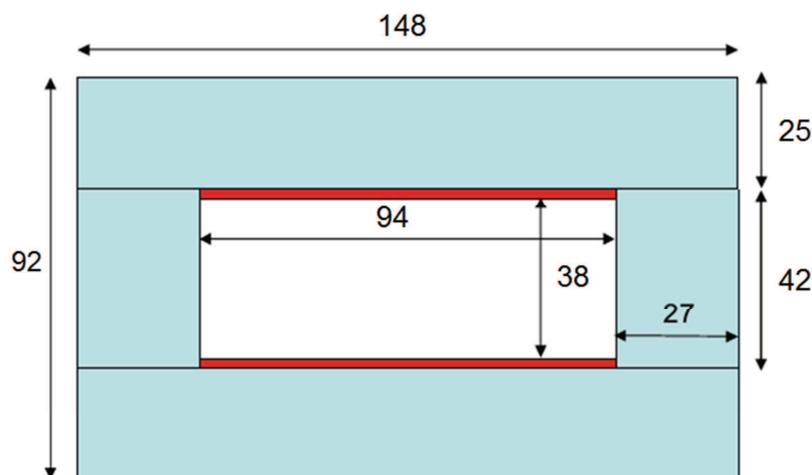


Figura 48. Sección transversal para el pinger vertical.

Bloques de ferrita	Dimensiones	Cantidad
Pinger Horizontal	148 x 27 x 150 mm	4
	25 x 38 x 300 mm	2
Pinger Vertical	148 x 25 x 150 mm	4
	27 x 42 x 300 mm	2

Tabla 4. Sumario de las dimensiones de los bloques de ferrita utilizados para la construcción de ambos núcleos magnéticos.

El bloque de ferrita superior e inferior se ha dividido en dos piezas para facilitar el montaje pues de lo contrario resultaría en un bloque demasiado pesado y difícil de manipular con el debido cuidado, dado que es un material muy duro pero frágil a la vez. Por ese motivo necesitamos cuatro bloques de idénticas dimensiones. Los bloques laterales se pueden hacer de una sola pieza. Es importante que los bloques de ferrita presenten caras perfectamente pulidas y sin irregularidades para que encajen perfectamente y no queden espacios entre ellos que puedan añadir una reluctancia parásita al circuito magnético.

Las tolerancias proporcionadas por el fabricante en cuanto a las dimensiones son de ± 0.1 mm y también nos ofrece la posibilidad de redondear los cantos a

0.5 mm de radio para evitar roturas accidentales debidas a golpes durante la manipulación. El diseño mecánico contempla un sistema de montaje que mediante una serie de muelles aplica presión al conjunto formado por las ferritas para minimizar el espacio ocupado por aire entre los bloques y también los mantiene unidos para que no se muevan ni deslicen entre ellos durante el transporte o la instalación.

En el Anexo 2 se adjunta también las mediciones realizadas en los bloques de ferrita para comprobar que cumplen con las especificaciones. Se observa que hay una pequeña desviación en una de las dimensiones⁴¹ y que afectará a la longitud total del núcleo. Dado que tanto el bloque superior como el inferior constan de dos piezas de 150 mm de largo cada uno para conseguir la longitud total de 300 mm, en el peor de los casos dicha longitud será de 299.7 mm si sumamos las dos medidas más desfavorables, lo cual resulta en un error de longitud del 0.1% y que compensaremos aumentando la corriente que aplicaremos en la bobina como ya veremos más adelante. En cualquier caso, para conseguirlo solo será necesario un pequeño aumento del voltaje aplicado en los condensadores que no será mayor al 0.1% del voltaje calculado.

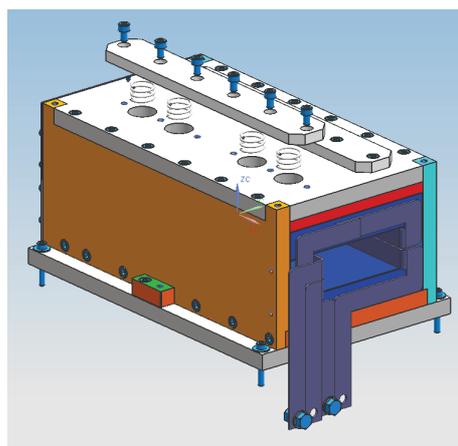


Figura 49. Vista del imán con las tapas y el sistema de muelles que presiona el conjunto de ferritas.

3.2. BOBINA

Debido a la gran resistividad óhmica que presenta la ferrita Ni-Zn de $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$, podemos fabricar la bobina de cobre sin recubrirla de ningún tipo de aislamiento como la tela de fibra de vidrio impregnada en resina epoxi que se suele usar en los bobinados de los electroimanes. Como ya hemos visto en la Figura 47 y Figura 48, podemos diseñar el cuerpo de la bobina de modo que se ajuste el máximo posible al espacio disponible en el entrehierro, por lo que no es problema si el cobre del conductor hace contacto con la ferrita, ya que ésta evitará que se derive ninguna corriente hacia cualquier otra parte del equipo conectada al circuito de puesta a tierra. Por supuesto, una vez ensamblado el imán y el resto del equipo, hay que comprobar este punto mediante una prueba de resistencia de aislamiento sobre dicha bobina mediante un instrumento de medición específico conocido como megóhmetro⁴².

⁴¹ Dicha dimensión es la longitud de los bloques tomada en los puntos 4, 5 y 6 según se indica en la ilustración que aparece en los anexos.

⁴² Se conoce también como "Megger", aunque este término corresponde a la marca comercial del primer instrumento portátil medidor de aislamiento introducido en la industria eléctrica en 1889.

En la Figura 50 se muestra la propuesta de la bobina para el pinger horizontal. Está formada por dos mitades para facilitar el desmontaje del imán o de la cámara cerámica en caso que fuera necesario. La bobina está compuesta por una tira de cobre de 2 mm de espesor que resigue las paredes interiores del núcleo de ferritas y que va en paralelo a la cámara de cerámica. Ya que el pulso generado por el convertidor resonante se trata de una corriente alterna con una frecuencia angular elevada, la densidad de corriente \vec{j} a través de la sección del conductor de cobre es mucho mayor en la superficie que en el centro debido al *efecto piel* o *efecto pelicular*, al que volveremos más adelante, de modo que los electrones tienden a circular por la zona más externa del conductor en vez de hacerlo por toda su sección de manera homogénea. Como consecuencia de esta distribución desigual de corrientes, se escoge una sección de conductor plana, ya que para un mismo valor de área, proporciona un mayor perímetro en comparación con un conductor de área circular.

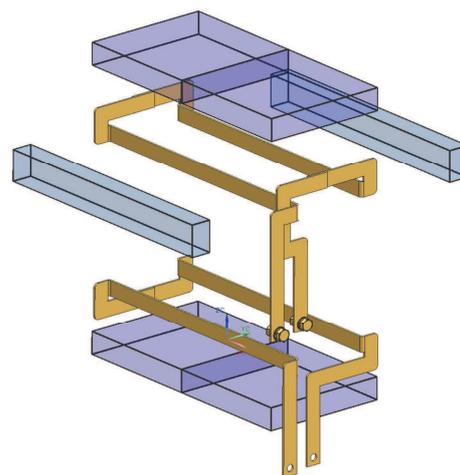


Figura 50. Vista explosionada del diseño de la bobina de cobre del *pinger* horizontal. Está formada por dos piezas independientes que permiten el desmontaje del imán y de la cámara cerámica.

La mínima sección de las tiras de cobre es de $2 \times 19 \text{ mm}^2$ (38 mm^2) y la corriente máxima para dicha sección se ha comparado con los valores aportados por fabricantes de embarrados⁴³ de cobre, dado que tienen el mismo tipo de sección plana y rectangular. Según la Tabla del Anexo 3, donde se da la corriente máxima o *ampacidad* en función de las dimensiones de la sección del embarrado, para una sección (en pulgadas) de $1/16 \times 3/4$ (que en milímetros se corresponde a $1.6 \times 19 \text{ mm}$), la corriente máxima es de 145 A (para una corriente sinusoidal a 60 Hz y un aumento máximo de temperatura de 30°C). Para poder hacer una comparación, calcularemos el valor eficaz, es decir,

$$I_{ef} = \frac{145}{\sqrt{2}} = 102 \text{ A}$$

Como veremos más adelante, la corriente de pico máxima para nuestra aplicación será de 3500 A, pero teniendo en cuenta que es pulsada, de amplitud $1.5 \mu\text{s}$ y a una frecuencia de 3.125 Hz, si consideramos el pulso como si fuera cuadrado y que la bobina está formada por dos mitades, tendríamos un valor eficaz de:

$$I_{ef} = 1750 * \sqrt{1.5e^{-6} * 3.125} = 11.8 \text{ A}$$

⁴³ Son pletinas de cobre capaces de conducir grandes intensidades, de varios miles de amperios, utilizadas en los cuadros eléctricos de alta potencia.

Comparando valores eficaces podemos decir que la sección utilizada para nuestra bobina es más que suficiente, siempre teniendo en cuenta el hecho de que el valor proporcionado por la tabla se corresponde a una aplicación distinta a la que nos ocupa en este estudio.

Finalmente, en la Figura 51 se muestra el conjunto formado por el núcleo, la bobina y la cámara cerámica.

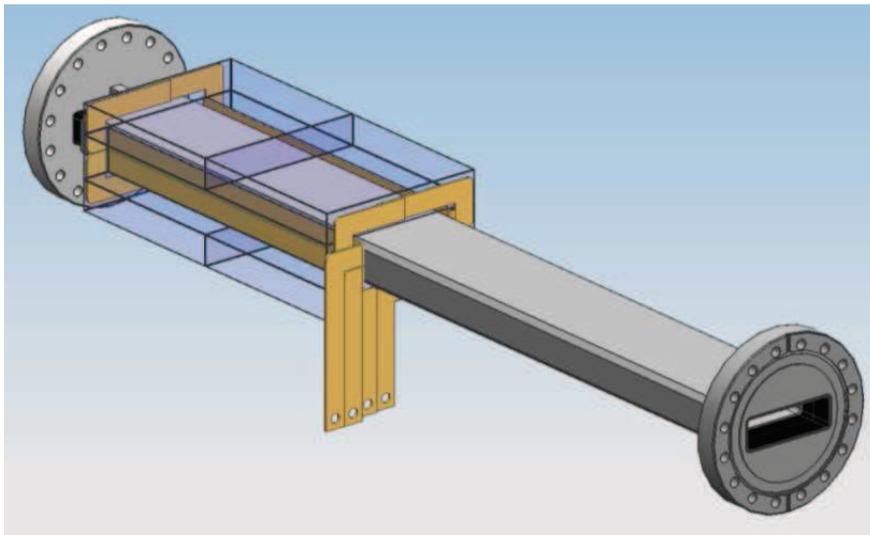


Figura 51. Vista del conjunto formado por la bobina y el núcleo magnético del *pinger* horizontal dispuesto alrededor de la cámara cerámica.

CAPÍTULO 4

DISEÑO DEL CONVERTIDOR

Ya hemos visto anteriormente diferentes tipos de convertidores utilizados para la generación del pulso de corriente en los imanes pulsados instalados en ALBA y otros sincrotrones. Como ya se ha descrito en las especificaciones, el pulso de corriente será un pulso semisinusoidal por lo que utilizaremos un convertidor resonante LC gobernado mediante el disparo de tiristores, similar al que utilizan los kickers de inyección del anillo de almacenamiento de ALBA. En la Figura 52 vemos el esquema del circuito que vamos a utilizar para generar el pulso de corriente en los imanes de diagnóstico. Una fuente de alto voltaje HVPS carga el banco de condensadores C1. Cuando llega la señal de disparo, el elemento que actúa como interruptor, en este caso representado por el tiristor SCR1, entra en conducción y se genera un pulso de corriente a través de la bobina del imán L_m . Dado que el tiempo de recuperación inversa del elemento SCR1 puede llegar a ser elevado, lo que incrementaría el tiempo total del pulso considerablemente, se conecta en serie a SCR1 un diodo o conjunto de diodos rápidos, representado en el esquema del circuito por D1, diseñados para tener un tiempo de recuperación en inversa muy pequeño, por lo que su característica predominará sobre la de SCR1. Para un cálculo más aproximado se representa también la inductancia parásita L_w debida a los conductores utilizados para las conexiones entre componentes, a la que daremos un valor estimado. Una vez el pico de corriente llega a su máximo, el voltaje en la inductancia L_m invierte su polaridad y el diodo D_{rev} entra en conducción, por lo que la segunda mitad del pulso de corriente en la bobina del imán es la suma de las corrientes I_1 y I_2 . Cuando D1 y SCR1 entran en conducción inversa, I_1 invierte su polaridad y la corriente I_2 se extingue de forma suave según la constante de tiempo R/L contrarrestando el pico de corriente negativa de recuperación inversa en D1 y SCR1 (ver Figura 64 más adelante). A continuación se realiza el dimensionado de los componentes que se utilizarán en el circuito del convertidor resonante en función de las especificaciones proporcionadas en la Tabla 1.

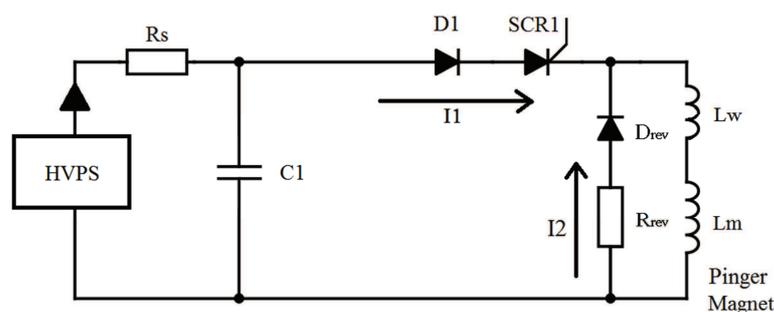


Figura 52. Circuito del convertidor resonante que usaremos en los *pingers* de diagnóstico.

4.1. CÁLCULO DE LA INDUCTANCIA

El primer elemento que debemos caracterizar es la inductancia de nuestro imán, a la que nos referiremos más correctamente como el valor de la *autoinductancia* del conjunto formado por la bobina y el núcleo de ferritas. Este valor está determinado por las dimensiones del núcleo magnético, que a su vez, recordemos se diseñó en función de las dimensiones de una cámara cerámica de vacío de la que ya disponíamos, y que se usa también en los *kickers* de inyección de ALBA. Una vez hayamos determinado dicho valor, podremos dimensionar los condensadores para obtener la longitud del pulso de corriente especificada.

Las dimensiones de los núcleos magnéticos del *pinger* horizontal y vertical, son las siguientes (ver Figura 47 y Figura 48):

1) *Pinger* horizontal:

$l_h = 0.3 \text{ m}$ longitud del núcleo magnético

$w_h = 0.094 \text{ m}$ ancho del entrehierro

$h_h = 0.038 \text{ m}$ altura del entrehierro

2) *Pinger* vertical:

$l_v = 0.3 \text{ m}$

$w_v = 0.038 \text{ m}$

$h_v = 0.094 \text{ m}$

En cada caso, el criterio que define el ancho y la altura del entrehierro es la dirección de las líneas de flujo magnético. Las distancias h_h y h_v definidas como alturas, lo son porque son paralelas a las líneas de flujo.

En primer lugar hemos de calcular la densidad de flujo magnético \vec{B} en el entrehierro para luego poder determinar el valor de la autoinductancia del imán. Para ello utilizaremos uno de los postulados del electromagnetismo incluido en las ecuaciones de Maxwell que establece que⁴⁴:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = N \cdot I$$

⁴⁴ La expresión correcta conocida como ley de Ampère-Maxwell incluye el término correspondiente a la corriente de desplazamiento, añadido por Maxwell para ser consistente con el principio de la conservación de la carga. En este caso no se incluye dicho término por no ser necesario para describir el fenómeno.

Es decir, la integral de línea de la intensidad de campo magnético \vec{H} a lo largo de una trayectoria cerrada C es igual a la corriente total que fluye a través de la superficie limitada por dicha trayectoria. Si se tratara de un circuito con N espiras, dicha corriente total será N veces la corriente que circula por ellas. Esta expresión también es conocida como ley circuital de Ampère. Cojamos como ejemplo la sección del imán del pinger horizontal que se muestra en la Figura 53 para realizar el cálculo. La trayectoria C tiene claramente dos tramos que recorren materiales con muy distintas permeabilidades magnéticas, ferrita y aire, que tomaremos como l_1 y l_2 respectivamente para realizar el cálculo.

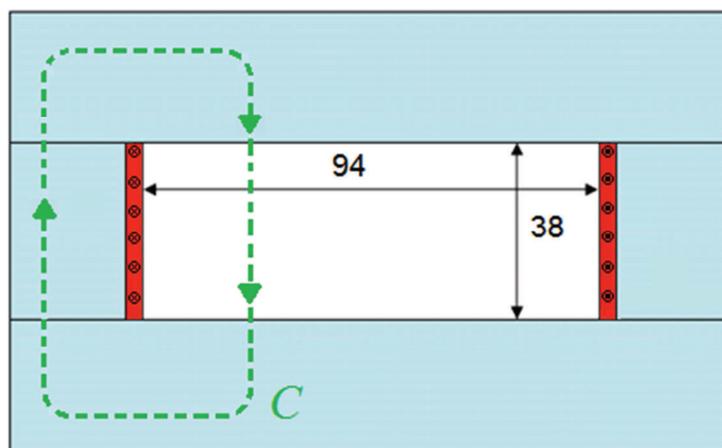


Figura 53. Sección transversal del pinger horizontal. La trayectoria arbitraria C se cierra alrededor de la bobina de una espira.

Si resolvemos la ley circuital de Ampère para la geometría escogida según el dibujo de la figura tenemos:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = H_{Fe} \cdot l_1 + H_{aire} \cdot l_2 = \frac{B}{\mu_{Fe}\mu_0} \cdot l_1 + \frac{B}{\mu_0} \cdot l_2 = N \cdot I$$

$$B = \frac{\mu_0 N I}{(l_2 + l_1/\mu_{Fe})} \cong \frac{\mu_0 N I}{l_2}$$

(3-1)

La aproximación hecha en el último paso es debida al elevado valor de la permeabilidad relativa de la ferrita respecto a la permeabilidad del vacío μ_0 (la permeabilidad del aire es prácticamente igual a la del vacío). Según la ficha del fabricante en el Anexo 1, la permeabilidad relativa es de 1300 a 25°C, por lo que: $l_2 + l_1/\mu_{Fe} \cong l_2$

El valor de la autoinductancia L se define como el flujo magnético ligado por unidad de corriente en el propio circuito, es decir:

$$L = \frac{N}{I} \Phi_m = \frac{N}{I} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

Como flujo ligado nos referimos a las líneas de flujo magnético que atraviesan el área S delimitada por el propio circuito por donde circula la corriente I . En el caso que nos ocupa, dicha área está definida por la geometría de la bobina y sus dimensiones vienen dadas por la longitud del imán y el ancho del entrehierro. Como las líneas de campo magnético son perpendiculares a dicha área tenemos:

$$L = \frac{N}{I} B \cdot S = \frac{N}{I} \left(\frac{\mu_0 N I}{l_2} \right) S = \frac{\mu_0 N^2 S}{l_2} = \mu_0 \frac{S}{l_2}$$

El número de espiras N es igual a 1 como ya hemos comentado, y el valor de S y l_2 dependerá de la geometría del imán. Para el *pinger* horizontal tenemos que:

$$L_{mh} = \mu_0 \frac{l_h \cdot w_h}{h_h} = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m} \frac{0.3 \text{ m} \cdot 0.094 \text{ m}}{0.038 \text{ m}} = 933 \text{ nH}$$

Y para el *pinger* vertical:

$$L_{mv} = \mu_0 \frac{l_v \cdot w_v}{h_v} = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m} \frac{0.3 \text{ m} \cdot 0.038 \text{ m}}{0.094 \text{ m}} = 152 \text{ nH}$$

Como podemos ver se trata de autoinductancias muy pequeñas, del orden de los nanohenrios, por lo que hay que tener muy en cuenta el efecto de las inductancias parásitas debidas a los conductores que utilizaremos para realizar las conexiones entre los componentes así como la disposición de estos, ya que, en última instancia nos afectarán a la longitud del pulso. Por lo tanto, será muy recomendable utilizar pletinas de cobre para realizar las conexiones ya que tienen menor autoinductancia que un cable de sección circular, e intentaremos también que el área de la malla formada por el banco de condensadores C_1 , el conjunto diodo-tiristor y la bobina del imán L_m sea mínima, acercando dichos componentes lo máximo posible así como los conductores que los interconectan, reduciendo de este modo el valor de la inductancia parásita L_w . Dado que esta malla es recorrida por una corriente con una elevada di/dt , al hacer esto también reducimos el ruido eléctrico radiado así como el conducido, ya que afectamos la capacidad de dicho lazo para actuar como antena. Las pletinas de cobre para la interconexión de los componentes del circuito que transportan la corriente de ida y la de retorno pueden emplazarse lo más cerca posible colocando entre ambos conductores un material dieléctrico como una capa de fibra de vidrio de un grosor que estará entre 0.8 y 1 mm (la rigidez dieléctrica para este grosor es de 14,8 kV/mm en la dirección perpendicular a la capa). Por supuesto, todo el conjunto deberá blindarse y estar contenido en un *rack* o caja metálica con una buena conexión a tierras para que el ruido eléctrico generado no interfiera en otros equipos instalados en las proximidades.

Por lo que respecta al valor de la autoinductancia parásita L_w debida a los cables, interconexiones y otros factores, es difícil hacer un cálculo exacto. Se ha escogido un valor estimado de 600 nH basándonos en la documentación y en los valores utilizados en las simulaciones de los *kickers* de inyección. Es un valor que podemos ajustar *a posteriori* en función de la longitud del pulso que obtengamos en nuestro circuito real. Por lo tanto, los valores de autoinductancia que tomaremos para ambos *pingers* tendrán en cuenta dicho valor y serán los siguientes:

- Inductancia total del circuito para el *pinger* horizontal:

$$L_{Th} = L_{mh} + L_w = 0.933 \mu H + 0.6 \mu H = 1.533 \mu H$$

- Inductancia total para el *pinger* vertical:

$$L_{Tv} = L_{mv} + L_w = 0.152 \mu H + 0.6 \mu H = 0.752 \mu H$$

Como podemos ver, en el caso del *pinger* vertical el valor de la inductancia parásita es incluso mayor que el valor de la inductancia del imán, dado el pequeño valor de ésta, por lo que justifica las consideraciones a tener en cuenta en el párrafo anterior.

4.2. CÁLCULO DE LA CAPACITANCIA

Para el cálculo de la capacitancia sólo hemos de tener en cuenta que la frecuencia de resonancia de un circuito LC cualquiera viene dada, como ya sabemos, por la siguiente expresión:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{2\pi}{T_0} = \frac{\pi}{T_p}$$

donde T_p es el semiperíodo de la onda, o lo que es lo mismo, el tiempo del pulso semisinusoidal que queremos generar, que como ya hemos definido previamente es de 1.5 μs . Por lo tanto, si resolvemos el valor de C a partir de la expresión anterior tenemos que:

$$C = \frac{T_p^2}{\pi^2 \cdot L_T}$$

El valor de L_T será ahora el valor total de inductancia que hemos calculado antes para cada uno de los imanes. Por lo tanto:

- Capacitancia total del circuito para el *ping* horizontal:

$$C_h = \frac{T_p^2}{\pi^2 \cdot L_{Th}} = \frac{(1.5 \cdot 10^{-6})^2}{\pi^2 \cdot 1.533 \cdot 10^{-6}} = 149 \text{ nF}$$

- Capacitancia total del circuito para el *ping* vertical:

$$C_v = \frac{T_p^2}{\pi^2 \cdot L_{Tv}} = \frac{(1.5 \cdot 10^{-6})^2}{\pi^2 \cdot 0.752 \cdot 10^{-6}} = 303 \text{ nF}$$

Una vez conocido el valor de la capacitancia, debemos caracterizar correctamente los condensadores que vamos a utilizar en nuestro circuito y que se encargarán de almacenar la energía necesaria para la generación del pulso. Para ello hemos de calcular el voltaje de carga y el valor de pico de dicho pulso de corriente, por lo que nos hemos de remitir a la Tabla 1 donde se especifican los ángulos de deflexión máximos que cada imán infligirá sobre el haz de electrones. La deflexión será directamente proporcional a la densidad de flujo magnético, y ésta, en última instancia, será proporcional a la corriente que circula por la bobina como hemos podido comprobar en la expresión (3-1) obtenida anteriormente. Para analizar el fenómeno nos remitimos de nuevo a la Figura 6 (página 15) donde una partícula que se mueve con velocidad \vec{v} entra en una zona (sombreada en azul) donde existe un campo magnético. En función de si la partícula tiene carga eléctrica o no y del signo de ésta recorrerá diferentes trayectorias. En el caso de un haz de electrones bajo la influencia del campo magnético de un *ping*, la única fuerza que actúa sobre las partículas es la fuerza de Lorentz. Si aplicamos la segunda ley de Newton sobre un electrón obtenemos la siguiente expresión:

$$\sum \vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) + \vec{E} = m\vec{a} \quad (3-2)$$

Teniendo en cuenta que no hay campo eléctrico $\vec{E} = 0$ y que el vector velocidad \vec{v} es perpendicular al vector de densidad de flujo magnético \vec{B} podemos reescribir la expresión (3-2) como sigue:

$$qvB = m \frac{v^2}{R}$$

donde la aceleración centrípeta o normal \vec{a} la hemos sustituido por v^2/R dado que la trayectoria que describen los electrones bajo la influencia del campo magnético consiste en un movimiento circular uniforme de radio R . La longitud del arco recorrido por los electrones es $l = \widehat{AB}$, donde A y B son los puntos de entrada y salida del haz

que atraviesa el imán delimitado por el rectángulo azul que se ve en la Figura 54. El ángulo de deflexión total α será dos veces α' . Podemos establecer por lo tanto la siguiente relación:

$$R = \frac{l}{\alpha}$$

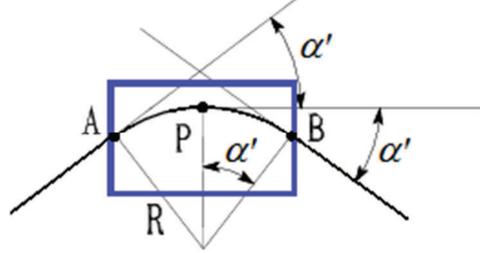


Figura 54. Trayectoria recorrida por un electrón por la acción de la fuerza de Lorentz.

Teniendo en cuenta además que la velocidad v es prácticamente igual a la velocidad de la luz y que q es la carga del electrón, que suele representarse también mediante la letra e , podemos reescribir la expresión (3-2) como sigue:

$$ecB = mc^2 \frac{\alpha}{l}$$

Como la energía total E del electrón es igual a la suma de la energía cinética E_c más la energía en reposo E_0 , y teniendo en cuenta que esta última es muy pequeña en comparación con su energía cinética podemos hacer la siguiente aproximación:

$$E = mc^2 = E_c + E_0 \cong E_c$$

Recordemos que la masa en reposo del electrón, expresada en electronvoltios es $E_0 = 0.511 \text{ MeV}$ y en el caso de ALBA, como ya hemos dicho, la energía cinética que alcanzan los electrones en el anillo propulsor es $E_c = 3 \text{ GeV}$. Por lo tanto tenemos que:

$$Bl = \frac{E}{ec} \alpha$$

Esta expresión tiene el inconveniente que el término de la energía E debe introducirse en las unidades del S.I. internacional correspondientes, es decir, en *joules*, para que haya consistencia al realizar el análisis dimensional. Para poder utilizar dicha expresión con la energía expresada en electronvoltios que es la unidad utilizada preferentemente en física de partículas se hace la siguiente manipulación:

- si tomamos el valor *exacto* de la velocidad de la luz (299,792,458 m/s), tenemos que $1/c = 3.3356 \cdot 10^{-9} \text{ s/m}$, y por lo tanto:

$$Bl = \frac{E}{ec} \alpha = 3.3356 \cdot 10^{-9} \frac{E}{e} \alpha$$

- teniendo en cuenta que en un sincrotrón la energía de los electrones es del orden de los gigaelectronvoltios, es decir, $10^9 eV$, al introducir el valor de la energía en dichas unidades (supongamos que son 3 GeV como en el caso de ALBA) tendremos:

$$Bl = 3.3356 \cdot 10^{-9} \frac{3 \cdot 10^9 [eV]}{e} \alpha$$

Podemos ver que las potencias 10^9 y 10^{-9} se cancelan y también la carga elemental e se cancela en el denominador debido a que las unidades en el numerador son eV , que finalmente se convierten en voltios. De este modo, la expresión final que nos queda es la siguiente:

$$Bl = 3.3356 \cdot E\alpha$$

(3-3)

La expresión (3-3) es una de las expresiones más importantes y más utilizadas en el diseño de aceleradores de partículas. Será cierta y tendrá consistencia dimensional siempre que tengamos en cuenta que el valor de E debe ser reemplazado por la cantidad de *gigas de energía* a la que trabaja nuestro acelerador. Obviamente, el ángulo de deflexión α se expresará en radianes. El análisis dimensional de la expresión (3-3) que se muestra a continuación demuestra la consistencia en cuanto a las unidades si se respetan las reglas mencionadas anteriormente:

$$\left[\frac{V \cdot s}{m^2} \right] [m] = 3.3356 \left[\frac{s}{m} \right] \cdot \left[\frac{eV}{e} \right] \alpha$$

Con la ayuda de (3-3) podemos establecer de una manera sencilla que densidad de flujo magnético B necesitamos para conseguir la deflexión del haz especificada α . Hay un par de consideraciones a tener en cuenta antes de dar por válido el cálculo. El primero es que consideramos que el recorrido l que realizan los electrones al atravesar el imán se puede considerar prácticamente igual a la longitud de dicho imán. Esto es así porque l es muy pequeño en comparación con el radio de la trayectoria descrita por los electrones bajo la influencia del campo magnético. Por ejemplo, en el caso del *pínger* horizontal, en que la deflexión máxima se ha especificado en 2 mrad, dicho radio será:

$$R = \frac{0.3 m}{0.002 rad} = 150 m$$

El segundo detalle a considerar es que el campo magnético es máximo y que se mantiene prácticamente constante durante el tiempo de tránsito del haz de electrones

por el imán. Teniendo en cuenta que la longitud del núcleo magnético es de 300 mm, el tiempo de tránsito para una partícula que viaja a la velocidad de la luz es de tan sólo 1 ns, por lo que comparado con el tiempo total del pulso de 1.5 μs se puede considerar que no hay variación del campo durante dicho tiempo de tránsito (la variación es de tan sólo el 0.13%). Dicho esto, el valor de pico del campo magnético así como el de corriente para cada uno de los imanes de diagnóstico será el siguiente:

- Densidad de flujo magnético para el *pinger* horizontal:

$$B_h = \frac{3.3356 \cdot E \alpha_h}{l_h} = \frac{3.3356 \cdot 3 \cdot 0.002}{0.3} = 0.0667 \text{ T}$$

La corriente de pulso máxima necesaria para generar este campo magnético la podemos obtener a partir de la expresión (3-1), pero teniendo en cuenta que l_2 hace referencia a la distancia en el entrehierro a lo largo de las líneas de flujo magnético (Figura 53) y que el número de espiras N vale 1:

$$I_{ph} = B_h \frac{h_h}{\mu_0 N} = 0.0667 \frac{0.038}{4\pi 10^{-7}} = 2017 \text{ A}$$

- Densidad de flujo magnético para el *pinger* vertical:

$$B_v = \frac{3.3356 \cdot E \alpha_h}{l_v} = \frac{3.3356 \cdot 3 \cdot 0.0014}{0.3} = 0.0467 \text{ T}$$

Y la corriente de pico necesaria para generar este campo será:

$$I_{pv} = B_v \frac{h_v}{\mu_0 N} = 0.0467 \frac{0.094}{4\pi 10^{-7}} = 3493 \text{ A}$$

Finalmente, para caracterizar completamente los condensadores que vamos a utilizar en nuestro circuito debemos saber también el voltaje al que tenemos que cargarlos inicialmente para luego generar obtener el pico de corriente que hemos calculado en el paso previo. Para ello hemos de hacer un pequeño análisis del circuito que se muestra en la Figura 55.

Inicialmente, el condensador C está cargado y el voltaje en bornes es V_c . El interruptor, que representa el módulo diodo-tiristor en el circuito de la Figura 52, está inicialmente abierto y para mayor claridad se ha eliminado la fuente de alto voltaje HVPS. Las ecuaciones que definen la corriente y el voltaje

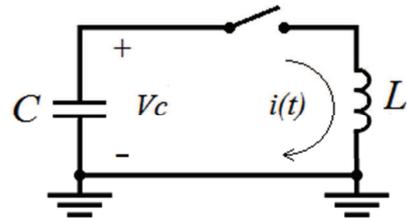


Figura 55. Esquema de un circuito LC con el condensador C inicialmente cargado.

en la inductancia L para cualquier instante de tiempo son:

$$i(t) = I_p \sin(\omega t)$$

$$v_L(t) = L \frac{di}{dt} = LI_p \omega \cos(\omega t)$$

Si consideramos las condiciones iniciales en el instante $t = 0$, es decir, en el momento en que se cierra el interruptor, el voltaje en el inductor será igual al voltaje inicial en el condensador. Por lo tanto:

$$v_L(0) = V_c = LI_p \omega \quad (3-4)$$

Si tenemos en cuenta que una vez cerrado el interruptor el circuito comenzará a resonar a la frecuencia de resonancia ω_0 y que ésta es igual a:

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

Igualamos $\omega = \omega_0$ en (3-4) y obtenemos el voltaje inicial en el condensador C :

$$V_c = LI_p \frac{1}{\sqrt{LC}} = I_p \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3-5)$$

A partir de (3-5) ya podemos saber el voltaje inicial de carga del banco de condensadores en cada caso.

- *Pinger* horizontal:

$$V_{ch} = 2017 \text{ A} \sqrt{\frac{1.533 \mu\text{H}}{0.149 \mu\text{F}}} = 6470 \text{ V}$$

- *Pinger* vertical:

$$V_{cv} = 3493 \text{ A} \sqrt{\frac{0.752 \mu\text{H}}{0.303 \mu\text{F}}} = 5503 \text{ V}$$

La Tabla 5 resume todos los parámetros calculados hasta ahora que afectarán en la selección de los condensadores adecuados para nuestra aplicación:

	<i>Pinger</i> horizontal	<i>Pinger</i> vertical
Capacitancia total	149 nF	303 nF
Voltaje de carga máx.	6470 V	5503 V
Corriente de pico máx.	2017 A	3493 A

Tabla 5. Especificaciones de diseño para los condensadores.

En el Anexo 4 podemos ver la opción escogida finalmente (ver cuadro rojo en la tabla de referencias). Se trata de condensadores de película de polipropileno metalizada muy apropiados para aplicaciones de media y alta potencia y en aquellas otras donde se requieren corrientes pulsadas como es el caso. Poseen una capacidad controlada de *autocicatrización*⁴⁵ y son resistentes, entre otros, al calor y la radiación.

Internamente están formados por capas de polipropileno, un material plástico que actúa como dieléctrico y que se metaliza previamente con aluminio mediante un proceso de deposición al vacío. El condensador se forma alternando capas que luego se unen por medio de otra capa metálica que se ha depositado con la técnica de *schoopage* (pulverizado de metal caliente por pistola) y a la que finalmente se sueldan un par de terminales antes de encapsular todo el conjunto. El capacitor que resulta de este proceso se comporta como un agregado de muchos condensadores individuales conectados en paralelo. Variando el grosor de la metalización (que actúa como electrodo) que se deposita sobre el polipropileno se consiguen condensadores muy útiles para aplicaciones que requieren de pulsos de corriente.

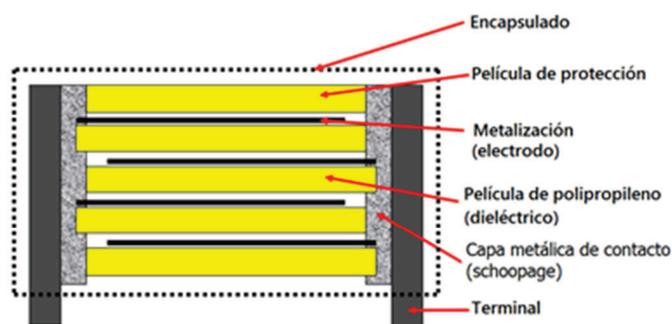


Figura 56. Estructura interna de un condensador de película de polipropileno metalizada.

Normalmente el fabricante nos suele dar la característica tiempo-corriente del condensador, lo que se conoce también como el parámetro I^2t , que es una forma de expresar la energía térmica generada por una circulación de corriente. En el caso de un condensador de película de plástico metalizada es la máxima energía que puede disiparse sin dañar la unión entre la metalización y las uniones en el supuesto de un pico de corriente elevado. El valor I^2t es útil si queremos proteger el condensador de

⁴⁵ Los condensadores de película de plástico metalizada presentan la ventaja de ser autocicatrizantes. Cuando por un pico excesivo de tensión el punto más débil del dieléctrico se perfora, se crea un cortocircuito local y el metal de la zona en derredor se evapora en pocos microsegundos, de modo que se recupera la rigidez dieléctrica total. - S. Martínez, J. A. Gualda "Electrónica de Potencia", p.273

una sobreintensidad peligrosa mediante el uso de fusibles dado que los fabricantes nos proporcionan también el valor de I^2t de los fusibles, que debe ser menor que el del condensador si queremos protegerlo de manera efectiva.

El modelo de condensador escogido tiene una capacidad de $600 \text{ nF} \pm 5\%$ y un voltaje nominal de 3 kV aunque puede soportar una sobretensión de hasta 4.6 kV durante 10 s . Otra característica muy importante de este tipo de condensador es la muy baja inductancia parásita (10 nF) lo cual es un detalle a tener en cuenta ya que deberemos conectar varios de ellos en serie para obtener la capacitancia deseada.

En el caso del *pinger* horizontal, para conseguir la capacitancia calculada anteriormente necesitamos 4 condensadores del tipo seleccionado conectados *en serie*, con lo que el conjunto puede soportar un voltaje total de carga de hasta 12 kV .

$$\frac{1}{C_{Th}} = \frac{4}{600 \text{ nF}} \Rightarrow C_{Th} = 150 \text{ nF}$$

El valor de I^2t máximo según la hoja de especificaciones es de $22 \text{ A}^2\text{s}$. Suponiendo que el valor de pico de la corriente se mantuviera durante todo el tiempo de pulso, el valor de I^2t que obtendríamos sería:

$$I^2t = 2017^2 \cdot 1.5 \cdot 10^{-6} = 6.1 \text{ A}^2\text{s}$$

lo cual está lejos del límite aun suponiendo un pulso de corriente cuadrado. Por otro lado, el fabricante establece también una limitación de corriente *eficaz* máxima o valor r.m.s. de 45 A . Si de nuevo suponemos un pulso cuadrado de corriente, el valor eficaz de dicha corriente será:

$$I_{h(r.m.s)} = I_{ph} \sqrt{D} = 2017 \text{ A} \cdot \sqrt{\frac{1.5 \cdot 10^{-6}}{0.320}} = 4.4 \text{ A}$$

donde D es el ciclo de trabajo o *duty cycle* del pulso de corriente teniendo en cuenta que la frecuencia de repetición es de 3.125 Hz , lo que corresponde a un período de 320 ms .

En el caso del *pinger* vertical, podemos conseguir un valor de capacitancia muy cercano al valor de diseño calculado anteriormente, esta vez conectando *en paralelo* dos conjuntos de cuatro condensadores en serie. También en este caso el voltaje de carga máximo al que podemos llegar será de 12 kV :

$$C_{Tv} = 2 \cdot \frac{600 \text{ nF}}{4} \Rightarrow C_{Tv} = 300 \text{ nF}$$

Si repetimos los mismos cálculos para el *pinger* vertical respecto al valor I^2t y a la corriente eficaz máxima podremos comprobar que los condensadores trabajan también dentro de los límites marcados por las especificaciones:

$$I^2 t = 3493^2 \cdot 1.5 \cdot 10^{-6} = 18.3 A^2 s$$

$$I_{v(r.m.s)} = I_{pv} \sqrt{D} = 3493 A \cdot \sqrt{\frac{1.5 \cdot 10^{-6}}{0.320}} = 7.6 A$$

Finalmente, un aspecto más referente al uso seguro de condensadores en aplicaciones de alto voltaje. Por seguridad y para evitar los riesgos derivados de una posible descarga eléctrica durante su manipulación, es muy importante añadir unas resistencias de descarga en paralelo a cada uno de los condensadores que forman parte del tanque que almacena la energía para transformarla luego en energía magnética. Lo más adecuado es utilizar resistencias de película metálica, que pueden mantener voltajes elevados en bornes y presentan una muy buena estabilidad y capacidad de absorción de descargas.

Se han escogido resistencias de 6.8 M Ω de 2W y 3.5 kV, soldadas en serie y en paralelo para obtener una resistencia total de 6.8 M Ω pero con mayor capacidad de disipación. La constante de tiempo RC que obtenemos es de

$$\tau_{RC} = 6.8 \cdot 10^6 \cdot 0.6 \cdot 10^{-6} = 4.1 s$$

con lo que aproximadamente el tiempo de descarga para cada condensador es de 5 segundos, pasado el cual podemos manipularlos con seguridad. Aun así, es muy recomendable utilizar además una pértiga de material aislante con un cable de tierras de sección generosa con el que, después del tiempo de descarga, tocaremos las partes metálicas de los componentes que hayan estado sometidas a potencial eléctrico para asegurarnos que no hay riesgo de shock eléctrico.



Figura 57. Detalle de las resistencias de descarga conectadas en paralelo con los condensadores.

4.3. CARACTERÍSTICAS DE LA FUENTE DE ALTO VOLTAJE

Para seleccionar correctamente la fuente de alto voltaje que usaremos para cargar nuestro banco de condensadores necesitamos calcular un parámetro más: la corriente de carga que debe proporcionar la fuente y la energía que hay que reponer después de cada descarga. A partir de la ecuación característica del condensador obtenemos:

$$C = \frac{Q}{V} \Rightarrow Q = CV$$

Si dividimos a ambos lados de la ecuación por un intervalo de tiempo t arbitrario resulta que obtenemos la corriente de carga I_c para dicho intervalo:

$$\frac{Q}{t} = CV \cdot \frac{1}{t} = I_c$$

Finalmente si hacemos que $1/t$ sea igual a la frecuencia de repetición 3.125 Hz obtenemos la mínima *corriente de carga*⁴⁶ necesaria para cargar los condensadores hasta llegar a la consigna de voltaje en el tiempo que dura un ciclo. Pero hemos de tener en cuenta que justo cuando finaliza el pulso, la corriente hace su paso por cero y el voltaje en los condensadores, que está avanzado 90° respecto a la corriente⁴⁷, se ha invertido y es igual al voltaje inicial pero con signo negativo (considerando el caso ideal en que el circuito resonante no tuviera pérdidas óhmicas y la caída de tensión en los tiristores fuera nula al pasar al estado de conducción). Por lo tanto, la recarga de los condensadores no empieza en cero sino desde su mínimo valor negativo, por lo que, en valor absoluto, el voltaje total de carga será dos veces el valor inicial. En el caso del *pinger* horizontal, si consideramos el voltaje máximo de diseño en los condensadores según especificaciones, la mínima corriente de carga necesaria será:

$$I_{Ch(min)} = V_{ch} \cdot C_h \cdot f_{rep} = (2 \cdot 6470 V) \cdot 0.149 \cdot 10^{-6} \mu F \cdot 3.125 Hz = 6 mA$$

Y para el *pinger* vertical:

$$I_{Cv(min)} = V_{cv} \cdot C_v \cdot f_{rep} = (2 \cdot 5503 V) \cdot 0.303 \cdot 10^{-6} \mu F \cdot 3.125 Hz = 10 mA$$

Por otro lado, el fabricante suele dar la especificación de la potencia de carga, lo cual también es útil si la aplicación necesita trabajar a frecuencias elevadas. Para realizar el cálculo de la potencia que necesitamos solo hace falta saber la energía necesaria para llevar a cabo la recarga de los condensadores después de finalizar el pulso de corriente. Tomamos de nuevo la premisa de que la aplicación trabaja al voltaje máximo de diseño. En el caso del *pinger* horizontal:

⁴⁶ En este punto, cabe aclarar que estamos suponiendo que el modelo de fuente que vamos a escoger nos proporciona una corriente de carga constante.

⁴⁷ Ver formas de onda obtenidas mediante las simulaciones realizadas con PSIM en el Capítulo 5.

$$E_h = \frac{1}{2} \cdot V_{ch}^2 \cdot C_h = \frac{1}{2} \cdot (2 \cdot 6470)^2 \cdot 0.149 \cdot 10^{-6} \mu F = 12.5 J$$

$$P_{ch(mín)} = E_h \cdot f_{rep} = 12.5 J \cdot 3.125 Hz = 39 J/s$$

Y en el caso del *ping* vertical:

$$E_v = \frac{1}{2} \cdot V_{cv}^2 \cdot C_v = \frac{1}{2} \cdot (2 \cdot 5503)^2 \cdot 0.303 \cdot 10^{-6} \mu F = 18.4 J$$

$$P_{cv(mín)} = E_v \cdot f_{rep} = 18.4 J \cdot 3.125 Hz = 57.5 J/s$$

En el Anexo 5 se muestra el modelo de fuente seleccionado para la aplicación. Se trata de fuentes de alto voltaje con corriente de carga constante diseñadas específicamente para la carga de condensadores. Pueden realizar la carga después de recibir una señal de disparo o pueden hacerla de manera continua. Ésta última será la opción elegida, de modo que después de disparar el conjunto de tiristores de nuestro convertidor y haber generado el pulso de corriente, la carga se iniciará automáticamente sin esperar ningún tipo de señal.

Necesitamos una fuente para cada *ping* y el primer parámetro que nos limita en nuestra selección es el voltaje máximo de carga. Dado que para ambos *pingers* el voltaje máximo es prácticamente igual o cercano a los 6.5 kV elegiremos el modelo de 12.5 kV. En concreto, el modelo que ofrece 15 mA de corriente de carga y 100 J/s de potencia es suficiente en ambos casos.

4.4. INTERRUPTORES DE ESTADO SÓLIDO PARA ALTO VOLTAJE

El siguiente componente que debemos seleccionar para completar el circuito es el conjunto de tiristores que actuarán como interruptor controlado para permitir el paso de la corriente desde los condensadores hacia el inductor. Dicho módulo es un dispositivo al que resulta conveniente referirse como *interruptor de estado sólido*, formado internamente por un gran número de tiristores conectados entre ellos en serie y en paralelo. Esta tecnología permita fabricar dispositivos que son capaces de manejar miles de amperios y bloquear voltajes directos e inversos de varias decenas de kilovoltios. Además incorporan su propio circuito de control a prueba de ruido eléctrico, que sólo necesita una alimentación de 5 VDC externa y una señal de *trigger* de lógica TTL, con lo que es capaz de



Figura 58. Interruptor de estado sólido formado por tiristores para aplicaciones de alto voltaje.

disparar todos los tiristores al mismo tiempo. También incorpora una protección contra temperatura, que en caso que esta sea excesiva deshabilita la operación del módulo hasta que la temperatura sea segura de nuevo. En los últimos años, estos interruptores de estado sólido han ido sustituyendo a las válvulas de gas en aplicaciones que les eran propias. Por ejemplo, han reemplazado a los tiratrones⁴⁸ en aplicaciones típicas de aceleradores de partículas, como el accionado de *kickers* o el manejo de los amplificadores del sistema de radiofrecuencia. Entre las ventajas que ofrecen estos dispositivos de estado sólido respecto a las válvulas de gas podemos destacar el bajo coste, su tiempo de vida, poco peso, pequeño tamaño y no necesitan mantenimiento. Y en cuanto a las desventajas, destacar que al estar formado por elementos semiconductores cuya curva característica intensidad-voltaje no es lineal, el interruptor en sí mismo también tiene un comportamiento no lineal, con lo que la onda de corriente puede llegar a deformarse y a alargarse en el tiempo para valores bajos de corriente de pico. En cualquier caso, por estas y otras razones su uso se va extendiendo cada vez más en aplicaciones de potencia pulsada.

En el Anexo 6 se adjunta la hoja de especificaciones del modelo de interruptor que vamos a utilizar. Se trata de un interruptor capaz de soportar un voltaje entre ánodo y cátodo de hasta 12 kV cuando está en bloqueo y, cuando entra en conducción, puede resistir pulsos con un pico de corriente de hasta 5 kA siempre que la duración del pulso sea menor de 100 μ s y el ciclo de trabajo o *duty cycle* sea inferior al 1%. La máxima caída de voltaje entre ánodo y cátodo en estado de conducción para un pulso de esas características es de sólo 64 V⁴⁹. El dispositivo se presenta encapsulado en caja de plástico pudiendo disipar hasta 20 W de potencia calorífica, pero mediante la inclusión de aletas a modo de radiador y una refrigeración de aire forzada podemos llegar a disipar hasta 210 W. En todo caso, la temperatura de la caja es monitorizada por el propio dispositivo y la protección por temperatura actuaría al llegar ésta a los 71 °C, bloqueando el interruptor, siendo el tiempo de *auto-reset* de entre 10 y 30 minutos. Se ha utilizado una cámara termográfica para comprobar que la temperatura de la caja no supera dicho límite cuando nuestro convertidor resonante trabaja en condiciones de carga máxima, y en paralelo se han medido las pérdidas en conmutación con la ayuda del osciloscopio mediante el producto de la corriente y el voltaje ánodo-cátodo en

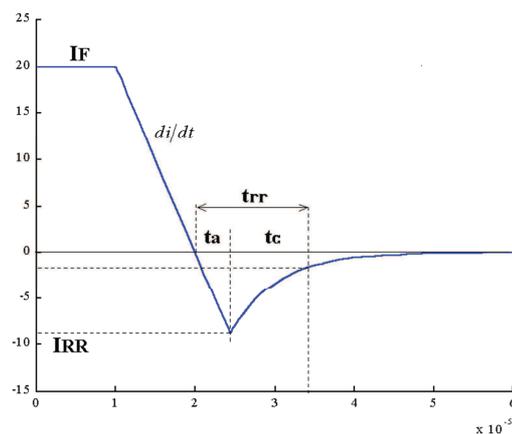


Figura 59. Proceso de recuperación inversa de un diodo de unión.

⁴⁸ Ver nota al pie número 27 en la página 26.

⁴⁹ En comparación, la caída de voltaje en un tiratrón puede llegar a ser de hasta un 20% del voltaje aplicado.

cada ciclo (ver medidas en Capítulo 7).

Otro parámetro muy importante que hay que tener en cuenta es el tiempo de recuperación del interruptor o el *reverse recovery time* proporcionado por el fabricante. Cuando los tiristores han dejado de conducir, una cantidad significativa de cargas queda almacenada en la zona de las uniones y en el cuerpo del semiconductor. En el caso de un diodo se produce el mismo fenómeno como queda ilustrado en la Figura 59. Aun cuando la corriente en el diodo es negativa, éste sigue en estado de conducción. Esta conducción inversa se mantiene hasta que dicha corriente negativa barre todos los portadores minoritarios que estaban almacenados en la zona de la unión, y en ese momento es cuando el diodo vuelve a recuperar su capacidad de bloqueo. El tiempo t_a o *tiempo de almacenamiento* es el tiempo que tarda en establecerse la tensión inversa entre ánodo y cátodo. La intensidad de pico en sentido inverso alcanzada durante el proceso se llama *intensidad de recuperación* I_{RR} . En ese momento los portadores empiezan a escasear y aparece de nuevo en la unión la zona de carga espacial. A partir de aquí todavía se necesita un tiempo adicional t_c o *tiempo de caída* para limpiar de portadores minoritarios el cuerpo del semiconductor. Todos estos parámetros dependen además de la intensidad directa de partida I_F y de su derivada di/dt al pasar a recuperación inversa. Dado que los tiristores que forman el interruptor de estado sólido pasan el estado de bloqueo al paso de la corriente por cero, el proceso de recuperación inversa se hace de forma suave, por lo que tanto la intensidad I_{RR} como la carga acumulada en las uniones son bajas. El mayor problema está en que el tiempo de recuperación inversa t_{rr} , que es la suma de los tiempos t_a y t_c , sea demasiado lento para el propósito de la aplicación. Si nos fijamos en la especificación de dicho tiempo en el Anexo 6, veremos que es de 500 ns. Teniendo en cuenta la elevada corriente de pulso así como una gran di/dt , la intensidad de pico de I_{RR} puede llegar a ser bastante alta⁵⁰, y sumado a un tiempo de recuperación tan largo puede originar una pequeña perturbación magnética adicional que afectará al haz de electrones cuando vuelva a pasar por el *pinger* de diagnóstico después de haber completado una vuelta al anillo de almacenamiento. Por este motivo, como ya vimos en el circuito de la Figura 52, en serie con el interruptor de estado sólido se conecta un diodo o conjunto de diodos de recuperación rápida, cuyo tiempo de recuperación inversa es mucho menor, con lo que el comportamiento del conjunto diodo-tiristor al final del pulso quedará definido por la característica de recuperación de los diodos. En el Anexo 7 se adjun-



Figura 60. Conjunto de diodos de recuperación rápida en encapsulado de plástico para aplicaciones de alto voltaje.

⁵⁰ En el caso del *pinger* vertical, para las máximas condiciones de carga, el pico de la intensidad de recuperación I_{RR} ha llegado a ser de más de 250 A.

tan las características de este tipo de diodos que vienen encapsulados en contenedor de plástico para aplicaciones de potencia también con aletas de refrigeración opcionales.

El modelo que hemos elegido para nuestro convertidor está dimensionado para soportar una tensión inversa de bloqueo de hasta 16 kV y en conducción puede resistir un pulso de corriente de 10 μ s y 4500 A de pico con un *duty cycle* del 1%. Para un pulso como el que acabamos de describir y una di/dt de 100 μ A/s, el tiempo máximo de recuperación⁵¹ inversa es de 200 ns.

Al conectar este dispositivo en serie con el interruptor de estado sólido, la corriente que circula por el inductor del imán se extinguirá cuando se bloqueen los diodos. Por lo tanto, este tiempo adicional hay que tenerlo en cuenta en la fase de diseño antes de decidir cuál será la longitud final de pulso.

4.5. REDES DE ACONDICIONAMIENTO O *SNUBBERS*

En las aplicaciones que usan dispositivos semiconductores trabajando en conmutación es una práctica habitual proteger a éstos de posibles excesos de tensión e intensidad mediante la inclusión de ciertos elementos de protección que aseguren su buen funcionamiento. Muchas veces dichos elementos no aparecen en los circuitos o esquemas simplificados a pesar de su importancia, y pueden consistir tanto en un componente individual como una asociación de ellos, formando una red o circuito de acondicionamiento que se conoce también por el nombre de red *snubber*⁵². Las dos alternativas más utilizadas son la *red acondicionadora RC* y el *diodo de libre circulación* o diodo *flyback*. La primera consta de un condensador y una resistencia conectados en serie que se acoplan en paralelo al elemento semiconductor que realiza la conmutación, como puede ser un diodo, un transistor, etc. En el caso concreto de los tiristores, una sobretensión con una tasa de cambio dv/dt lo suficientemente rápida aplicada, entre ánodo y cátodo, podría dañar el componente o incluso podría provocar que el tiristor entrara en conducción de manera espontánea. Este último efecto se debe a la aparición de una corriente de desplazamiento a través de la zona de deplexión de la unión p-n que provoca que el dispositivo entre en conducción de forma no deseada. Con un sencillo circuito *snubber* correctamente dimensionado se puede prevenir esta situación, de

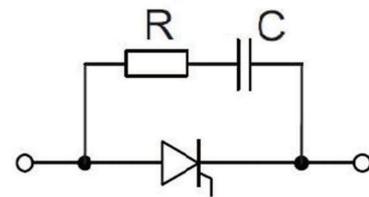


Figura 61. Red *snubber* RC en paralelo con un tiristor.

⁵¹ En las medidas hechas en el laboratorio dicho tiempo ha resultado menor a 100 ns.

⁵² *Snubber* significa literalmente ‘amortiguador’.

modo que el condensador aminora la frecuencia de la oscilación y la resistencia introduce el factor de amortiguamiento.

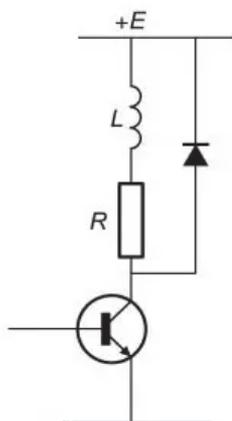


Figura 62. Diodo *flyback* conectado en anti-paralelo con una carga de tipo inductivo.

En cuanto al diodo de libre circulación o diodo *flyback*, se trata de un diodo conectado en anti-paralelo con la carga cuando ésta es de carácter inductivo. Si por efecto de la conmutación del elemento que actúa como interruptor se interrumpe súbitamente la corriente que recorre el circuito, aparece un pico repentino de voltaje en los bornes del inductor que puede dañar al semiconductor por sobretensión. A modo de ejemplo, si nos referimos al circuito de la Figura 62, con la ayuda de un diodo *flyback* proporcionamos un camino a la corriente que circula por la malla formada por el inductor, la resistencia y el diodo, de modo que la energía almacenada en el inductor pueda extinguirse de manera controlada y el transistor queda protegido de manera efectiva.

En el caso concreto del convertidor resonante de los imanes pulsados, se ha optado por no instalar una red de acondicionamiento RC en paralelo con el interruptor de estado sólido al considerarse que su implementación no es estrictamente necesaria, así como tampoco aportaría una mejora sustancial a la protección de los dispositivos semiconductores, por lo que no se justificaría añadir más componentes que sólo incrementarían el coste y la complejidad del circuito. El motivo de esta decisión es que la posibilidad de sobretensiones en la conmutación al pasar a estado de conducción queda descartada dado que la energía que se deriva a la carga proviene del propio banco de condensadores del convertidor. El comportamiento del circuito queda definido pues por la constante de tiempo LC por lo que no pueden existir tensiones de elevada dv/dt que estén por encima de las especificaciones del interruptor de estado sólido o de los diodos de recuperación rápida.

En cambio, sí que se ha optado por un diodo de libre circulación para *recortar* o suavizar el pico de la corriente de recuperación inversa, mediante el diodo D_{rev} en serie con la resistencia R_{rev} tal como se muestran en la Figura 63. En realidad, el pico queda enmascarado y no aparece en el pulso de corriente que circula por la bobina del imán, pero no así en el interruptor de estado sólido SCR1, que lo asume como pérdidas durante la conmutación. En la Figura 64, obtenida mediante simulación con SPICE⁵³, se ve claramente el proceso. Una vez el pico de corriente llega a su máximo, el voltaje en la inductancia L_m invierte su polaridad (curva en azul celeste) y el diodo D_{rev} entra en conducción. Cuando D1 y SCR1 entran en conducción inversa, una vez pasado el tiempo de almacenamiento t_a , la corriente a través del diodo de libre circu-

⁵³ Al contrario que PSIM, el simulador SPICE contempla el tiempo de recuperación inversa en un tiristor.

lación se extingue de forma suave según la constante de tiempo R/L definida por el valor de la resistencia R_{rev} más la resistencia en polarización directa del diodo, de manera que contrarresta el pico de corriente negativa y el efecto neto es un pulso de corriente $I(L_m)$ en la bobina del imán como el que se muestra en la Figura 64. El valor de esta resistencia se ajustará en función del tiempo de caída t_c de D1.

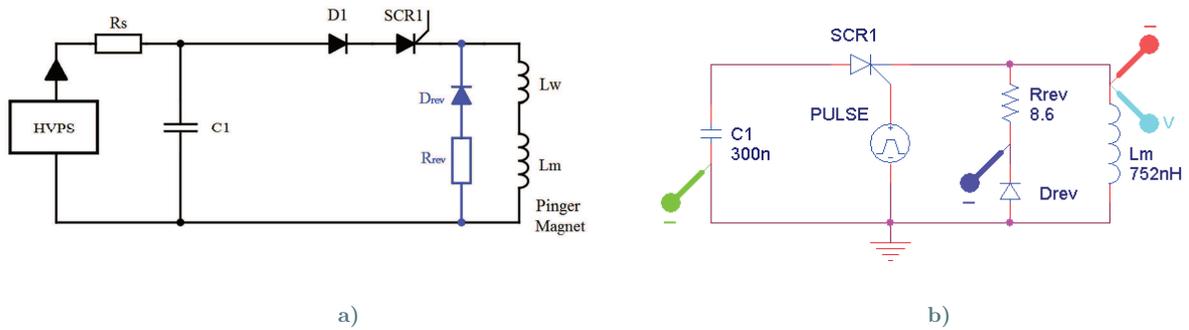


Figura 63. a) Circuito del convertidor resonante al que se ha añadido una rama RD para extinguir la corriente de forma suave al final del pulso. b) Circuito usado para la simulación mediante SPICE.

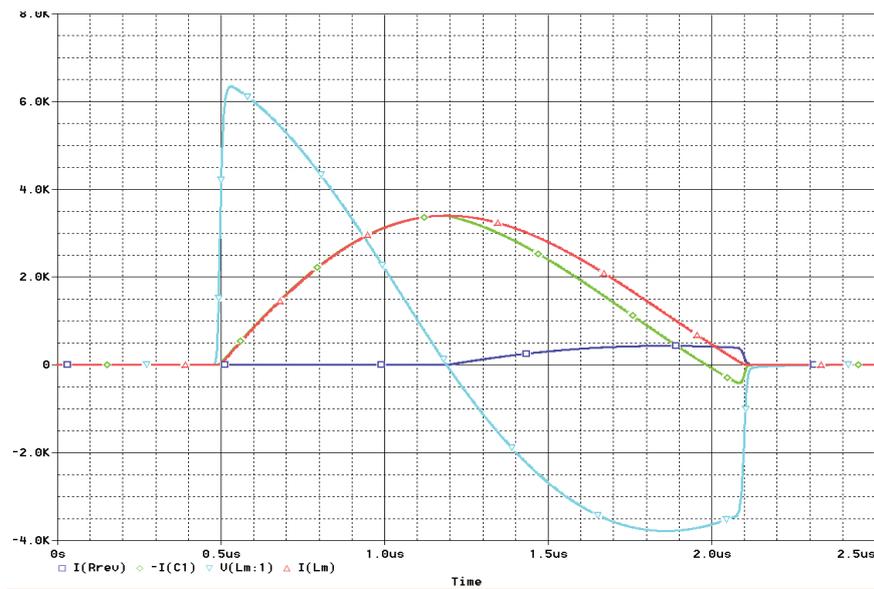


Figura 64. Forma de onda de la corriente en cada una de las ramas del circuito de la Figura 63.b).

4.6. CUADRO RESUMEN DE MAGNITUDES

A continuación se muestra una tabla donde hemos recopilado todas las magnitudes físicas que hemos calculado hasta ahora referentes al circuito convertidor y a los imanes de los *pingers* de diagnóstico, para una mayor comodidad y para su consulta rápida.

	<i>Pinger</i> horizontal	<i>Pinger</i> vertical	Unidades	Letra
Deflexión máxima del haz	2.0	1.4	mrad	α
Longitud del pulso de corriente	1.5	1.5	μs	T_p
Longitud del núcleo magnético	300	300	mm	l_h, l_v
Ancho del entrehierro	94	38	mm	w_h, w_v
Altura del entrehierro	38	94	mm	h_h, h_v
Autoinductancia del imán	933	152	nH	L_{mh}, L_{mv}
Autoinductancia parásita del cableado y otros	600	600	nH	L_w
Autoinductancia total	1533	752	nH	L_{Th}, L_{Tv}
Capacitancia total	149	303	nF	C_h, C_v
Densidad de flujo magnético (máx.)	66.7	46.7	mT	B_h, B_v
Corriente de pico en el inductor	2017	3493	A	I_{ph}, I_{pv}
Voltaje de carga condensadores (máx.)	6470	5503	V	V_{ch}, V_{cv}
Corriente de carga condensadores (mín.)	6	10	mA	I_{Ch}, I_{Cv}
Potencia de carga (mín.) @3.125 Hz	39	57.5	J/s	P_{ch}, P_{cv}

Tabla 6. Cuadro recopilatorio de las magnitudes físicas más relevantes, explicadas y calculadas en este estudio.

CAPÍTULO 5

SIMULACIONES

Una de las herramientas indispensables para el diseño de circuitos electrónicos en general son los códigos de simulación. El uso de este tipo de software se ha extendido prácticamente en todas las áreas de la ingeniería (eléctrica, mecánica, de control, etc.) y su utilización es conveniente siempre que se sea consciente de las limitaciones del software. Obviamente no podemos esperar que el resultado de una simulación sea una réplica exacta del comportamiento del circuito real, pero aplicando reglas de forma apropiada podemos acercarnos bastante. Para el diseñador es una herramienta que le ayuda a tomar decisiones y aumenta enormemente la productividad durante la fase de diseño.

5.1. SIMULACIÓN DEL PULSO DE CORRIENTE

Para simular el comportamiento del convertidor resonante hemos utilizado el software de simulación PSIM desarrollado por Powersim. Es un software especializado en electrónica de potencia que se basa en la *simulación por lotes*, también denominada de *eventos discretos*, en la que el sistema se modela como una secuencia de eventos discretos en el tiempo. Cada evento tiene lugar en un instante de tiempo concreto y cada vez que ocurre un evento equivale a un cambio de estado del sistema. Por definición, entre dos eventos consecutivos se asume que el sistema no cambia de estado, por lo que la simulación puede literalmente *saltar* en el tiempo de un evento a otro. Como consecuencia, este tipo de simulación es mucho más rápida que la simulación mediante SPICE que utiliza métodos numéricos y análisis por nodos que consumen gran cantidad de recursos de la computadora que ejecuta la simulación. En contrapartida, podemos perder cierta resolución en los resultados obtenidos. Por poner un ejemplo concreto, PSIM no tiene en cuenta el proceso de recuperación inversa en un semiconductor al producirse la conmutación desde el estado de conducción al de bloqueo, pero se ha considerado que su uso es apropiado para la simulación de la aplicación que abordamos en este estudio.

A continuación, se muestran los modelos que simulan los convertidores resonantes correspondientes a cada uno de los *pingers* de diagnóstico, junto con las formas de onda obtenidas.

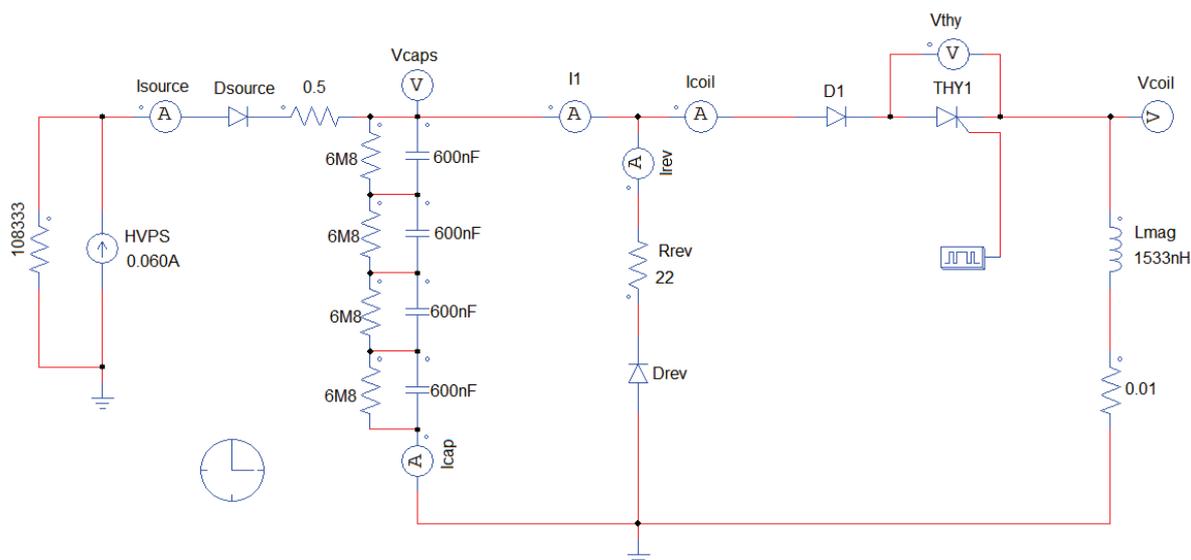


Figura 65. Modelo del convertidor resonante usado para simular el *pinger* horizontal.

En la Figura 65 se muestra el circuito para la simulación del *pinger* horizontal donde aparecen los elementos más relevantes. Por un lado, la fuente de alto voltaje con corriente de carga constante⁵⁴ se ha modelado mediante su circuito equivalente de Norton, es decir, un generador DC de corriente de 60 mA en paralelo con una impedancia equivalente, representada en este caso por una resistencia cuyo valor dependerá de la tensión inicial que se quiera aplicar al banco de condensadores, que se calculará según la ley de Ohm.

Para este caso, se ha escogido el valor máximo de tensión de la aplicación, que según la Tabla 6 es de 6.5 kV. Normalmente, este tipo de fuentes de alto voltaje incorpora una protección para evitar que se deriven corrientes del circuito hacia la fuente. Dicha protección se ha representado en el modelo mediante el diodo D_{source} . La fuente carga el banco de capacitores formado por cuatro condensadores de 600 nF cada uno con sus respectivas resistencias para descarga de seguridad de 6M8 ohms. La capacitancia total es de 150 nF en concordancia con el valor de diseño. La inductancia del circuito L_{mag} es la suma de la inductancia del imán más la inductancia parásita, que según el valor de la Tabla 6 es de 1533 nH. El interruptor de estado sólido y el módulo de diodos de recuperación rápida se representan en el modelo mediante el tiristor THY1 y el diodo D1 respectivamente.

El simulador nos permite introducir determinados parámetros para cada uno de estos componentes, como la máxima caída de tensión en conducción, la corriente mínima de mantenimiento, tensión umbral, etc. Se han añadido también el diodo D_{rev} y la resistencia R_{rev} para, en caso que fuera necesario, proporcionar a la corriente un

⁵⁴ El valor de la corriente de carga dependerá del modelo de fuente que se escoja finalmente para la aplicación.

circuito secundario en paralelo al inductor durante la segunda mitad de pulso. Este circuito secundario conecta la resistencia R_{rev} en serie con el interruptor de estado sólido para suavizar el pico de la intensidad de recuperación inversa que se ha mencionado en el capítulo anterior.

En la Figura 66 podemos ver el pulso de corriente en la bobina del imán (I_{coil}). La amplitud es 2020 A y el ancho de pulso es de 1.54 μ s lo cual está en concordancia con los valores previamente calculados (ver Tabla 6). También se muestra la forma de onda que presenta la tensión en los terminales de la bobina del imán (V_{coil}) y en los del banco de condensadores (V_{caps}) durante la generación del pulso.

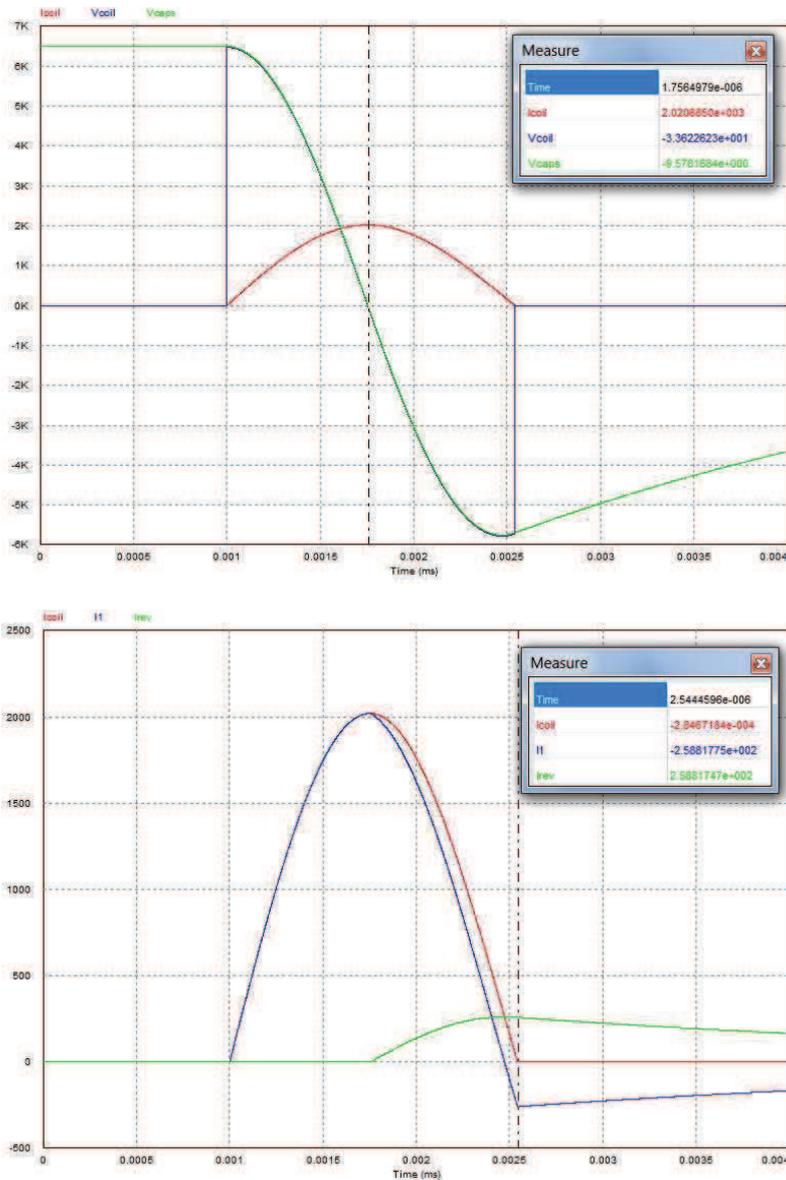


Figura 66. Pulso de corriente para el *pinger* horizontal.

En la captura de la parte inferior se muestran las corrientes que concurren en el nudo principal. Durante la segunda mitad del pulso, después de que se haya invertido la tensión en la bobina, D_{rev} entra en conducción y se cumple que $I_{coil} = I_1 + I_{rev}$. Se observa que para un valor de R_{rev} de 22Ω la corriente de pico que soporta el diodo no llega a los 250 A. Estos datos nos servirán para dimensionar el diodo D_{rev} . Por otro lado, las resistencias que conforman R_{rev} , serán resistencias que puedan disipar potencias de varias decenas de vatios y es muy importante que no sean resistencias bobinadas ya que añadirían una inductancia extra al circuito, por lo que las resistencias de película metálica son las más convenientes.

De manera similar se ha procedido con la simulación del convertidor resonante para el *pinger* vertical. La única diferencia radica en el valor de la capacitancia y la inductancia del circuito, cuyos valores son 300 nF y 752 nH respectivamente. Como se puede observar en el circuito modelado en la Figura 67, el banco de capacitores está formado por ocho condensadores⁵⁵ de 600 nF conectados en serie y en paralelo.

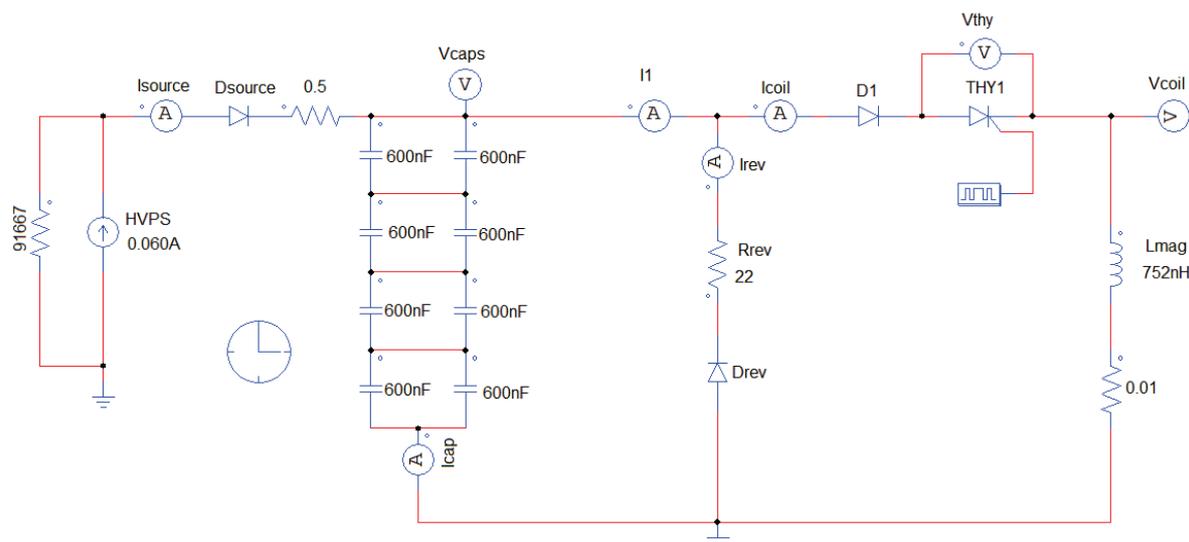


Figura 67. Modelo del convertidor resonante usado para simular el *pinger* vertical.

El pulso se ha generado con las condiciones de máxima tensión de carga en los condensadores, que para este caso es de 5500 V . Dicho valor se consigue ajustando la resistencia equivalente asociada a la fuente de corriente constante de 60 mA . Las formas de onda obtenidas para el pulso de corriente, mostradas en la Figura 68, corroboran de nuevo los valores calculados que se enumeran en la Tabla 6. La corriente de pico es de 3441 A y el tiempo de pulso es de $1.52 \mu\text{s}$.

⁵⁵ Se puede ver que los condensadores no llevan asociados las resistencias de descarga. Esto se debe a una limitación en el número de componentes que permite la licencia de PSIM en su versión gratuita de estudiante. En todo caso, dichas resistencias no son relevantes para el resultado de la simulación.

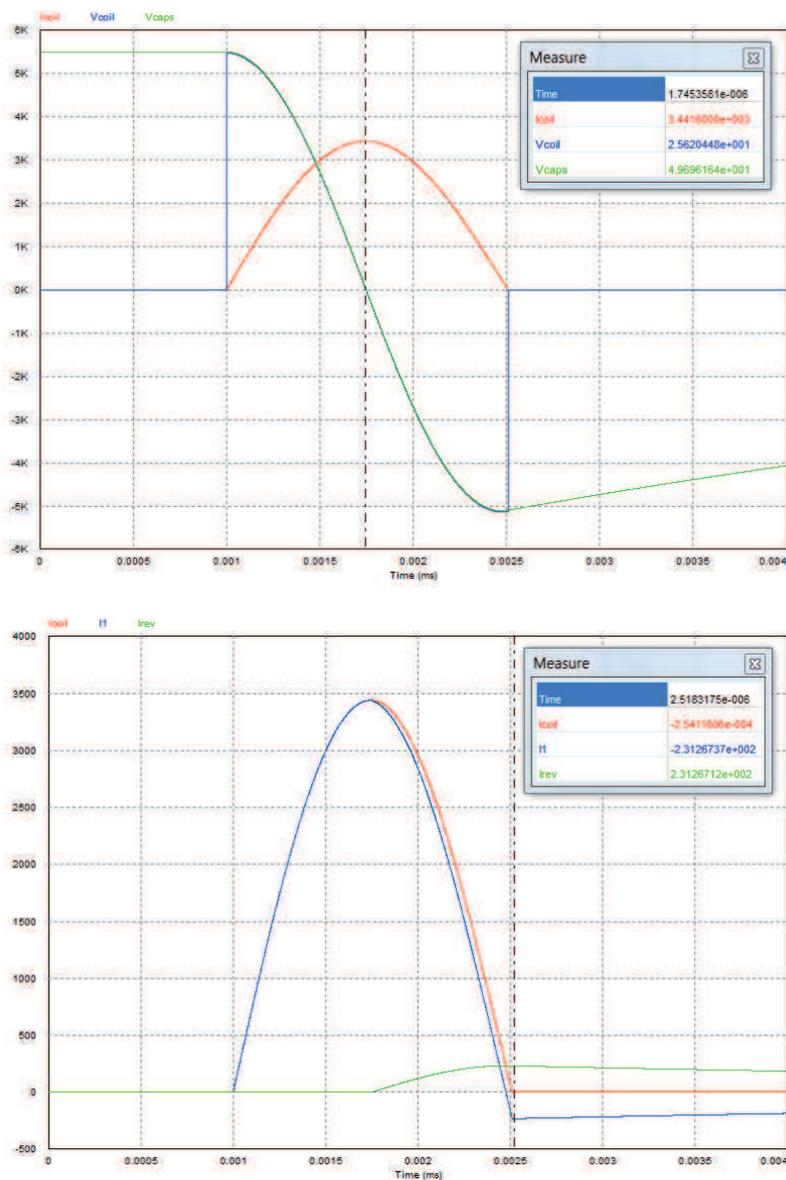


Figura 68. Pulso de corriente para el *ping* vertical.

5.2. SIMULACIÓN DEL CAMPO MAGNÉTICO

Para evaluar el campo magnético generado por los pulsos de corriente que recorren la bobina del imán, tanto desde un punto de vista cuantitativo como cualitativo, se ha recurrido al programa de simulación Quickfield desarrollado y distribuido por Tera Analysis Ltd. Se trata de un software basado en el análisis por medio del *método de los elementos finitos*, que es un método numérico general para la aproximación de soluciones de ecuaciones diferenciales parciales muy utilizado en problemas diversos tanto de la física como de la ingeniería. Quickfield permite analizar y resolver problemas relacionados con electromagnetismo y electrostática, tanto en régimen transitorio como en régimen continuo (DC) o periódico (AC), problemas de transferencia de calor o análisis de estrés.

Dicho método divide el dominio del problema (entendiéndose por dominio el material, cuerpo o estructura que se va a analizar) en una colección de subdominios denominados *elementos finitos*, cada uno de los cuales representado a su vez por un conjunto de ecuaciones más simples que localmente hacen una aproximación de las ecuaciones originales que caracterizan el problema, mucho más complejas y que normalmente suelen consistir en ecuaciones diferenciales parciales, como ya se ha referido antes.

La subdivisión de un dominio en partes más simples o elementos finitos comporta una serie de ventajas, como el poder representar geometrías complejas de manera precisa, el poder definir distintas partes de un material que tengan propiedades diferentes o poder capturar efectos muy localizados que se escaparían a la solución global.

Dentro de cada elemento se distinguen una serie de puntos representativos llamados *nodos* cuyo número es finito, y el conjunto de nodos, considerando además sus relaciones de adyacencia, se llama *malla*. Hay que puntualizar que la solución obtenida por el método de elementos finitos es aproximada y sólo coincide con la solución exacta precisamente en los nodos. En el resto de puntos que no son nodos, la solución se obtiene por interpolación a partir de los resultados obtenidos para los nodos. Es por eso que en una región del dominio en la que se tenga un especial interés, la *densidad de nodos* denominada también *densidad de malla*, será mayor precisamente para poder observar efectos locales que requieran de una atención específica.

A continuación se expondrán los resultados de las simulaciones obtenidos mediante este método de análisis. Primeramente, Quickfield requiere que se defina el tipo de situación que se quiere analizar, que en este caso se corresponde con un fenómeno magnético en régimen transitorio. El problema presenta una simetría plano-paralela a lo largo del imán, por lo que hay que especificar la longitud del núcleo de ferritas en el eje z . A partir de las dimensiones del imán se dibuja la sección del nú-

cleo formado por las ferritas y la bobina. Por razones de simetría sólo es necesario dibujar un cuarto de la sección transversal como se muestra en la Figura 71. Se especifican los tipos de materiales que componen la sección, que en este caso consisten en ferrita, cobre y aire, así como su permeabilidad magnética relativa. En el caso del cobre se especifica también su conductividad eléctrica y luego se define el pulso de corriente que recorre la bobina. Para ello sólo hay que asociar un sencillo circuito formado por un generador de corriente de onda sinusoidal con la misma frecuencia angular del pulso que vamos a generar (Figura 70). La amplitud de la onda de dicho generador será la *mitad* del valor calculado para el pico de corriente que aparece en la Tabla 6, ya que la sección de cobre contenida en la zona donde se realiza el análisis es la mitad de la sección total del conductor.

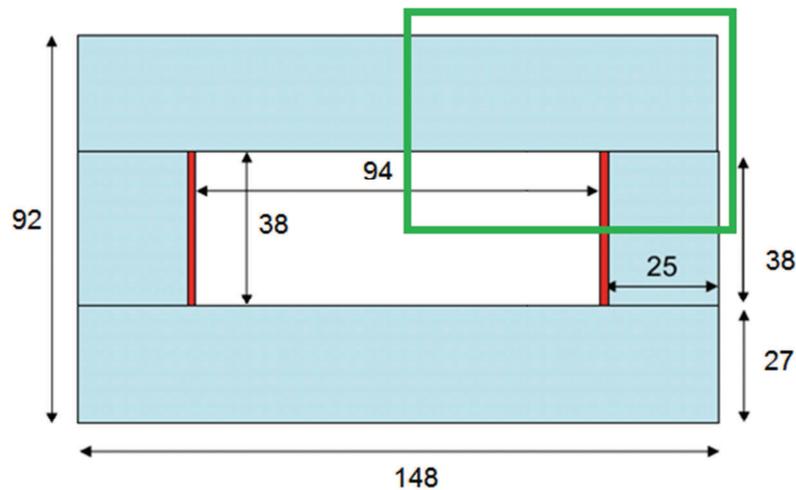


Figura 69. Geometría del imán horizontal y la sección de interés delimitada por el cuadrado verde donde se realizará el análisis.

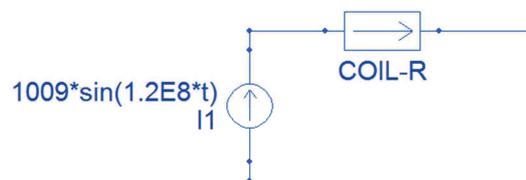


Figura 70. Circuito asociado a la bobina del *ping* horizontal.

Posteriormente el preprocesador del programa dibuja sobre la sección la malla formada por los nodos⁵⁶ que definen cada uno de los elementos finitos. En caso de disponer de un número limitado de nodos, se puede ajustar manualmente la densidad

⁵⁶ La cantidad de nodos viene limitada a 255 para la versión gratuita de estudiante de Quickfield.

de malla en aquellos puntos de interés, como por ejemplo en las zonas cercanas a la bobina de cobre donde se espera una disminución de la densidad de flujo magnético. En el dibujo, rodeados por un círculo, aparecen los vértices de cada uno de los bloques donde podemos ajustar la densidad de malla. Cuanto mayor es el círculo mayor es la distancia entre nodos, y menor es la densidad.

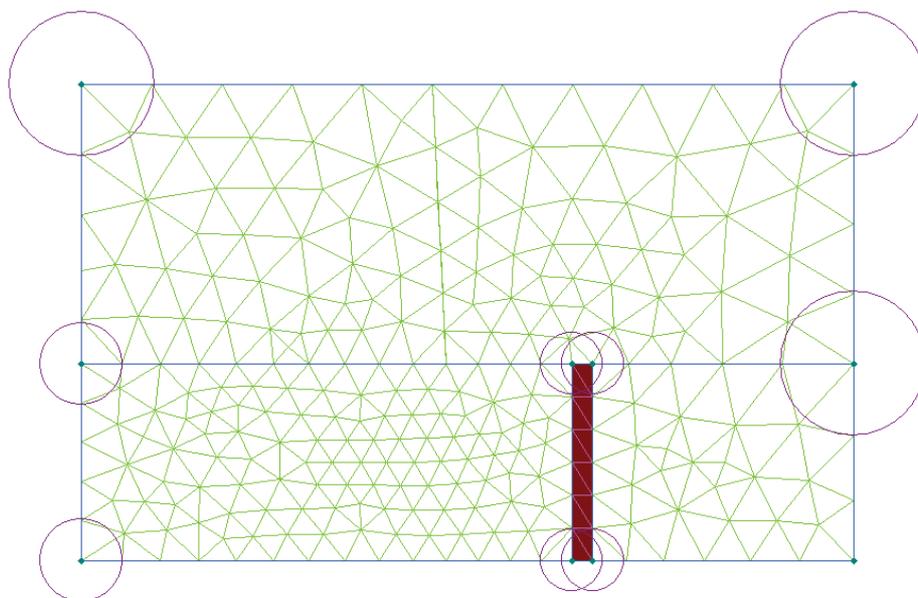


Figura 71. Un cuarto de la sección del imán horizontal donde se muestra el conductor marcado en rojo y la malla de nodos generada por el preprocesador del programa,

Se puede observar el resultado de la simulación en la Figura 72. El instante capturado corresponde a la máxima intensidad de pico de la corriente en la bobina.

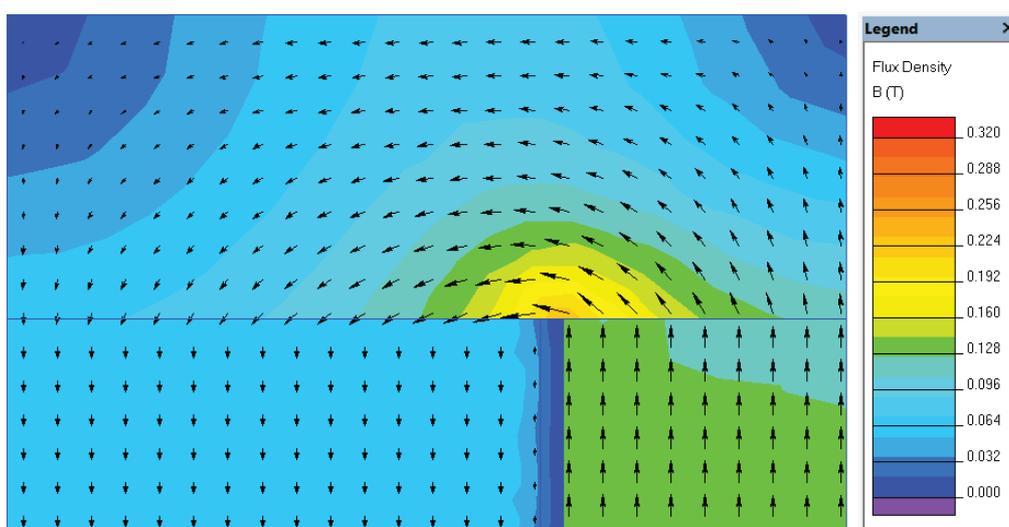


Figura 72. Simulación del campo magnético para el *pinger* horizontal.

Dicha simulación necesita que previamente se defina el paso temporal o *time step* y el intervalo total de tiempo. De este modo el programa puede componer una *película* de la evolución temporal del campo en las ferritas y en el entrehierro. Las flechas o vectores corresponden a la densidad de flujo magnético y la gradación de colores simboliza la magnitud de dicho vector. Se observa que el fondo de escala (rojo) corresponde a 0.32 T que es precisamente la densidad de flujo a la que se produce la saturación del material según la hoja de especificaciones en el Anexo 1. Observando el mapa de densidades de flujo que se ha obtenido, se deduce rápidamente que la ferrita no llega a la saturación cuando la corriente de excitación es máxima, lo cual asegura que las dimensiones escogidas para los bloques de ferrita son las correctas. De este modo el modelo queda validado en parte, pero hay que tener en cuenta que en la simulación no se ha tomado en consideración la cámara cerámica ni el efecto que el recubrimiento de titanio puede tener en la atenuación del campo magnético, que se analizará en Capítulo 6. Esto es debido a que el grosor de dicho recubrimiento, de tan solo 400 nm, es tan pequeño que el simulador no tiene precisión suficiente para poder representar este elemento.

Otro efecto que se puede observar es el debilitamiento del campo en las zonas cercanas al conductor de cobre. Según las medidas realizadas sobre la simulación del imán horizontal, el valor del vector \vec{B} es de 0.067 T cuando la corriente de excitación es máxima, lo cual concuerda con los cálculos y dicho valor es prácticamente constante en la mayor parte del entrehierro, excepto cerca de la bobina. A partir de unos 3 mm de distancia al conductor empieza a decaer y se reduce a la mitad justo sobre la superficie de éste. Esto supone que el campo magnético tiene cierta dependencia transversal en los extremos del entrehierro y deben realizarse medidas en el imán real para caracterizar el perfil del campo y poder validar el modelo. Pero por otro lado, el grosor de la pared de la cámara cerámica es de 5.75 mm, por lo se puede asegurar que el campo magnético mantendrá su homogeneidad en toda la región delimitada por las paredes interiores de la cámara, y que corresponde al vacío por donde circula el haz de electrones.

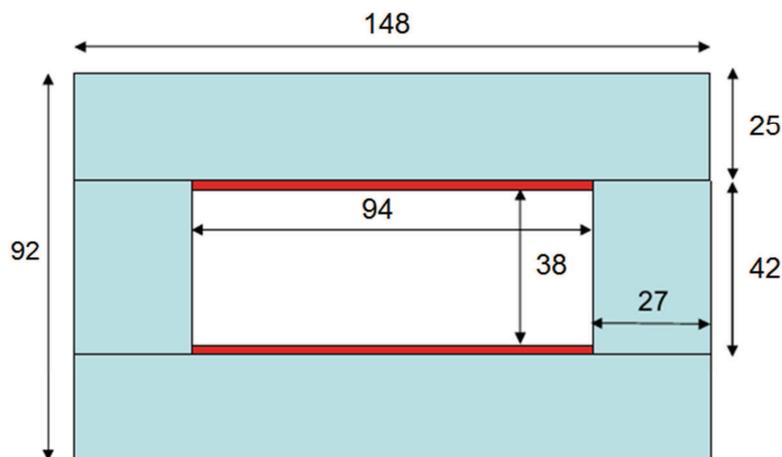


Figura 73. Geometría y dimensiones del imán vertical.

Del mismo se ha procedido con el imán vertical, realizando el mismo tipo de comprobaciones y se demuestra también que los resultados obtenidos están en concordancia con los valores calculados. La densidad de flujo magnético calculada por el simulador es de 0.047 T presentando también una dependencia transversal cerca de la bobina. Igual que con el imán horizontal, la zona de dependencia queda fuera del vacío del anillo de almacenamiento.

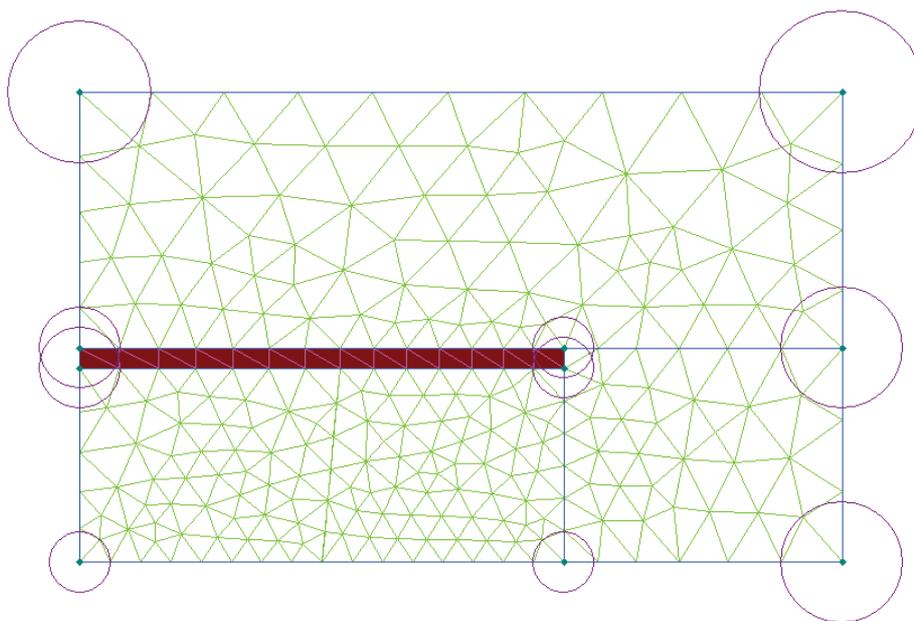


Figura 74. Sección del imán vertical con el conductor marcado en rojo.

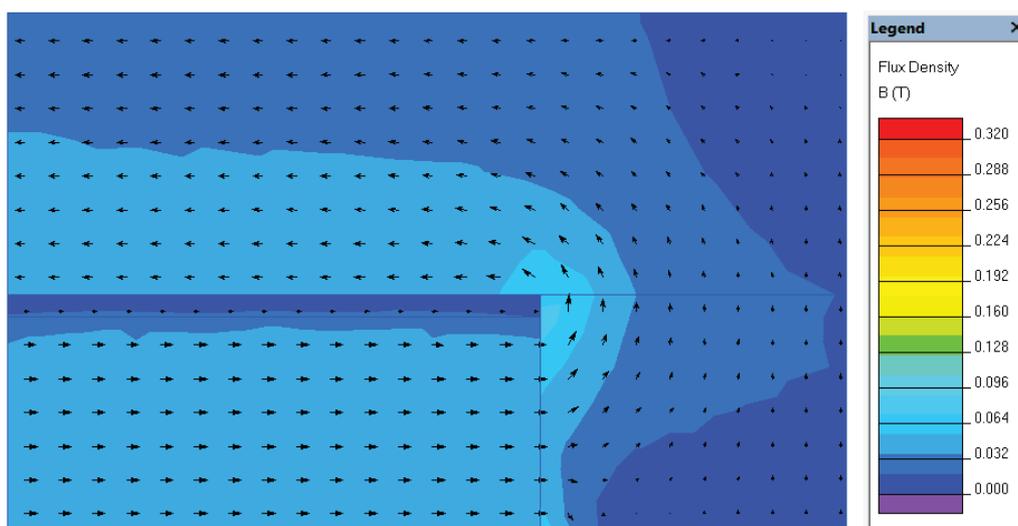


Figura 75. Simulación del campo magnético para el pinger horizontal.

CAPÍTULO 6

DISEÑO DE LA CÁMARA CERÁMICA

Otro de los aspectos clave del que dependerá en buena parte el acierto en el diseño de los imanes pulsados de diagnóstico es la elección de la cámara cerámica, y concretamente, especificar el grosor adecuado que ha de tener el recubrimiento de titanio de las paredes internas de la cámara. Como ya se ha comentado en la sección 3.1 se ha decidido usar una de las cámaras cerámicas de recambio reservadas inicialmente para los *kickers* de inyección del sincrotrón ALBA. Una de las razones para tomar esta decisión es que el hecho de evitar la fabricación de otra cámara, a lo que hay que incluir también el complejo y costoso proceso de deposición de la película de titanio, ha supuesto una reducción en los costes iniciales de alrededor del 40%. Evidentemente, es necesario hacer previamente un pequeño estudio de viabilidad para asegurarnos que la cámara es compatible con la aplicación que pretendemos implementar. Dicho estudio, requiere aplicar formulaciones de cierta complejidad derivadas de la teoría electromagnética que se alejan un poco de los conceptos de la electrónica de potencia que se han tratado en capítulos anteriores, pero se ha considerado importante incluirlo en el presente trabajo para despejar dudas sobre la conveniencia de utilizar dicha cámara cerámica y asentar así los fundamentos que aseguren la consecución del proyecto. Para ello, se ha realizado un análisis basado en los resultados de trabajos previos realizados por otros autores a los que convenientemente se hace referencia junto con el título de la publicación. Dicho listado puede encontrarse en el apartado creado para tal uso en los capítulos finales de esta monografía.

Como ya se ha comentado, el grosor del recubrimiento de titanio se escoge en función de los siguientes factores:

- (1) para que sea lo suficientemente resistivo como para que el calor producido por las corrientes de *eddy* y el producido por la corriente *imagen*⁵⁷ no dañe la película metálica ni el sistema de vacío.
- (2) para afectar lo menos posible, tanto en fase como en amplitud, al campo magnético pulsado en el interior de la cámara. El tiempo de subida del pulso es muy importante para evitar que la perturbación del se prolongue más allá del tiempo de una revolución al anillo.

⁵⁷ Ver sección referente a las cámaras cerámica en el Capítulo 2.

En esta sección, se pretende calcular la potencia disipada en el recubrimiento de titanio debido a estos dos factores, así como caracterizar la distorsión del campo magnético debido a las corrientes parásitas. Se muestra el método para evaluar dichas cantidades en el caso de una cámara cerámica con una geometría predefinida (rectangular en el caso de ALBA) y los cálculos se realizarán considerando el peor de los casos, es decir, tomando el valor límite de intensidad del haz de electrones (400 mA) y el valor máximo de densidad de flujo magnético para el pulso (0.067 T) correspondiente al *pinger* horizontal.

6.1. DISTORSIÓN DEL CAMPO MAGNÉTICO PULSADO

Las corrientes de *eddy* generadas en el recubrimiento de titanio impiden la penetración del pulso magnético en la cámara, dependiendo del tiempo de subida del pulso y del grosor del recubrimiento. Según los cálculos de S.H. Kim [1], el campo magnético que atraviesa la capa de titanio en el caso de una cámara cerámica rectangular como la usada en ALBA se puede expresar en los siguientes términos: sea t_p el tiempo de duración del pulso magnético semisinusoidal generado por el *pinger*, y de frecuencia angular $\omega = 2\pi/T = \pi/t_p$, entonces:

- para $t \leq t_p$ la expresión del campo en el interior de la cámara es:

$$B_{int}(t) = B_0 \left[\frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \sin(\omega t - \phi) + \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} e^{-t/\tau} \right] \quad (5-1)$$

- para $t > t_p$ la expresión del campo es:

$$B_{int}(t) = B_0 \left[\frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \left(1 + e^{-\frac{t_p}{\tau}} \right) e^{-(t-t_p)/\tau} \right] \quad (5-2)$$

donde la constante de tiempo τ , para una cámara rectangular⁵⁸ [1] es igual a:

$$\tau = \frac{2\mu_0\sigma wd}{\pi}$$

⁵⁸ Ver Tabla 1 en las páginas finales de dicha publicación.

En el caso de ALBA, el valor de cada una de las magnitudes es el siguiente:

B_0 : valor de pico del campo magnético pulsado = 0.067 T

t_p : longitud del pulso = 1.5 μ s

σ : conductividad del titanio = $2.341 \cdot 10^6$ S

w : ancho de la cámara cerámica = 0.08 m

d : grosor de la capa de titanio

Introduciendo en una hoja de cálculo los valores correspondientes a ALBA y variando el grosor d en la expresión (5-1) y (5-2), obtenemos la Figura 76 donde se puede apreciar claramente el efecto de atenuación y de ensanchamiento del pulso debido al retardo introducido por la constante de tiempo τ .

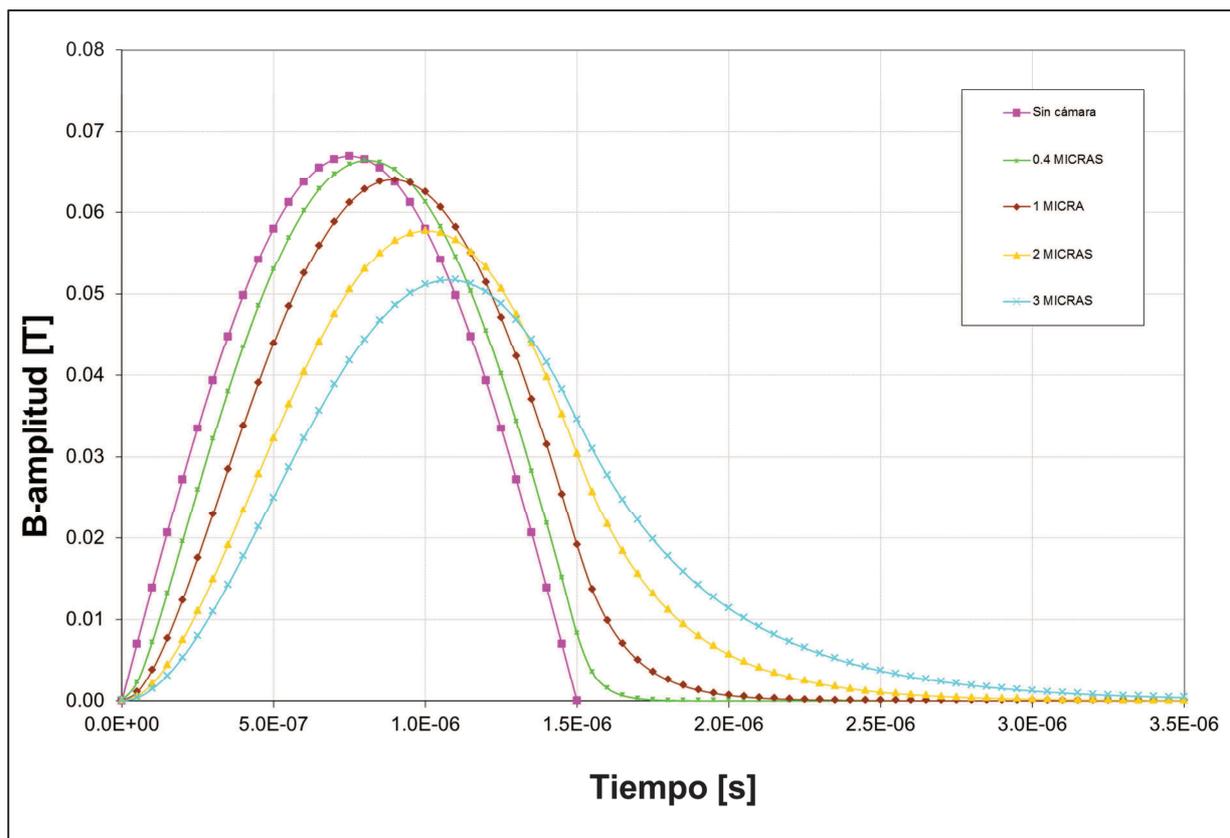


Figura 76. Amplitud del campo magnético B en función del grosor de la película de titanio.

Tomando como referencia la señal sinusoidal pura (en fucsia) del campo externo de excitación, podemos ver como el campo al penetrar la cámara sufre una atenuación en amplitud, así como se alarga el tiempo de pulso y el valor de pico se retrasa. La Tabla 7 resume los valores medidos sobre el gráfico de ambos efectos:

Grosor d [μm]	Atenuación [%]	Longitud [μs]	Retardo [μs]
0.4	0.75	1.70	0.05
1	4.5	2.05	0.15
2	13.4	2.65	0.25
3	22.4	3.45	0.35

Tabla 7. Efecto de las corrientes de *eddy* en el pulso magnético

Se ha tomado el valor de 0.4 μm para el estudio porque es el grosor real del recubrimiento de las cámaras cerámicas de ALBA y nos servirá de referencia. Como se puede ver, para grosores por encima de 0.4 micras, el alargamiento del pulso magnético es inaceptable, llegando a duplicarse para 3 micras. Aunque la atenuación puede ser compensada aumentando el voltaje de la fuente de alimentación, no así el alargamiento del pulso magnético, ya que depende de las características de la cámara.

6.2. POTENCIA DISIPADA DEBIDO A LAS CORRIENTES DE *EDDY*

El campo magnético pulsado del *ping* genera corrientes de remolino o de *eddy* en la capa de titanio que producen el apantallamiento del campo. En esta sección, calcularemos la corriente de *eddy* total y la disipación de potencia resultante en el recubrimiento para un determinado grosor d .

Por conveniencia para el cálculo y porque así lo permite la simetría de la cámara, la Figura 77 muestra un cuarto o cuadrante de la superficie total de titanio sometida a un campo magnético variable en el tiempo, donde l es la longitud de la cámara, $w_{1/2}$ corresponde a la mitad de la anchura total de la cámara y d al grosor de la capa de titanio. Las caras laterales no se tienen en cuenta porque su vector de superficie es perpendicular al campo, y el voltaje inducido por el campo magnético será igual a cero. Según la ley de Faraday:

$$V = -\frac{d\Phi_m}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

$$V = 0 \quad \text{si } \vec{B} \perp \vec{A}$$

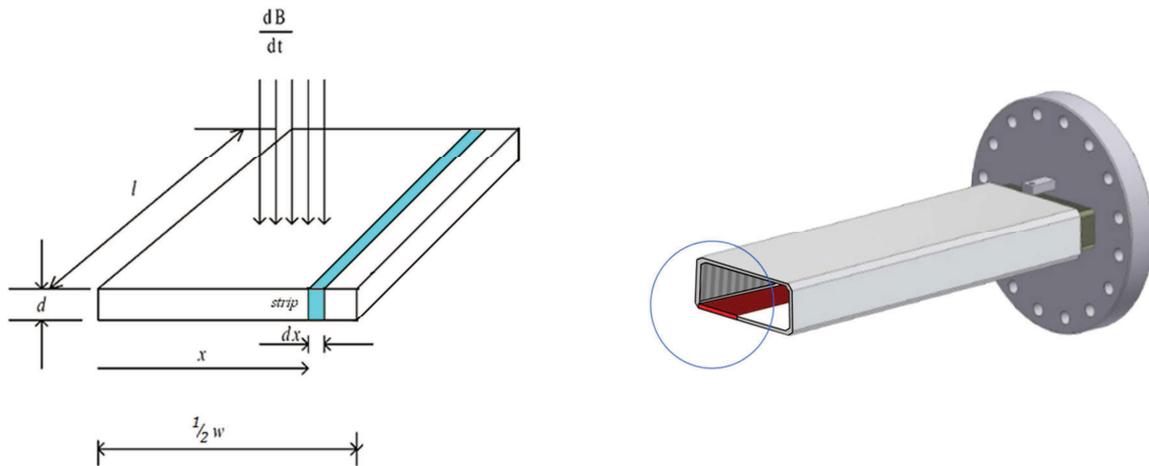


Figura 77. Esquema del recubrimiento de Ti en la cámara cerámica (un cuadrante de cámara)

El voltaje inducido por el campo magnético variable sobre una tira o *strip* de longitud l y de ancho dx será:

$$|V| = A \cdot \frac{dB}{dt} = x \cdot l \cdot \frac{dB}{dt}$$

donde Φ_m es el flujo magnético y A es el área de la superficie normal al flujo (de un cuadrante). El diferencial de corriente de *eddy* dI_e creado por este voltaje será:

$$dI_e = \frac{V}{R} = A \cdot \frac{dB}{dt} \cdot \frac{1}{R}$$

$$R = \mathcal{R}_\square \cdot \frac{l}{dx}$$

donde R es la resistencia de la tira de titanio y \mathcal{R}_\square es la *resistencia superficial*, que es una medida de la resistencia para capas delgadas y de grosor uniforme. Por definición, se considera como dimensión longitudinal L aquella que es paralela al sentido de circulación de una hipotética corriente eléctrica que recorre la superficie. Por lo tanto la resistencia superficial depende de la dirección en que se mida.

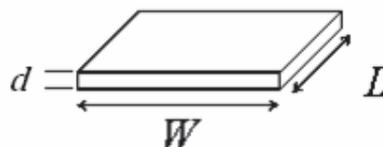


Figura 78. El cálculo de la resistencia superficial considera que la dirección de la corriente es paralela a L .

Las unidades de \mathcal{R}_\square son *ohmios* (Ω) aunque alternativamente también se expresa a veces como *ohmios por unidad de superficie cuadrada* (Ω/\square) o *ohms per square*. El motivo es que una lámina de forma cuadrada ($L = W$) con una resistencia superficial de $1 \Omega/\square$ tendrá una resistencia de 1Ω , independientemente de las dimensiones del cuadrado. Esta unidad de resistencia puede ser pensada como *ohmios por la relación de aspecto*. En general, podemos expresarla como:

$$\mathcal{R}_\square = \frac{1}{\sigma d}$$

donde σ es la conductividad del material (en Siemens) y d es el grosor de la capa.

Continuando con el desarrollo de la expresión de las corrientes de *eddy* en el material, finalmente obtenemos:

$$dl_e = \frac{V}{R} = \frac{A \cdot \frac{dB}{dt}}{\mathcal{R}_\square \cdot \frac{l}{dx}} = \frac{1}{\mathcal{R}_\square} \cdot \frac{dB}{dt} \cdot x dx$$

La derivada del campo magnético dB/dt es función del pulso de corriente I_p aplicado a la bobina y del tiempo t , y se expresa del siguiente modo:

$$\frac{dB}{dt} = \frac{d}{dt} B_0 \sin(\omega_p t) = \frac{\omega_p \mu_0 I_p}{g} \cos(\omega_p t)$$

donde B_0 se obtiene de aplicar la ley de Biot-Savart para un dipolo, ω_p es la frecuencia angular efectiva del pulso de corriente y g es la separación del entrehierro del *pínger*.

Ahora podemos calcular el diferencial de potencia disipada en las *strips* o tiras debido a las corrientes de *eddy*:

$$dP = \frac{V^2}{R} = \frac{x^2 l^2 \left(\frac{dB}{dt}\right)^2}{\mathcal{R}_\square l/dx} = \frac{l}{\mathcal{R}_\square} \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 x^2 dx$$

Si integramos a lo largo del eje x para los cuatro cuadrantes obtenemos la potencia total:

$$P(t) = 4 \int_0^{w_{1/2}} \frac{dP}{dx} dx = 4 \int_0^{w_{1/2}} \frac{l}{\mathcal{R}_\square} \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 x^2 dx = 4 \frac{l}{\mathcal{R}_\square} \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \frac{w_{1/2}^3}{3}$$

Finalmente, la potencia media disipada para un pulso semisinusoidal de duración t_p y con una frecuencia de repetición f_r será:

$$\begin{aligned}\langle P \rangle &= f_r \int_0^{t_p} P(t) dt = f_r \int_0^{t_p} 4 \frac{l}{\mathcal{R}_\square} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{w_{1/2}^3}{3} dt = f_r \frac{4l}{\mathcal{R}_\square} \frac{w_{1/2}^3}{3} \int_0^{t_p} B_0^2 \omega_p^2 \cos^2(\omega_p t) dt = \\ &= f_r \frac{4l}{\mathcal{R}_\square} \frac{w_{1/2}^3}{3} B_0^2 \omega_p^2 \left[\frac{t}{2} + \frac{\text{sen}(2\omega_p t)}{4\omega_p} \right]_0^{t_p} = f_r \frac{4l}{\mathcal{R}_\square} \frac{w_{1/2}^3}{3} B_0^2 \omega_p^2 \frac{t_p}{2}\end{aligned}$$

También podemos expresar la frecuencia angular ω_p del pulso como:

$$\omega_p = \frac{2\pi}{T} = \frac{\pi}{t_p}$$

Así podemos simplificar la fórmula de la potencia disipada a la expresión final:

$$\boxed{\langle P_{eddy} \rangle = 2l\sigma d \frac{w_{1/2}^3}{3} B_0^2 \pi^2 \frac{f_r}{t_p}} \quad (5-3)$$

Podemos concluir que la potencia disipada por corrientes de *eddy* es directamente proporcional al grosor de la capa, así como a la conductividad del material, longitud y especialmente al semi-ancho de la cámara elevada a la tercera potencia.

Si sustituimos en la expresión (5-3) los valores reales correspondientes a ALBA obtenemos la siguiente relación que sólo depende del grosor de la capa de titanio y es directamente proporcional a éste:

$$\boxed{\langle P_{eddy} \rangle = 2.77 \cdot 10^6 \cdot d \text{ [W]}} \quad (5-4)$$

donde hemos usado los siguientes valores:

l : longitud de la cerámica bajo la influencia del campo magnético = 0.3 m

$w_{1/2}$: mitad del ancho interno de la cerámica = 0.04 m

σ : conductividad del titanio = $2.341 \cdot 10^6$ S

B_0 : valor de pico del campo magnético pulsado = 0.067 T

f_r : frecuencia de repetición = 3.125 Hz

t_p : longitud del pulso = 1.5 μ s

6.3. POTENCIA DEPOSITADA DEBIDA AL HAZ ALMACENADO

Cuando tenemos un haz de electrones circulando por una cámara de vacío, el campo electromagnético creado por las partículas cargadas que forman el haz produce en la pared de la cámara una corriente *imagen* de signo contrario y que circula por el anillo a la par que el haz de electrones. Para una carga estática, las líneas de campo eléctrico parten desde la carga de forma isotrópica (en sentido radial y en todas direcciones), pero a velocidades ultrarelativistas el campo eléctrico se comprime formando un disco infinitamente plano alrededor del haz como vemos en la Figura 79.

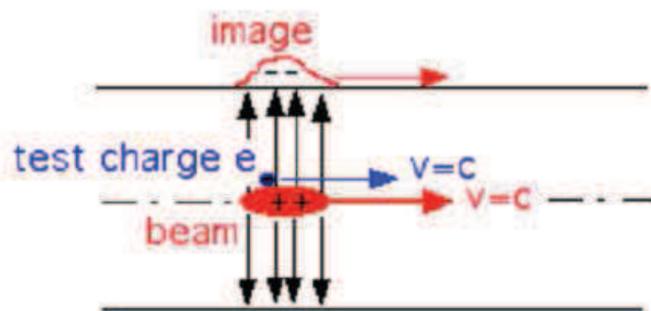


Figura 79. Haz ultrarelativista viajando por una cámara de vacío.

Las líneas de campo magnético forman anillos concéntricos alrededor del haz, y a medida que éste se desplaza por el vacío de la cámara, todo este patrón de campo electromagnético viaja con la carga sin dejar líneas tras de sí. Esto es así en condiciones ideales, pero en realidad, la cámara de vacío presenta discontinuidades debido a que su sección varía a lo largo del recorrido y, a pesar de ser conductora, ofrece cierta resistencia eléctrica por lo que aparecen una serie de inestabilidades, que se explican dentro de la *teoría de inestabilidades y efectos colectivos* en aceleradores de altas energías [2].

En el caso de la cámara cerámica, dichas inestabilidades aparecen debido a que el recubrimiento interno de titanio, a pesar de ser un buen conductor, ofrece cierta resistencia al paso de la corriente imagen. Debido a la existencia de esta impedancia que ve el haz a su paso, se produce el calentamiento de la cámara de vacío y se generan también una serie de pérdidas *parásitas* no deseadas en la energía de los electrones. La formulación matemática de dicha impedancia Z_{\parallel} en la dirección del movimiento de los electrones está expresada mediante una parte real y otra imaginaria, pero sólo la *parte real* contribuye a estas pérdidas parásitas.

Según S.Kurennoy [3], la parte real de dicha impedancia es constante y no varía en el tiempo, y viene dada por:

$$\Re(Z_{\parallel}(\omega)) = \frac{l}{2\pi b} \mathcal{R}_{\square} = \text{constante} \quad (5-5)$$

donde l es la longitud de la cámara, y b es el radio para una cámara de geometría circular. Para el caso de una cámara cerámica de geometría rectangular como la que nos ocupa, podemos aproximar la expresión (5-5) haciendo que el radio b sea igual a la mitad de la altura de la cámara [4][5][6]. Como podemos ver, la expresión de la parte real de la impedancia depende también de la resistencia superficial de la película de titanio que vimos en el apartado anterior.

Por otro lado, las pérdidas no deseadas en la energía del haz $\Delta\mathcal{E}$, debido a la impedancia de la cámara, se expresan como:

$$\Delta\mathcal{E} = -k_L \cdot q^2$$

donde q es la carga eléctrica total del haz y k_L se conoce como *factor de pérdidas* o *loss factor*.

Para calcular el factor de pérdidas k_L , según A. Chao [2], hay que considerar que el haz está formado por paquetes de electrones con una distribución gaussiana y de longitud temporal σ_t . La fórmula para poder calcular dicho factor es la siguiente:

$$k_L = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \Re(Z_{\parallel}) e^{-(\omega\sigma_t)^2} d\omega$$

Como (5-5) es constante puede sacarse fuera de la integral:

$$k_L = \Re(Z_{\parallel}) \int_0^{\infty} e^{-(\omega\sigma_t)^2} d\omega = \Re(Z_{\parallel}) \frac{1}{\sigma_t} \int_0^{\infty} e^{-(\omega\sigma_t)^2} d(\omega\sigma_t)$$

Realizando el siguiente cambio de variable $x = \omega\sigma_t$ se obtiene:

$$k_L = \Re(Z_{\parallel}) \frac{1}{\sigma_t} \int_0^{\infty} e^{-x^2} dx = \frac{\Re(Z_{\parallel}) \sqrt{\pi}}{\sigma_t} \frac{1}{2}$$

Y finalmente la expresión del factor de pérdidas es igual a:

$$k_L = \frac{\mathcal{R}_{\square} l}{4\pi\sqrt{\pi}b\sigma_t} \quad (5-6)$$

Por último, se puede calcular la potencia disipada en la cámara de vacío, una vez que se ha obtenido el factor de pérdidas, mediante la expresión [4]:

$$\langle P_{beam} \rangle = \frac{k_L}{nf_{rev}} I_{tot}^2 = \frac{\mathcal{R}_\square l}{4\pi\sqrt{\pi}b\sigma_t} \frac{I_{tot}^2}{nf_{rev}} \quad (5-7)$$

donde I_{tot} es la corriente total del haz de electrones, n es el número de paquetes que conforman el haz, y f_{rev} es la frecuencia de revolución a lo largo del anillo de almacenamiento. Si sustituimos en (5-7) los valores reales correspondientes a ALBA, obtenemos la siguiente expresión, que como se puede observar es inversamente proporcional al grosor de la capa de titanio:

$$\boxed{\langle P_{beam} \rangle = \frac{1}{40081.3 \cdot d} [W]} \quad (5-8)$$

Para obtener la relación (5-8) se han usado los siguientes valores:

n : número de paquetes de electrones que puede contener el anillo de ALBA= 448

f_{rev} : frecuencia de revolución = 1.115 MHz

σ : conductividad del titanio = $2.341 \cdot 10^6$ S

b : mitad de la altura de la cámara = 0.012 m

l : longitud total de la cerámica = 0.78 m

σ_t : longitud del paquete de electrones (1σ)= 16 ps

6.4. EFECTO *SKIN-DEPTH* O EFECTO PELICULAR

Otro aspecto a tener en cuenta en el estudio del recubrimiento de titanio es el *efecto piel* o *pelicular*⁵⁹. Consiste este efecto en que un flujo magnético variante en el tiempo, al atravesar la sección de un circuito magnético (*e.g.* lámina metálica) dicho flujo no se distribuye uniformemente sino que se localiza mayormente en la superficie. Esto se debe a la generación de corrientes de *eddy* cuando una onda electromagnética atraviesa un medio conductor, resultando en que parte de la energía electromagnética se transforma en calor, derivando en una reducción de la intensidad de los campos eléctricos y magnéticos y en la consiguiente atenuación de la onda. La densidad de corrientes de *eddy* no es uniforme, siendo mayor en la superficie que en el interior de la capa, de modo que se forma un gradiente. Este fenómeno hace que la resistencia eléctrica del medio varíe en función de la frecuencia de la corriente.

La *profundidad de piel* o *skin-depth* es la profundidad a la que la densidad de corriente disminuye hasta $1/e$ (aproximadamente un 37%) de su valor en la superficie, y se expresa así:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$$

donde:

ω : es la frecuencia angular del pulso;

μ : es la permeabilidad magnética total de la capa ($\mu = \mu_r\mu_0 \approx 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$);

σ : es la conductividad del titanio ($= 2.341 \cdot 10^6 \text{ S}$)

Para que un campo magnético pulsado sea capaz de atravesar el recubrimiento de titanio con la mínima atenuación, es condición indispensable que la profundidad de piel de la capa sea mucho mayor que su grosor. En estas condiciones podemos considerar también que la resistencia superficial \mathcal{R}_\square es *constante* y no varía con la frecuencia, ya que podemos considerar que la densidad de corriente apenas sufre variación de su valor en superficie respecto a su valor en el interior de la capa de titanio. Poniendo como ejemplo los *kickers* de ALBA, la longitud de pulso (semisinusoidal) es de unos 5.5 μs por lo que la profundidad de piel es igual a $\delta = 1.1 \text{ mm}$. Este valor es del orden de casi 3000 veces mayor que el grosor del recubrimiento de titanio de la cámara cerámica.

⁵⁹ Término derivado de su denominación en inglés: '*skin-depth effect*'.

Si realizamos el mismo cálculo para los *pingers* de diagnóstico, la profundidad de piel es igual a:

$$\delta_{pinger} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \sqrt{\frac{2}{2,094,395 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 2.341 \cdot 10^6}} = 0.4 \text{ mm}$$

que es del orden de unas 1000 veces mayor al grosor del recubrimiento, por lo que se cumple la condición para que pueda ser penetrado por el campo magnético pulsado.

En resumen, se puede afirmar que para un material con una conductividad determinada se cumple el hecho de que a mayor frecuencia menor profundidad de penetración del pulso magnético y mayor atenuación. Si para una frecuencia determinada el grosor del recubrimiento igualase a la profundidad de piel, los pulsos de frecuencia más alta serían completamente apantallados, siendo imposible que pudieran atravesar la capa metálica.

6.5. CALENTAMIENTO DE LA CÁMARA CERÁMICA

También puede resultar interesante calcular el aumento de temperatura en la superficie de la cámara cerámica mediante la siguiente expresión:

$$\Delta T = \frac{\langle P_{total} \rangle d_c}{A K} \quad (5-9)$$

$\langle P_{total} \rangle$: es la potencia total disipada por la película de titanio, debido al haz y a las corrientes de *eddy* y que será a igual a la suma de los valores obtenidos en (5-4) y en (5-8).

A : es el área total que cubre el titanio sobre las paredes internas de la cámara;

d_c : es el grosor de la paredes de la cámara cerámica, 5.75 mm;

K : conductividad calorífica de la cerámica, aproximadamente igual a 20 W/(m · °C) a 25 °C.

6.6. RESULTADOS

Una vez realizados los cálculos, y habiendo simplificado las expresiones de las potencias disipadas en ambos casos a sencillas relaciones matemáticas que sólo dependen de una constante y del grosor d del recubrimiento, se procede a dar valores a éste parámetro para así poder ver gráficamente como varía la potencia disipada:

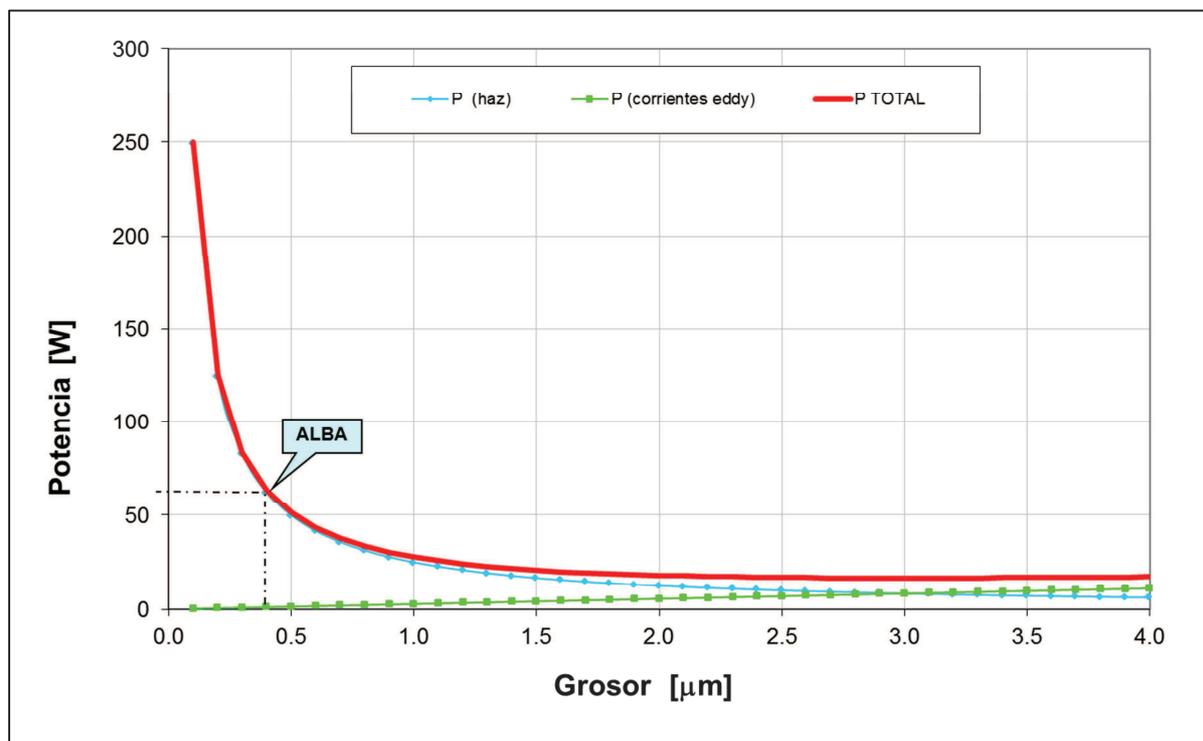


Figura 80. Potencia disipada en función del grosor del recubrimiento.

En la gráfica puede verse como la potencia depositada por el haz aumenta rápidamente para grosores menores a $0.5 \mu\text{m}$ ya que la expresión (5-8) es una función de proporcionalidad inversa, mientras que la potencia disipada por las corrientes de *eddy* aumentan lentamente de forma proporcional al grosor, según la expresión (5-4). La suma de ambas es la curva en rojo que observamos en la gráfica. Hemos marcado el punto que corresponde al caso real de ALBA, en que las cámaras cerámicas tienen un recubrimiento de titanio de sólo $0.4 \mu\text{m}$ de espesor, que se corresponden a una potencia disipada total de 63.5 W/m^2 . En la Tabla 8 están todos los valores que conforman los puntos de la gráfica, obtenidos usando las expresiones (5-4) y (5-8) desarrolladas en los apartados anteriores.

d (grosor)	Potencia (haz)	Potencia (corrientes eddy)	Potencia TOTAL	ΔT ceramica	Long. pulso
μm	W	W	W	$^{\circ}\text{C}$	μs
0.1	249.49	0.28	249.77	1.06	
0.2	124.75	0.55	125.30	0.53	
0.3	83.16	0.83	83.99	0.36	
0.4	62.37	1.11	63.48	0.27	1.70
0.5	49.90	1.38	51.28	0.22	
0.6	41.58	1.66	43.24	0.18	
0.7	35.64	1.94	37.58	0.16	
0.8	31.19	2.21	33.40	0.14	
0.9	27.72	2.49	30.21	0.13	
1.0	24.95	2.77	27.72	0.12	2.05
1.1	22.68	3.04	25.72	0.11	
1.2	20.79	3.32	24.11	0.10	
1.3	19.19	3.60	22.79	0.10	
1.4	17.82	3.87	21.69	0.09	
1.5	16.63	4.15	20.78	0.09	
1.6	15.59	4.43	20.02	0.09	
1.7	14.68	4.70	19.38	0.08	
1.8	13.86	4.98	18.84	0.08	
1.9	13.13	5.26	18.39	0.08	
2.0	12.47	5.53	18.01	0.08	2.65
2.1	11.88	5.81	17.69	0.08	
2.2	11.34	6.08	17.43	0.07	
2.3	10.85	6.36	17.21	0.07	
2.4	10.40	6.64	17.03	0.07	
2.5	9.98	6.91	16.89	0.07	
2.6	9.60	7.19	16.79	0.07	
2.7	9.24	7.47	16.71	0.07	
2.8	8.91	7.74	16.65	0.07	
2.9	8.60	8.02	16.62	0.07	
3.0	8.32	8.30	16.61	0.07	3.45
3.1	8.05	8.57	16.62	0.07	
3.2	7.80	8.85	16.65	0.07	
3.3	7.56	9.13	16.69	0.07	
3.4	7.34	9.40	16.74	0.07	
3.5	7.13	9.68	16.81	0.07	
3.6	6.93	9.96	16.89	0.07	
3.7	6.74	10.23	16.98	0.07	
3.8	6.57	10.51	17.08	0.07	
3.9	6.40	10.79	17.18	0.07	
4.0	6.24	11.06	17.30	0.07	---

Tabla 8. Valores de potencia disipada obtenidos para diferentes grosores.

Para el caso de ALBA, podemos calcular también el incremento de temperatura que experimentaría la cámara cerámica para poder determinar qué sistema de refrigeración sería el más conveniente.

Retomando la expresión (5-9) y sustituyendo por los valores correspondientes obtenemos el valor del aumento de temperatura esperado en la superficie de la cerámica:

$$P_{total} = 63.5 \text{ W}$$

$$A = 0.0564 \text{ m}^2$$

$$K \approx 20 \text{ W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C}) \text{ @}25^\circ\text{C}$$

$$d_c = 5.75 \text{ mm}$$

$$\Delta T = \frac{\langle P_{total} \rangle d_c}{A K} \approx 0.27^\circ\text{C}$$

Se puede ver que la temperatura en la superficie de la cámara cerámica se vería incrementada sólo en unas 3 décimas de grado. Con un sencillo sistema de ventilación por aire comprimido, que distribuya el flujo de aire de manera uniforme sobre la cara superior e inferior de la cámara de vacío es suficiente para mantener la temperatura controlada.

CAPÍTULO 7

RESUMEN DE MEDIDAS REALIZADAS

A continuación se explican brevemente las pruebas preliminares que se han podido realizar antes de la publicación de esta memoria sobre el prototipo del convertidor resonante cuyo circuito se ha descrito en un capítulo anterior. Por conveniencia, los ficheros con todas las medidas realizadas se adjuntan en los anexos, mientras que en el presente capítulo se detallarán algunas de las figuras de mérito más relevantes

7.1. ANCHO DE PULSO

En la Figura 81 se muestra de manera gráfica el pulso de corriente obtenido durante las medidas preliminares y las partes características de dicha pulso que merecen especial atención. Se observa que la forma de la onda de corriente presenta al inicio un escalón de pequeña amplitud cuya duración corresponde a lo que se denomina *turn-on delay time* en la hoja de especificaciones (retardo de encendido), con un valor típico de 180 ns pero que dependerá de las condiciones de operación.

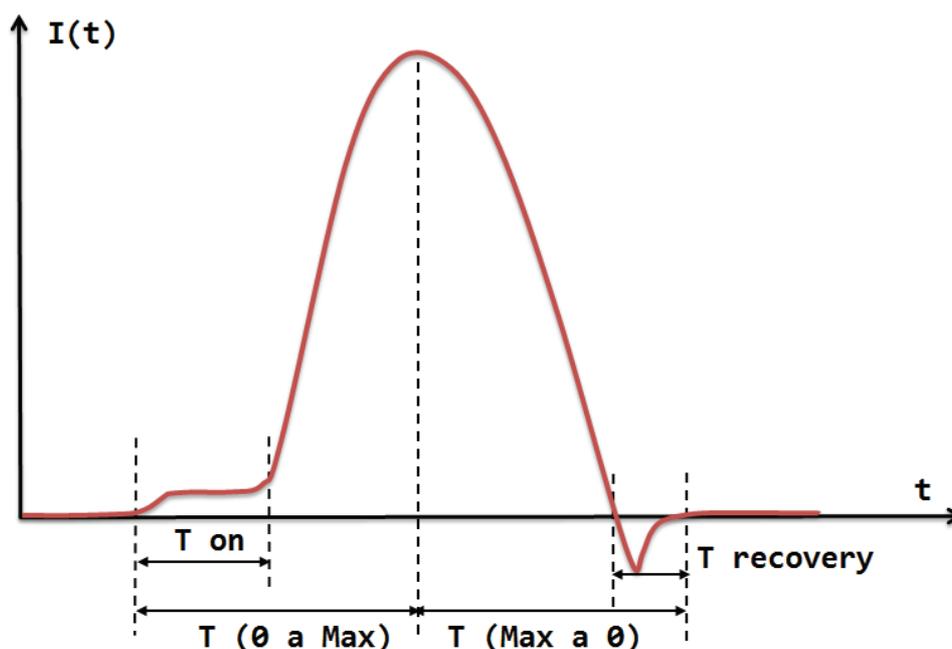


Figura 81. Representación gráfica de la forma de onda del pulso de corriente obtenida en las medidas preliminares.

Dicho valor disminuye cuando aumenta la tensión entre ánodo y cátodo como se observa en las medidas adjuntas en los anexos. Entre un rango entre 800 V y 10 kV, dicho retardo disminuye desde 300 ns hasta 45 ns. En la Figura 82 se muestra a modo de ejemplo la medida realizada con un osciloscopio, y concretamente aparece la medida del retardo de encendido. Inversamente, la amplitud o *plateau* de esta corriente aumenta con el voltaje, pero la relación entre la corriente de encendido y el pico de la onda I_{on}/I_{max} es decreciente.

En la parte final del pulso de corriente aparece la corriente de recuperación inversa, pues en el circuito prototipo se ha optado por no instalar de momento un diodo de libre circulación en serie con una resistencia. El valor medido para la recuperación inversa está entre $80 \div 115$ ns, y se corresponde con el tiempo dado por el fabricante para los diodos de recuperación rápida.

El tiempo de subida del pulso $T(0 \text{ a Max})$ incluye el tiempo de retardo de encendido y se mide desde el instante en que la corriente deja de ser cero hasta que llega al valor de pico. Este tiempo deber ser menor al tiempo de revolución de 896 ns como ya se ha comentado anteriormente. De la misma manera, el tiempo de bajada $T(\text{Max a } 0)$ que incluye el tiempo de recuperación inversa, debe ser menor al tiempo de revolución. Ambas tiempos deben cumplirse para que el ancho total del pulso de corriente pueda ser considerado como válido y origine un campo magnético pulsado ajustado a las especificaciones. Según las medidas adjuntas en los anexos, para el *pinger* horizontal esto se cumple en el rango que va desde los 2.1 kV a los 10 kV, lo que nos proporciona un rango de ángulos de deflexión desde 0.32 mrad hasta 2 mrad.

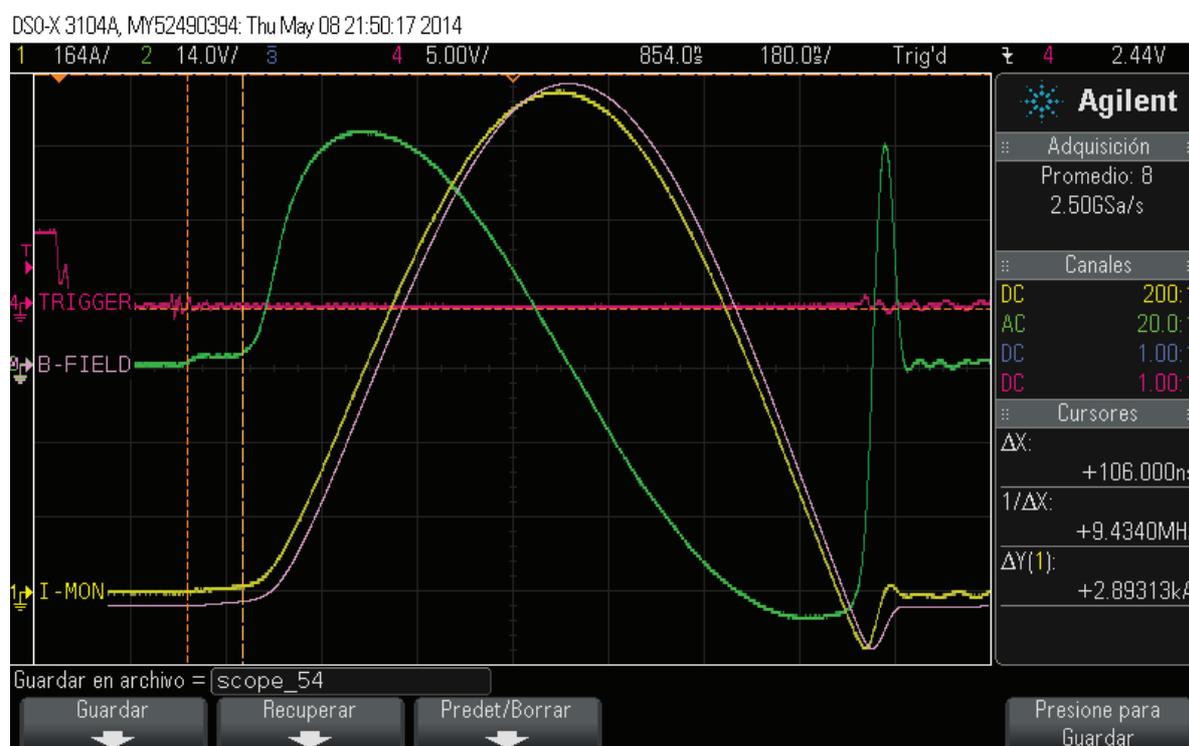


Figura 82. Forma de onda obtenida con el osciloscopio. La medida realizada con los cursores verticales de tiempo corresponde al retardo de encendido.

Estrictamente hablando, para el *ping* horizontal los pulsos de corriente originados mediante una consigna de voltaje por debajo de 2.1 kV no serían válidos para realizar diagnóstico, pues el haz sería perturbado dos veces, una de ellas por el campo magnético generado por la pequeña corriente de encendido y otra por el valor de pico de dicho pulso, con lo que tendríamos un efecto acumulativo.

Del mismo modo para el *ping* vertical, obtenemos pulsos de corriente válidos a partir de 1.8 kV, cubriendo un rango de ángulos de deflexión del haz que irían desde los 0.18 mrad a los 1.5 mrad, acorde a las especificaciones.

7.2. CAMPO MAGNÉTICO

Para medir el campo magnético en el interior de la cámara cerámica se ha fabricado una pequeña bobina enrollando sobre un cuerpo de fibra de vidrio tres espiras de hilo de cobre de 0.2 mm de diámetro. El área definida por las espiras es de 28 x 6.3 mm. Mediante un soporte hecho también en fibra de vidrio podemos medir el campo en diferentes puntos a lo largo y ancho del interior de la cámara. Las líneas de campo magnético pulsado, al atravesar el área delimitada por las espiras de la bobina de prueba, generan un voltaje como el que se puede ver en la Figura 82 (en verde). Si se integra esta señal en el tiempo se obtiene la forma de onda del campo magnético (en rosa) que se ve en la pantalla del osciloscopio en unidades de $\mu\text{V} \cdot \text{s}$. Al dividir el valor máximo de la onda integrada por el área y el número de espiras de la bobina obtenemos el valor de pico del campo magnético (en Teslas). Los valores obtenidos para diferentes voltajes se muestran en los ficheros adjuntos en los anexos.

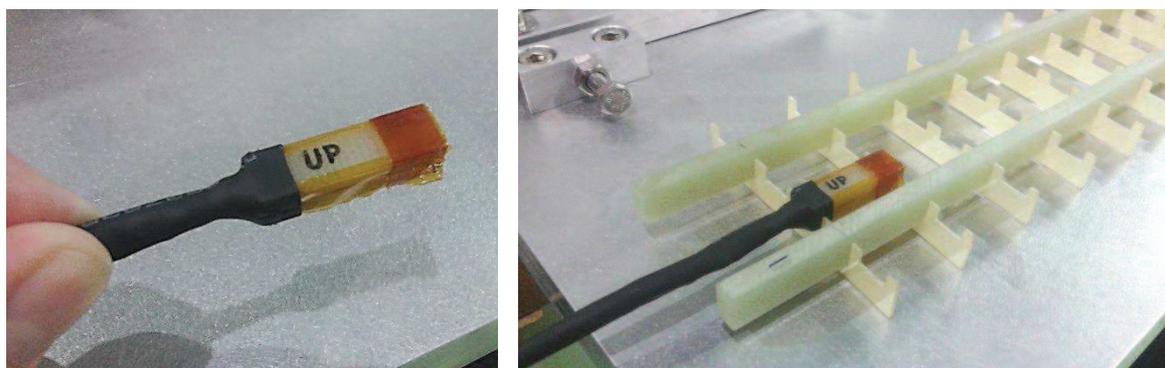
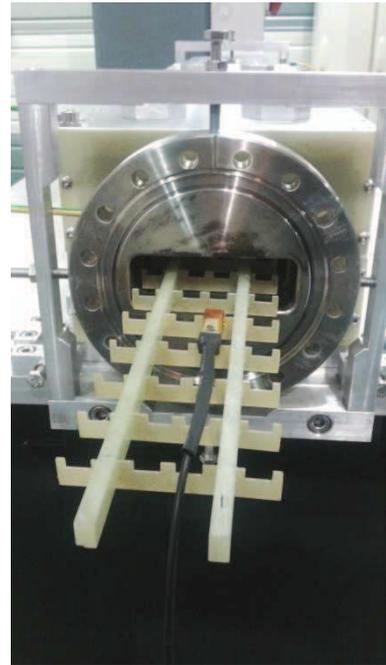


Figura 83. Bobina de prueba de área 28x6.3 mm y 3 espiras para las medidas de campo magnético en el interior de la cámara.

Para el *ping* horizontal se obtiene un valor de campo magnético de 66 mT para una corriente de pico de 1811 A con un ángulo de deflexión de 2 mrad. Y para el *ping* vertical se obtiene un pico de campo magnético de 50 mT para una corriente de 3290 A con un ángulo de deflexión de 1.5 mrad. En ambos casos son valores muy similares a los calculados.

Es importante que la bobina de medidas se mantenga en posición perpendicular a las líneas de flujo magnético para obtener una lectura precisa. Para ello se ha fabricado el soporte que se ve en la Figura 84.

Figura 84. Soporte con la bobina de pruebas para hacer las medidas de campo magnético a punto de ser introducida en el interior de la cámara cerámica.



7.3. TEMPERATURA DISIPADA POR LOS TIRISTORES

El interruptor de estado sólido basado en tiristores es el elemento que disipa más potencia en el circuito debido a que tiene que asumir las pérdidas por conmutación. Este componente en concreto incorpora una protección contra temperatura excesiva que se activa cuando ésta supera los 71 °C sobre la caja de plástico. Con la ayuda de una cámara térmica se ha podido registrar de manera precisa la temperatura sobre la carcasa del interruptor en diferentes condiciones de trabajo para determinar si el dispositivo es capaz de disipar el calor producido durante las conmutaciones.

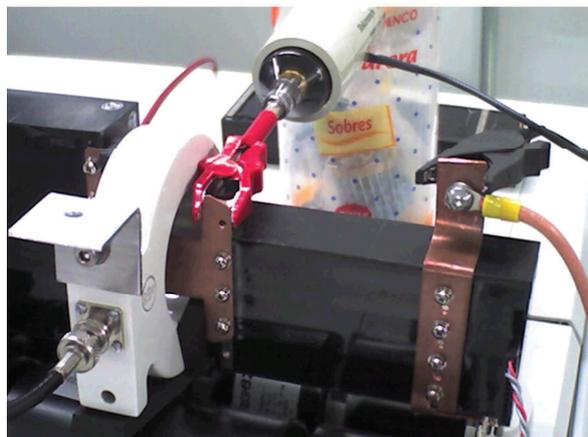


Figura 85. Configuración de los diferentes equipos de medida: un transformador de corriente para medir la intensidad del pulso y una sonda de alto voltaje para medir el voltaje ánodo-cátodo en el interruptor.

Se ha sometido el circuito del pinger horizontal a un régimen de carga máxima, que se corresponde a un voltaje de carga de los condensadores de 6500 V para generar un pico de corriente de 2000 A y a la frecuencia de 3.125 Hz. En el primer caso (Figura 86) no se ha utilizado ningún tipo de refrigeración y la temperatura máxima alcanzada en la superficie de la caja del interruptor ha sido de 67.9 °C después de cuarenta minutos de operación y de haber llegado a un equilibrio térmico.

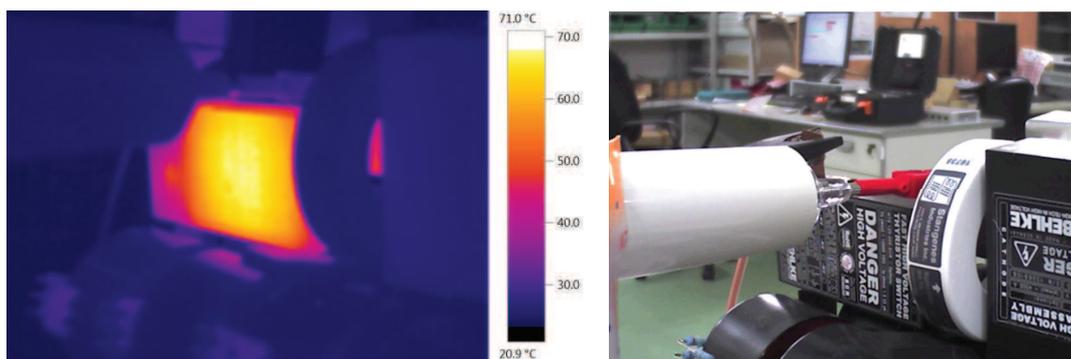


Figura 86. Pruebas a carga máxima sin usar ventilación: 6500 V, 2000 A. Temperatura máxima: 67.9 °C

Seguidamente se ha repetido la prueba pero usando ventilación forzada mediante un grupo de ventiladores (Figura 87). La temperatura final se ha estabilizado en 51.1 °C dejando un margen de seguridad de casi 20 °C.

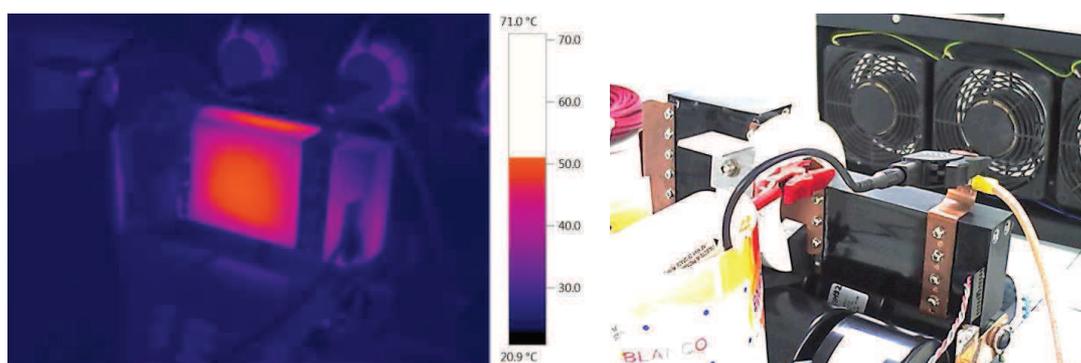


Figura 87. Pruebas a carga máxima con refrigeración forzada: 6500 V, 2000 A. Temperatura máxima: 51.1 °C

CONCLUSIONES

En vista a los resultados obtenidos en las medidas previas realizadas sobre el prototipo parece posible construir un sistema relativamente simple y económico, capaz de cubrir los requerimientos de diseño. En gran parte esto ha sido posible gracias al uso de interruptores de estado sólido basados en tiristores, de pequeño tamaño y bajo coste, que están reemplazando las tecnologías que se usaban en este tipo de aplicaciones de potencia pulsada basadas en grandes válvulas termoiónicas como los tiratrones de gas hidrógeno, ya que permiten pulsos de corriente de elevada di/dt . En cambio, este tipo de válvulas tienen el inconveniente que necesitan de un circuito de control de las rejillas y otro para mantener el cátodo caliente, además de un tiempo de calentamiento de varios minutos antes de entrar en operación. Además son dispositivos voluminosos, que necesitan de un mantenimiento regular y tienen un tiempo de vida limitado que depende del modo de operación. Es por eso que los nuevos interruptores de estado sólido están ocupando el lugar que antes ocupaban las válvulas, por ofrecer características muy similares a menor precio, con apenas mantenimiento y con tamaños muy pequeños gracias a que en el proceso actual de fabricación ya se consiguen grandes densidades de componentes por unidad de volumen.

Por otro lado también se han reducido enormemente los costes del proyecto gracias también al hecho de poder reutilizar una de las cámaras cerámicas de recambio diseñadas para los imanes de inyección del anillo de almacenamiento. Inicialmente se disponía de dos cámaras, dado que la deposición de la película de titanio es un proceso que exige de una alta calidad final en cuanto a grosor y homogeneidad, pues la capa puede llegar a quemarse debido a las corrientes imagen en caso de existir algún defecto. Puesto que el sincrotrón ALBA superó la etapa de puesta en marcha de manera satisfactoria y que ha trabajado más de dos años en operación continua sin problemas, se decidió que se podía prescindir de una de las cámaras de vacío para utilizarla en los imanes pulsados de diagnóstico. En el Capítulo 6 se detallan los cálculos que justifican que es posible usar dicha cámara para las características del campo magnético que se requieren.

AGRADECIMIENTOS

A todos los compañeros y compañeras del sincrotrón ALBA con los que he compartido todos estos de años de trabajo y que me han enriquecido tanto a nivel personal como profesional. Para todos ellos mi más sincera gratitud.

Extiendo mi agradecimiento también al consorcio CELLS por permitirme el uso de todo el material gráfico que aparece en las páginas de esta memoria.

Quiero reconocer también a Filip Mares todo el trabajo de diseño y modelado mecánico de los imanes así como agradecer a Javier Montero la elaboración de todos los planos de fabricación según los estándares.

También agradezco a Montse Pont por brindarme la oportunidad de poder llevar a cabo este proyecto, que ha resultado ser un reto estimulante.

Y finalmente muchas gracias a todos los profesores y maestros en general que sienten su vocación y que nos inspiran con su entusiasmo. Muchas gracias por cultivar personas.

REFERENCIAS

- [1] S.H. Kim, APS, USA “Calculations of pulsed kicker magnetic field attenuation inside beam chambers”, January 8, 2001.
- [2] Alexander Wu Chao, “Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators”, ©1993 by John Wiley & Sons, Inc
- [3] Sergey S. Kurennoy, “Using a ceramic chamber in kicker magnets”, SSCL-Preprint-331, 5/93
- [4] P. Lebasque, SOLEIL, France “Optimization of the coating thickness of the ceramic vacuum chambers of SOLEIL storage ring”, THPLS102
- [5] Anton Piwinski, “Wake fields and ohmic losses in flat vacuum chambers”, DESY HERA 92-04, Jan. 1992
- [6] Kaoru Koyoka, “Resistive wall wake function for arbitrary pipe cross section”, Particle Accelerators, 1993, Vol. 41, pp. 221-248

BIBLIOGRAFÍA

- S. Milton and D. Warner, “The APS Ceramic Chambers”, Proceedings of EPAC, 1994, 2494-2496.
- J. E. Milburn, M. Yoon and Y. S. Kim, “Patterned Metallic Coating of a Ceramic Chamber in Storage Ring Bump Magnets”, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 47, No. 6, December 2000
- Piwinski, “Penetration of the field of a bunched beam through a ceramic vacuum chamber with metallic coating”, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-24, No. 3, June 1997

TABLA DE ILUSTRACIONES

Figura 1. Esquema del convertidor resonante utilizado en los <i>pingers</i> de diagnóstico del anillo.....	9
Figura 2. Forma de onda de la corriente de excitación en la bobina del imán pulsado para diagnóstico.	10
Figura 3. Efecto del retardo de la señal de disparo al propagarse por la línea.....	11
Figura 4. Haz de electrones acelerado bajo la influencia del campo en un dipolo magnético y la emisión de radiación sincrotrón asociada a dicha aceleración.	13
Figura 5. Patrón de radiación visto desde el sistema de referencia inercial de un observador para a) una carga eléctrica acelerada no relativista y b) otra que sí lo es.	15
Figura 6. Trayectoria bajo la aceleración o fuerza de Lorentz de una partícula cargada en un campo magnético constante, según el signo de la carga.	15
Figura 7. Radiación emitida por una fuente de rayos X convencional no polarizada.	17
Figura 8. Radiación sincrotrón polarizada en el plano de la órbita de los electrones.	17
Figura 9. Haz de electrones ultrarelativista emitiendo radiación sincrotrón al pasar por un dipolo.	17
Figura 10. Esquema de un acelerador circular tipo sincrotrón.....	19
Figura 11. Sección curva del anillo de almacenamiento de ALBA. Aparecen los diferentes tipos de electroimanes y se aprecia el entrehierro por donde pasa la cámara de vacío (no está instalada aún como se aprecia en la fotografía).	20
Figura 12. Convenio adoptado para definir los planos de focalización y líneas de campo magnético de un cuadrupolo vertical. También se representa la fuerza de Lorentz experimentada por un electrón que se mueve perpendicular al papel y alejándose de nosotros.	21
Figura 13. Lente convergente, equivalente óptico de un cuadrupolo.	21
Figura 14. Esquema óptico equivalente para el conjunto formado por un dipolo, sextupolo y cuadrupolo.....	22
Figura 15. Estructura multipolar de un dispositivo de inserción.	23

Figura 16. Cavity de RF con su circuito de refrigeración. En el eje central de la cavity se ve uno de los puertos de conexión a la cámara de vacío del anillo de almacenamiento.....	23
Figura 17. Esquema de un sincrotrón con las líneas de transferencia resaltadas en amarillo.	24
Figura 18. Plano de la LTB de ALBA.....	25
Figura 19. Detalle de la LTB y los diversos elementos que la componen.....	26
Figura 20. Esquema de inyección en el <i>booster</i> : Las flechas indican la dirección de los electrones.....	26
Figura 21. Pulso de excitación del <i>kicker</i> comparado con la longitud del pulso proveniente del LINAC.....	27
Figura 22. Plano de la BTS de ALBA.....	28
Figura 23. Esquema de extracción del <i>booster</i> . Las flechas indican la dirección de los electrones.....	28
Figura 24. Sistema de cuatro <i>kickers</i> idénticos y un <i>septum</i> para la inyección en el anillo de almacenamiento.	29
Figura 25. Esquema de la inyección en el anillo de almacenamiento del sincrotrón ALBA.....	30
Figura 26. Pulso de excitación de los <i>kickers</i> del anillo de almacenamiento.	30
Figura 27. Corte transversal de un imán pulsado tipo <i>septum</i>	31
Figura 28. Efecto de atenuación sobre el campo magnético disperso en los bordes del entrehierro al usar un pulso de corriente de excitación semisinusoidal o una sinusoidal completa.	32
Figura 29. Imán pulsado tipo <i>septum</i> para la inyección en el anillo de almacenamiento de ALBA y la sección transversal del cuerpo del imán. Se observan las láminas en forma de “C” que conforman el núcleo y resaltado en rojo el <i>septum</i> que dispone de un circuito de refrigeración por agua (se pueden ver los racores de entrada y salida del circuito).....	33
Figura 30. Esquema del circuito resonante LC que genera el pulso de excitación del imán pulsado tipo <i>septum</i>	34
Figura 31. <i>In-vacuum kicker</i> instalado en el <i>booster</i> de ALBA.....	35
Figura 32. Núcleo de ferritas en configuración de <i>marco de ventana</i> (<i>window-frame</i>).	35

Figura 33. Esquema simplificado del circuito generador del pulso de corriente de un <i>in-vacuum kicker</i>	36
Figura 34. Tiratrón de gas hidrógeno con cuerpo cerámico.	36
Figura 35. <i>Kickers</i> instalados en el anillo de almacenamiento de ALBA.....	37
Figura 36. <i>Kicker</i> sin la tapa lateral. Se ve el núcleo de ferritas en forma de “C” y se puede ver la cámara cerámica de vacío a través de la abertura donde se coloca la <i>eddy current screen</i>	38
Figura 37. Esquema del circuito de excitación de los <i>kickers</i> del anillo de almacenamiento de ALBA.....	38
Figura 38. Cámara cerámica de vacío con sus bridas de conexión.....	39
Figura 39. Proceso de formación de un film de titanio sobre una cámara cerámica mediante pulverización catódica.....	41
Figura 40. Sucesión de cuadrupolos focalizantes y desfocalizantes mediante la analogía de lentes ópticas convergentes y divergentes.	42
Figura 41. Oscilaciones betatrón en el plano vertical alrededor de la órbita de diseño a lo largo de una revolución completa al anillo de almacenamiento.	43
Figura 42. Mapa de resonancias.	44
Figura 43. Esquema básico de un monitor de posición del haz con los cuatro electrodos dentro de la cámara de vacío.	45
Figura 44. Amortiguamiento de las oscilaciones producidas en el haz por un campo magnético pulsado.	45
Figura 45. Diferentes topologías empleadas en la construcción de los núcleos magnéticos de los imanes dipolares.....	48
Figura 46. Representación esquemática de los núcleos magnéticos instalados sobre la cámara cerámica.	50
Figura 47. Sección transversal del núcleo de ferritas para el pinger horizontal. En rojo se muestra la sección del conductor de cobre que conforma la bobina (2 mm de ancho).....	51
Figura 48. Sección transversal para el pinger vertical.	52
Figura 49. Vista del imán con las tapas y el sistema de muelles que presiona el conjunto de ferritas.	53
Figura 50. Vista explosionada del diseño de la bobina de cobre del <i>pinger</i> horizontal. Está formada por dos piezas independientes que permiten el desmontaje del imán y de la cámara cerámica.	54

Figura 51. Vista del conjunto formado por la bobina y el núcleo magnético del <i>ping</i> horizontal dispuesto alrededor de la cámara cerámica.	55
Figura 52. Circuito del convertidor resonante que usaremos en los <i>pingers</i> de diagnóstico.	56
Figura 53. Sección transversal del <i>ping</i> horizontal. La trayectoria arbitraria C se cierra alrededor de la bobina de una espira.	58
Figura 54. Trayectoria recorrida por un electrón por la acción de la fuerza de Lorentz.	62
Figura 55. Esquema de un circuito LC con el condensador C inicialmente cargado. .	64
Figura 56. Estructura interna de un condensador de película de polipropileno metalizada.	66
Figura 57. Detalle de las resistencias de descarga conectadas en paralelo con los condensadores.	68
Figura 58. Interruptor de estado sólido formado por tiristores para aplicaciones de alto voltaje.	70
Figura 59. Proceso de recuperación inversa de un diodo de unión.	71
Figura 60. Conjunto de diodos de recuperación rápida en encapsulado de plástico para aplicaciones de alto voltaje.	72
Figura 61. Red <i>snubber</i> RC en paralelo con un tiristor.	73
Figura 62. Diodo <i>flyback</i> conectado en anti-paralelo con una carga de tipo inductivo.	74
Figura 63. a) Circuito del convertidor resonante al que se ha añadido una rama RD para extinguir la corriente de forma suave al final del pulso. b) Circuito usado para la simulación mediante SPICE.	75
Figura 64. Forma de onda de la corriente en cada una de las ramas del circuito de la Figura 63.b).	75
Figura 65. Modelo del convertidor resonante usado para simular el <i>ping</i> horizontal.	78
Figura 66. Pulso de corriente para el <i>ping</i> horizontal.	79
Figura 67. Modelo del convertidor resonante usado para simular el <i>ping</i> vertical. .	80
Figura 68. Pulso de corriente para el <i>ping</i> vertical.	81
Figura 69. Geometría del imán horizontal y la sección de interés delimitada por el cuadrado verde donde se realizará el análisis.	83

Figura 70. Circuito asociado a la bobina del <i>pinger</i> horizontal.....	83
Figura 71. Un cuarto de la sección del imán horizontal donde se muestra el conductor marcado en rojo y la malla de nodos generada por el preprocesador del programa, ..	84
Figura 72. Simulación del campo magnético para el <i>pinger</i> horizontal.	84
Figura 73. Geometría y dimensiones del imán vertical.	85
Figura 74. Sección del imán vertical con el conductor marcado en rojo.	86
Figura 75. Simulación del campo magnético para el <i>pinger</i> horizontal.	86
Figura 76. Amplitud del campo magnético B en función del grosor de la película de titanio.....	89
Figura 77. Esquema del recubrimiento de Ti en la cámara cerámica (un cuadrante de cámara)	91
Figura 78. El cálculo de la resistencia superficial considera que la dirección de la corriente es paralela a L	91
Figura 79. Haz ultrarelativista viajando por una cámara de vacío.	94
Figura 80. Potencia disipada en función del grosor del recubrimiento.....	99
Figura 81. Representación gráfica de la forma de onda del pulso de corriente obtenida en las medidas preliminares.	102
Figura 82. Forma de onda obtenida con el osciloscopio. La medida realizada con los cursores verticales de tiempo corresponde al retardo de encendido.	103
Figura 83. Bobina de prueba de área 28x6.3 mm y 3 espiras para las medidas de campo magnético en el interior de la cámara.	104
Figura 84. Soporte con la bobina de pruebas para hacer las medidas de campo magnético a punto de ser introducida en el interior de la cámara cerámica.	105
Figura 85. Configuración de los diferentes equipos de medida: un transformador de corriente para medir la intensidad del pulso y una sonda de alto voltaje para medir el voltaje ánodo-cátodo en el interruptor.....	105
Figura 86. Pruebas a carga máxima sin usar ventilación: 6500 V, 2000 A. Temperatura máxima: 67.9 °C	106
Figura 87. Pruebas a carga máxima con refrigeración forzada: 6500 V, 2000 A. Temperatura máxima: 51.1 °C	106

LISTADO DE TABLAS

Tabla 1. Especificaciones iniciales de diseño para ambos imanes de diagnóstico, horizontal y vertical.....	11
Tabla 2. Comparativa de la intensidad o <i>brillo</i> de diferentes fuentes de luz expresada en unidades de número de fotones/(s · mm ² · mrad ² · 0.1% BW). En el denominador se tiene en cuenta la sección transversal del haz, la divergencia del haz en unidades de ángulo sólido (mrad ²) y se toma un valor típico de línea espectral equivalente al 0.1% del ancho de banda del espectro total de emisión.	14
Tabla 3. Dimensiones exteriores de la cámara cerámica de recambio usada en los kickers del anillo de almacenamiento.....	50
Tabla 4. Sumario de las dimensiones de los bloques de ferrita utilizados para la construcción de ambos núcleos magnéticos.....	52
Tabla 5. Especificaciones de diseño para los condensadores.	66
Tabla 6. Cuadro recopilatorio de las magnitudes físicas más relevantes, explicadas y calculadas en este estudio.....	76
Tabla 7. Efecto de las corrientes de <i>eddy</i> en el pulso magnético	90
Tabla 8. Valores de potencia disipada obtenidos para diferentes grosores.....	100

- Anexo 1:** Especificaciones facilitadas por el fabricante de los bloques de ferrita que se utilizarán para construir los núcleos magnéticos de cada uno de los imanes. Fabricante: Ceramic Magnetics, Inc.
- Anexo 2:** Chequeo dimensional realizado sobre los bloques de ferrita para comprobar que cumplen con las especificaciones de diseño.
- Anexo 3:** Tabla de corrientes máximas (o *ampacidad*) de los embarrados utilizados en aplicaciones industriales estándar.
- Anexo 4:** Especificaciones facilitadas por el fabricante de los condensadores de película de polipropileno metalizada utilizados en los convertidores. Fabricante: AVX.
- Anexo 5:** Especificaciones facilitadas por el fabricante de las fuentes de alto voltaje para la carga de los condensadores. Fabricante: FuG Elektronik GmbH.
- Anexo 6:** Especificaciones facilitadas por el fabricante de los interruptores de estado sólido para alto voltaje basados en tiristores. Fabricante: Behlke Electronic GmbH.
- Anexo 7:** Especificaciones facilitadas por el fabricante de los módulos de diodos para alto voltaje de recuperación rápida. Fabricante: Behlke Electronic GmbH.
- Anexo 8:** (ver CD) Medidas eléctricas y de campo magnético realizadas en el imán horizontal y vertical.

ANEXO 1 - FERRITAS CERAMIC MAGNETICS



Ceramic Magnetics, Inc.
A Thomas & Skinner Company

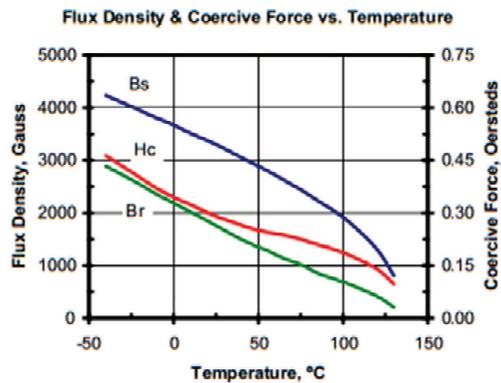
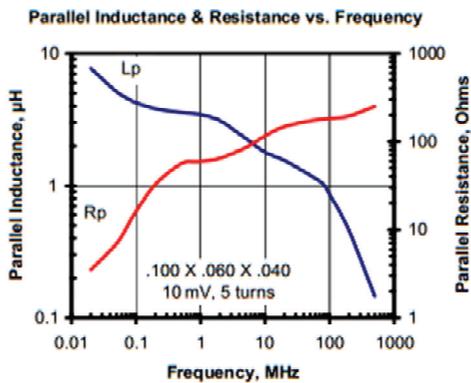
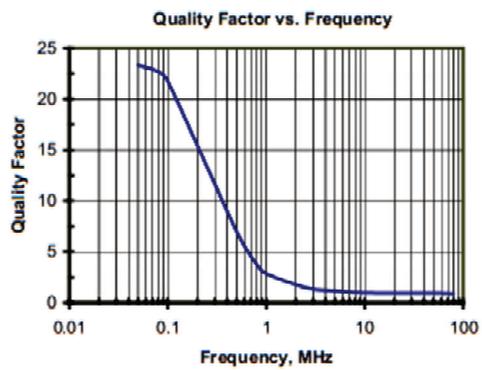
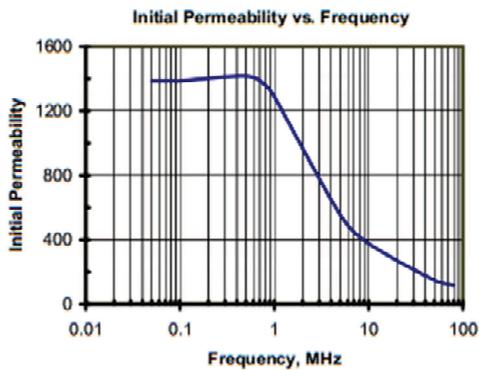
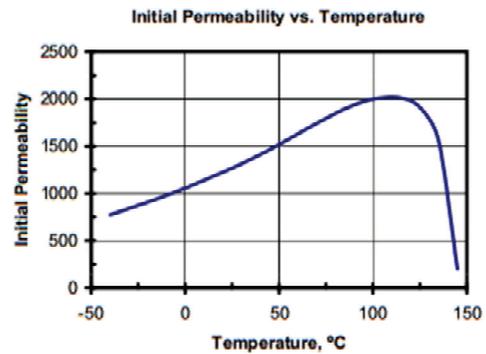
CMD5005

Typical Material Data

Initial Permeability	1300
Saturation Flux Density	3200 Gauss
Remanent Flux Density	1700 Gauss
Coercive Force	0.30 Oersted
Curie Temperature	130°C
dc Volume Resistivity	10 ⁹ ohm-cm

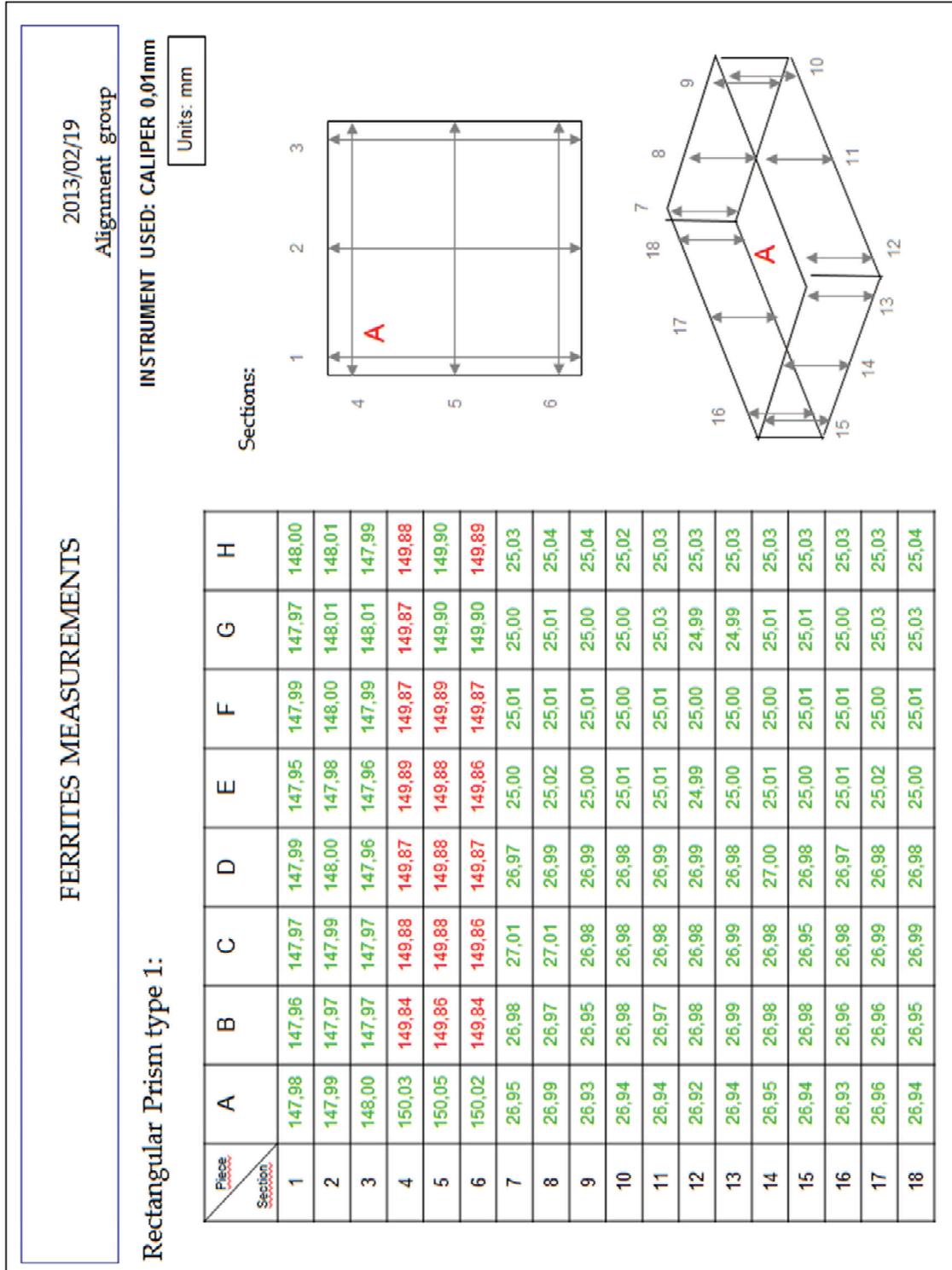
Unless otherwise specified, all tests were performed at 10KHz, 25°C

B-H loop parameters
Bs at 20 oersted • Br, Hc at 5 oersted



16 Law Drive • Fairfield • New Jersey • 07004 • USA
Phone: (973) 227-4222 • Fax: (973) 227-6735
<http://www.cmi-ferrite.com>

ANEXO 2 - MEDICIONES DE LOS BLOQUES DE FERRITA

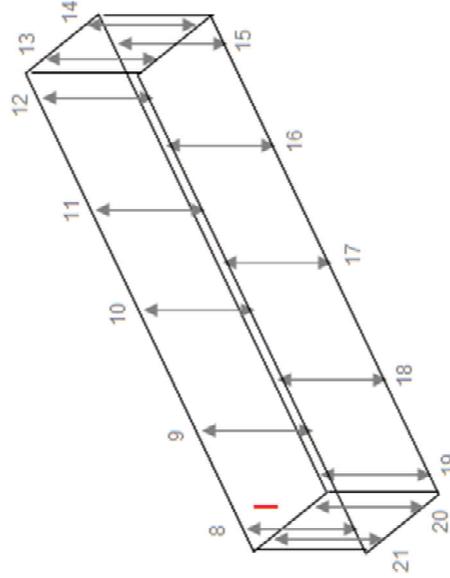
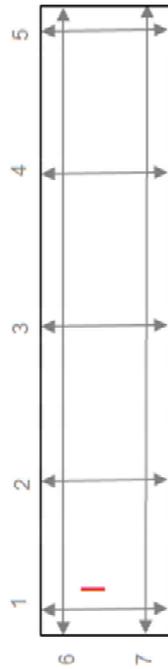


Rectangular Prism type 2:

INSTRUMENT USED: CALIPER 0,01mm

Units: mm

Sections:



Piece / Section	I	J	K	L
1	37,99	38,02	41,99	41,99
2	38,02	38,01	42,00	41,98
3	38,02	38,00	42,02	41,98
4	38,02	38,04	42,01	41,98
5	38,01	38,04	42,00	41,99
6	29,99	29,98	29,98	29,98
7	29,98	29,98	29,98	29,98
8	25,02	25,02	27,03	27,03
9	25,02	25,05	27,03	27,05
10	25,00	25,02	27,01	27,04
11	25,04	25,02	27,02	27,05
12	25,04	25,02	27,03	27,05
13	25,00	25,01	27,02	27,03
14	25,01	25,01	27,02	27,04
15	25,00	25,02	27,02	27,04
16	25,00	25,02	27,02	27,05
17	25,03	25,04	27,02	27,04
18	25,03	25,05	27,01	27,04
19	25,02	25,06	27,02	27,03
20	25,01	25,00	27,02	27,04
21	25,02	25,01	27,03	27,04

ANEXO 3 – EMBARRADOS. CORRIENTE MÁXIMA



BUS BAR AMPACITY TABLE
AMPACITIES OF COPPER BUS BARS ALLOY UNS C11000

Dimension, In.	Area		Weight Per Ft in Lb.	DC Resistance at 20°C, Microhms/Ft.	30°C Rise		50°C Rise		65°C Rise	
	Sq. In	MCM (Thousand Circ Mils)			Skin Effect Ratio at 90°C	60 Hz Ampacity Amp*	Skin Effect Ratio at 90°C	60 Hz Ampacity Amp*	Skin Effect Ratio at 90°C	60 Hz Ampacity Amp*
1/16 x 1/2	.0312	39.7	.121	264.0	1.00	103	1.00	136	1.00	157
1/16 x 3/4	.0469	59.7	.181	175.0	1.00	145	1.00	193	1.00	225
1/16 x 1	.0625	79.6	.241	132	1.00	187	1.00	250	1.00	285
1/16 x 1 1/2	.0938	119	.362	87.7	1.00	270	1.00	355	1.00	410
1/16 x 2	.125	159	.483	65.8	1.01	345	1.01	460	1.01	530
1/8 x 1/2	.0625	79.6	.241	132	1.00	153	1.00	205	1.00	235
1/8 x 3/4	.0938	119	.362	87.7	1.00	215	1.00	285	1.00	325
1/8 x 1	.125	159	.483	65.8	1.01	270	1.01	360	1.01	415
1/8 x 1 1/2	.188	239	.726	43.8	1.01	385	1.01	510	1.01	590
1/8 x 2	.250	318	.966	32.9	1.02	495	1.02	660	1.02	760
1/8 x 2 1/2	.312	397	1.21	26.4	1.02	600	1.02	800	1.02	920
1/8 x 3	.375	477	1.45	21.9	1.03	710	1.03	940	1.03	1100
1/8 x 3 1/2	.438	558	1.69	18.8	1.04	810	1.03	1100	1.03	1250
1/8 x 4	.500	636	1.93	16.5	1.04	900	1.04	1200	1.04	1400
3/16 x 1/2	.0938	119	.362	87.7	1.00	195	1.00	260	1.00	300
3/16 x 3/4	.141	179	.545	58.4	1.01	270	1.01	360	1.01	415
3/16 x 1	.188	239	.726	43.8	1.01	340	1.01	455	1.01	520
3/16 x 1 1/2	.281	358	1.09	29.3	1.02	480	1.02	630	1.02	730
3/16 x 2	.375	477	1.45	21.9	1.03	610	1.03	810	1.03	940
3/16 x 2 1/2	.469	597	1.81	17.5	1.04	740	1.04	980	1.03	1150
3/16 x 3	.562	715	2.17	14.6	1.05	870	1.05	1150	1.04	1350
3/16 x 3 1/2	.656	835	2.53	12.5	1.07	990	1.06	1300	1.06	1500
3/16 x 4	.750	955	2.90	11.0	1.09	1100	1.08	1450	1.07	1700
1/4 x 1/2	.125	159	.483	65.8	1.01	240	1.01	315	1.01	360
1/4 x 3/4	.188	239	.726	43.8	1.01	320	1.01	425	1.01	490
1/4 x 1	.250	318	.966	32.9	1.02	400	1.02	530	1.02	620
1/4 x 1 1/2	.375	477	1.45	21.9	1.03	560	1.03	740	1.03	860
1/4 x 2	.500	637	1.93	16.5	1.04	710	1.04	940	1.04	1100
1/4 x 2 1/2	.625	796	2.41	13.2	1.06	850	1.06	1150	1.06	1300
1/4 x 3	.750	955	2.90	11.0	1.08	990	1.08	1300	1.07	1550
1/4 x 3 1/2	.875	1110	3.38	9.40	1.10	1150	1.09	1500	1.09	1750
1/4 x 4	1.00	1270	3.86	8.23	1.12	1250	1.11	1700	1.10	1950
1/4 x 5	1.25	1590	4.83	6.58	1.16	1500	1.15	2000	1.14	2350
1/4 x 6	1.50	1910	5.80	5.49	1.18	1750	1.17	2350	1.17	2700

ANEXO 4 – CONDENSADORES DE PELÍCULA DE POLIPROPILENO METALIZADA AVX

Medium Power Film Capacitors

FPG/FPH (RoHS Compliant)



PROTECTION



Metallized polypropylene dielectric capacitor with controlled self-healing.
 Reinforced metallization on margins developed for high impulse currents.
 Axial connections specially developed to reduce series inductance and to provide rigid mechanical mounting.

APPLICATIONS

Protection of gate turn-off thyristor (G.T.O.).
 Medium frequency tuning.

HOT SPOT TEMPERATURE CALCULATION

See Hot Spot Temperature page 3.

$$t_{hot\ spot} = t_{terminat} + (P_d + P_t) \times R_{th}$$

with

$$P_d \text{ (Dielectric losses)} = Q \times tg\delta_p$$

$$\Rightarrow [\frac{1}{2} \times C_n \times (V_{peak\ to\ peak})^2 \times f] \times (2 \times 10^{-4})$$

$$P_t \text{ (Thermal losses)} = R_s \times (I_{rms})^2$$

where

- C_n in Farads
- V in Volts
- I_{rms} in Amperes
- R_s in Ohms
- f in Hertz
- t in °C
- R_{th} in °C/W

Due to the design of the capacitor and its technology, the thermal impedance between the terminations and the core of the capacitor is low, it is necessary to take care that the capacitor is never overheated by use of incorrect sized connections.

In the case where the series diodes are screwed to the capacitor, cooling of the diodes must be taken in account.

Do not use the capacitor as a heat sink.

Due to the complexity of the diode/capacitor thermal exchanges, we recommend that thermal measurements shall be made on the different components. We would be pleased to advise you on specific problems.

WORKING TEMPERATURE

(according to the power to be dissipated) -40°C to +85°C

DIMENSIONS

millimeters (inches)



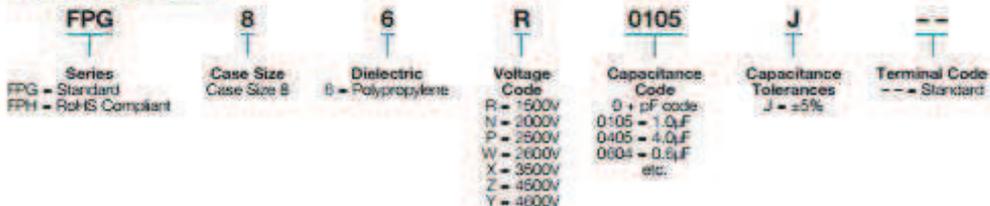
MARKING

- Logo
- Withstanding surge voltage
- Capacitance and tolerance in clear
- Nominal DC voltage in clear
- RMS current in clear
- Date of manufacture (EC coding)

PACKAGING MATERIAL

Cylindrical in plastic case filled with thermosetting resin.
 Outputs: threaded inserts either M6 or M8.

HOW TO ORDER



PROTECTION

Medium Power Film Capacitors



FPG/FPH (RoHS Compliant)

ELECTRICAL CHARACTERISTICS

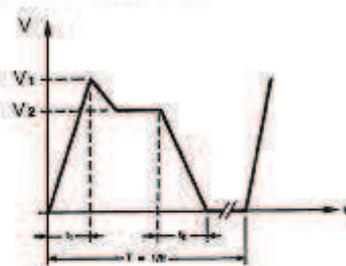
Capacitance range C_n	0.12 μ F to 6 μ F
Tolerance on C_n	$\pm 5\%$
Rated DC voltage V_{rdc}	900 to 3000 V
Peak voltage V_{peak}	1200 to 4000 V
Allowable overvoltage V_s (for 10 s/day)	1500 to 4600 V
Nominal RMS voltage V_{rdc}	500 to 1400 V
Stray inductance	≈ 10 nH
RMS current	I_{rms} max. = up to 80 A The currents shown in the tables are maximum. It is necessary to respect the thermal limits of the dielectric 85°C see "Hot spot temperature calculation"
Insulation resistance	$R_i \times C \geq 30.000$ s
Impulse current	$I \cdot t$ max. given in the tables Spikes or peak currents in the capacitors may cause a deterioration of the bonding between the metallization and the connections. These bonds are capable of withstanding only a limited amount of energy for each spike. The table shows the maximum energy permitted in the form $(I^2 \cdot t)$, where I is in Ampere, and t is in seconds.
Note: The formula $(I^2 \cdot t)$ replaces dV/dt which is less easy to use as it is not an expression of energy ($I = C \cdot dV/dt$). This type of capacitor has been designed to withstand high $(I^2 \cdot t)$ values.	
Variation of capacitance with temperature	$\frac{\Delta C}{C} \leq \pm 2\%$ between -40 and 85°C
Climatic category	40/085/56 (IEC 60068)
Test voltage between terminals @ 25°C	V_s during 10s
Test voltage between terminals and case @ 25°C (Type test)	@ 4 kVrms @ 50 Hz during 1 min.
Dielectric	Polypropylene

PROTECTION

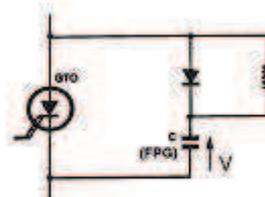
PROTECTION

APPLICATION NOTES

G.T.O. PROTECTION



Choice of voltage: $V_1 \leq V_{peak}$
 $V_2 \leq V_{rdc}$
 Maximum overvoltage $\leq V_s$ (10 s/day)



FPG: Snubber capacitor

Nominal DC voltage (V_{rdc}) and peak voltage (V_{peak}) are given in the table of values.



Medium Power Film Capacitors



FPG/FPH (RoHS Compliant) Table of Values

PROTECTION

Dimensions: millimeters (inches)

Part Number	Cn (µF)	Case Style	Dimensions				I ² t max. (A ² s)	I _{rms} max. (A)	Rs (mΩ)	R _{th} (°C/W)	Typical Weight (g)
			H ±0.5 (±0.020)	h ±2 (±0.079)	D max.	d ±0.5 (±0.020)					
FPG 1500V V_{ndc} = 800V V_{peak} = 1200V V_{rms} = 500V V_s = 1500V (Voltage Code F)											
FPG66R0105J--	1	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	40 (1.575)	18 (0.709)	2	15	2.4	14	120
FPG66R0155J--	1.5	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	55 (2.165)	18 (0.709)	4.8	20	1.8	10.5	160
FPG66R0205J--	2	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	60 (2.362)	22 (0.866)	8	30	1.2	6.1	190
FPG66R0305J--	3	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	18	45	0.9	4.5	260
FPG66R0355J--	3.5	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	25	50	0.85	4.5	260
FPG66R0405J--	4	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	82 (3.228)	22 (0.866)	32	60	0.75	3.5	320
FPG66R0505J--	5	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	82 (3.228)	22 (0.866)	50	70	0.65	2.5	320
FPG66R0605J--	6	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	92 (3.622)	22 (0.866)	73	75	0.6	2.5	400
FPG 2000V V_{ndc} = 1000V V_{peak} = 1600V V_{rms} = 600V V_s = 2000V (Voltage Code N)											
FPG66N0504J--	0.5	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	40 (1.575)	18 (0.709)	1	15	9	14	120
FPG66N0105J--	1	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	60 (2.362)	22 (0.866)	3	30	2.3	10.5	190
FPG66N0155J--	1.5	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	60 (2.362)	22 (0.866)	7	30	1.5	6.1	190
FPG66N0205J--	2	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	12.7	40	1.1	4.5	260
FPG66N0255J--	2.5	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	20	60	0.89	3.7	260
FPG66N0305J--	3	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	82 (3.228)	22 (0.866)	28	60	0.85	3.2	320
FPG66N0355J--	3.5	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	82 (3.228)	22 (0.866)	39	65	0.78	2.9	320
FPG66N0405J--	4	Plastic Case M6/8	52 (2.047)	5 (0.197)	92 (3.622)	22 (0.866)	50	70	0.7	2.5	400
FPG 2500V V_{ndc} = 1300V V_{peak} = 2000V V_{rms} = 700V V_s = 2500V (Voltage Code P)											
FPG66P0474J--	0.47	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	40 (1.575)	18 (0.709)	0.7	15	6	25	160
FPG66P0105J--	1	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	55 (2.165)	18 (0.709)	2	18	3	19	180
FPG66P0155J--	1.5	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	60 (2.362)	22 (0.866)	4.5	25	2	10	220
FPG66P0205J--	2	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	9	35	1.5	6.5	310
FPG66P0255J--	2.5	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	12.5	40	1.3	4.8	310
FPG66P0305J--	3	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	82 (3.228)	22 (0.866)	18	50	1.15	4.4	410
FPG66P0405J--	4	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	92 (3.622)	22 (0.866)	32	65	0.95	3.4	475
FPG 2600V V_{ndc} = 1750V V_{peak} = 2000V V_{rms} = 800V V_s = 2600V (Voltage Code W)											
FPG66W0474J--	0.47	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	40 (1.575)	18 (0.709)	1.4	12	4.04	28	160
FPG66W0105J--	1	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	55 (2.165)	18 (0.709)	5.7	21	2.17	10.9	180
FPG66W0155J--	1.5	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	60 (2.362)	18 (0.709)	12.9	31	1.55	7.7	220
FPG66W0205J--	2	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	23	41	1.24	6.1	310
FPG66W0255J--	2.5	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	82 (3.228)	22 (0.866)	36	51	1.05	4.5	410
FPG66W0305J--	3	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	92 (3.622)	22 (0.866)	50	62	0.92	3.9	475
FPG66W0355J--	3.5	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	92 (3.622)	22 (0.866)	70	72	0.83	3.4	475
FPG66W0395J--	3.9	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	92 (3.622)	22 (0.866)	85	80	0.78	3.1	475
FPG 3500V V_{ndc} = 2000V V_{peak} = 2400V V_{rms} = 1000V V_s = 3500V (Voltage Code X)											
FPG66X0334J--	0.33	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	40 (1.575)	18 (0.709)	2	15	2.5	28	160
FPG66X0504J--	0.5	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	55 (2.165)	18 (0.709)	5	18	2.5	11.2	180
FPG66X0105J--	1	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	15	38	1.4	6.2	310
FPG66X0155J--	1.5	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	82 (3.228)	22 (0.866)	40	56	1.03	3.9	410
FPG66X0205J--	2	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	92 (3.622)	22 (0.866)	70	75	0.85	3.1	475
FPG 4500V V_{ndc} = 2500V V_{peak} = 3200V V_{rms} = 1200V V_s = 4500V (Voltage Code Z)											
FPG66Z0224J--	0.22	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	40 (1.575)	18 (0.709)	1.5	15	3.8	25	160
FPG66Z0474J--	0.47	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	60 (2.362)	18 (0.709)	7	24	2.16	8.5	220
FPG66Z0684J--	0.68	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	14	35	1.59	6.2	310
FPG66Z0105J--	1	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	82 (3.228)	22 (0.866)	30	52	1.18	4	410
FPG66Z1254J--	1.25	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	92 (3.622)	22 (0.866)	50	65	1	3.3	475
FPG 4600 V V_{ndc} = 3000 V V_{peak} = 4000 V V_{rms} = 1400 V V_s = 4600 V (Voltage Code Y)											
FPG66Y0124J--	0.12	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	40 (1.575)	18 (0.709)	0.8	15	6	28	160
FPG66Y0224J--	0.22	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	60 (2.362)	18 (0.709)	3	20	3.48	11	220
FPG66Y0334J--	0.33	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	72 (2.835)	22 (0.866)	6.8	25	2.42	7.7	310
FPG66Y0474J--	0.47	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	82 (3.228)	22 (0.866)	13.8	35	1.79	5.2	410
FPG66Y0604J--	0.60	Plastic Case M6/8	62 (2.441)	5 (0.197)	92 (3.622)	22 (0.866)	22	45	1.47	4.2	475

PROTECTION



ANEXO 5 – FUENTE HV PARA CARGA DE CONDENSADORES

Capacitor charging power supplies
Series HCK from 2 kV to 65 kV / 100 J/s to 20 kJ/s



Design example

HCK 200 - 12500
 12500V / 30mA

Features:

- Efficiency approx. 90%
- In units of 20kV and higher, the HV-components are moulded in (removable) silicon resin. From 35kV / 5000J/s on, the HV-components are isolated in oil
- Continuous charging or triggered charging via potential free external trigger input selectable (opto-coupler input for 12 - 24V).
- Charging with adjustable constant current without overshoot.
- Voltage and current setting by 10-turn potentiometers with precision scale; the adjusting knob can be locked.
- Suitable for continuous or compensation charging
- No external protection resistor is required.
- Permanent short-circuit proof
- 4% digit DVM for charging current and output voltage (for table-top models)
- Pre-selection of the output voltage with display
- End of charge signal, when the final voltage is reached, via front panel LED and a potential-free interface for signalling to an external control system (opto-coupler output)
- Suitable for capacitive loads with resistive elements

- The nominal current can be permanently supplied at maximum output voltage

Function:

The capacitor charging high voltage DC power supplies are designed specifically to the requirements of capacitor charging or capacitor conditioning, i.e. they have a more heavily designed output resistor to withstand a pulsed load and a regulating circuit, optimized for fast switching over between current and voltage regulation and vice versa.

In principle, the rectified line voltage drives a square wave generator of fixed frequency, whose AC voltage is transformed, rectified and filtered, producing the output voltage. For regulation, the square wave voltage is pulse width modulated.

Design:

Up to 2500J/s nominal power 19" table-top case, higher power in 19" cabinets (depending on type) with oil isolated external HV-container.

Output:

- Output isolation:
 The polarity is positive or negative and has to be indicated with the order. The "0V" terminal of the output is connected to earth but may be disconnected as needed. When disconnected, the "0V" (earthy) terminal may float with respect to earth up to ±300V.
- Output terminals:
 For all HCK units the output is on the rear side of the unit or on a separate HV-container. Mating HV-connectors are included, from 35kV on, assembled with 3m cable, from 65kV >5000J/s on with 10m cable.

Technical Data:

- Mains connection:
 Up to 800J/s nominal power: 230V ±10% 47Hz to 63Hz;
 From nominal power 1600J/s: 400V ±10% 47Hz to 63Hz, three-phase
- Ambient temperature:
 0°C to +40°C
- Charging power:
 The specified max. charging power (see table) will be supplied for charging between "0" and the rated voltage. For charging of a partially discharged capacitor a considerably higher charging power, up to the double, can be supplied.

- Setting range for the charging voltage:
 from approx. 1% to 100%
- Setting resolution:
 $\pm 1 \times 10^{-1}$
- Reproducibility of the charging voltage with respect to the rated value:
 For ±10% mains voltage variation:
 $< \pm 1 \times 10^{-4}$
 Over 8 hours under constant conditions:
 $< \pm 1 \times 10^{-3}$
 Within the temperature range:
 $< \pm 2 \times 10^{-4} / K$
 For a repetition frequency of <10Hz:
 $< \pm 1 \times 10^{-3}$
 For a repetition frequency of >10Hz:
 $< \pm 1 \times 10^{-2}$
- Repetition frequency:
 max. 100Hz
- Residual ripple of the charging current:
 approx. 10%pp 20kHz/40kHz

Possible Options:

- Analog programming (see page 44)
- Analog programming, floating (see page 44)
- Computer interfaces - IEEE 488, RS 232, RS 422, Profibus DP, LAN, USB (more on request) (see page 46)
- Polarity reversal switch available up to 1600J/s (by request for higher powers) Please specify the output polarity, when ordering with-out polarity reversal switch. (see page 48)
- Dump switch for the output & the load
- Higher repetition frequency
- Built-in or external discharge circuit for pulse operation
- Higher stability and better reproducibility (see page 48)
- Roller blades for cabinet units

More options and special solutions on request. Some options may involve changes to the description of the unit - especially concerning the mechanical design.

Capacitor charging power supplies Series HCK from 2 kV to 65 kV / 100 J/s to 20 kJ/s



Type	Voltage	Current	Charg. pow.	Width	Height	Depth	Weight
HCK 100 - 2000	0 - 2000 V	0 - 100 mA	100 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	6 kg
HCK 200 - 2000	0 - 2000 V	0 - 200 mA	200 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	7 kg
HCK 400 - 2000	0 - 2000 V	0 - 400 mA	400 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	11 kg
HCK 800 - 2000	0 - 2000 V	0 - 800 mA	800 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	450 mm	12 kg
HCK 1600 - 2000 3)	0 - 2000 V	0 - 1,6 A	1600 J/s	19" / 443 mm	6 U / 266 mm	650 mm	25 kg
HCK 2500 - 2000 3)	0 - 2000 V	0 - 2,5 A	2500 J/s	19" / 443 mm	6 U / 266 mm	650 mm	40 kg
HCK 5000 - 2000 3)	0 - 2000 V	0 - 5 A	5000 J/s	19" / 600 mm	9 U / 399 mm	650 mm	75 kg
HCK 7500 - 2000 3)	0 - 2000 V	0 - 7,5 A	7500 J/s	19" / 600 mm	12 U / 535 mm	650 mm	110 kg
HCK 10000 - 2000 3)	0 - 2000 V	0 - 10 A	10000 J/s	19" / 600 mm	38 U / 2000 mm	800 mm	240 kg
HCK 20000 - 2000 3)	0 - 2000 V	0 - 20 A	20000 J/s	19" / 600 mm	38 U / 2000 mm	800 mm	360 kg
HCK 100 - 3500	0 - 3500 V	0 - 50 mA	100 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	6 kg
HCK 200 - 3500	0 - 3500 V	0 - 100 mA	200 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	7 kg
HCK 400 - 3500	0 - 3500 V	0 - 200 mA	400 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	11 kg
HCK 800 - 3500	0 - 3500 V	0 - 400 mA	800 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	450 mm	12 kg
HCK 1600 - 3500 3)	0 - 3500 V	0 - 800 mA	1600 J/s	19" / 443 mm	6 U / 266 mm	650 mm	40 kg
HCK 2500 - 3500 3)	0 - 3500 V	0 - 1,4 A	2500 J/s	19" / 443 mm	6 U / 266 mm	650 mm	40 kg
HCK 5000 - 3500 3)	0 - 3500 V	0 - 2,8 A	5000 J/s	19" / 600 mm	9 U / 399 mm	650 mm	75 kg
HCK 7500 - 3500 3)	0 - 3500 V	0 - 4,2 A	7500 J/s	19" / 600 mm	12 U / 535 mm	650 mm	110 kg
HCK 10000 - 3500 3)	0 - 3500 V	0 - 5,7 A	10000 J/s	19" / 600 mm	38 U / 2000 mm	800 mm	240 kg
HCK 20000 - 3500 3)	0 - 3500 V	0 - 11 A	20000 J/s	19" / 600 mm	38 U / 2000 mm	800 mm	360 kg
HCK 100 - 6500	0 - 6500 V	0 - 30 mA	100 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	6 kg
HCK 200 - 6500	0 - 6500 V	0 - 60 mA	200 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	7 kg
HCK 400 - 6500	0 - 6500 V	0 - 120 mA	400 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	11 kg
HCK 800 - 6500	0 - 6500 V	0 - 250 mA	800 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	450 mm	12 kg
HCK 1600 - 6500 3)	0 - 6500 V	0 - 500 mA	1600 J/s	19" / 443 mm	6 U / 266 mm	650 mm	35 kg
HCK 2500 - 6500 3)	0 - 6500 V	0 - 750 mA	2500 J/s	19" / 443 mm	6 U / 266 mm	650 mm	40 kg
HCK 5000 - 6500 3)	0 - 6500 V	0 - 1,5 A	5000 J/s	19" / 600 mm	9 U / 399 mm	650 mm	75 kg
HCK 7500 - 6500 3)	0 - 6500 V	0 - 2,3 A	7500 J/s	19" / 600 mm	12 U / 535 mm	650 mm	110 kg
HCK 10000 - 6500 3)	0 - 6500 V	0 - 3 A	10000 J/s	19" / 600 mm	38 U / 2000 mm	800 mm	240 kg
HCK 20000 - 6500 3)	0 - 6500 V	0 - 6 A	20000 J/s	19" / 600 mm	38 U / 2000 mm	800 mm	360 kg
HCK 100 - 12500	0 - 12500 V	0 - 15 mA	100 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	350 mm	6 kg
HCK 200 - 12500	0 - 12500 V	0 - 30 mA	200 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	450 mm	7 kg
HCK 400 - 12500	0 - 12500 V	0 - 60 mA	400 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	450 mm	11 kg
HCK 800 - 12500	0 - 12500 V	0 - 120 mA	800 J/s	19" / 443 mm	3 U / 133 mm	450 mm	21 kg
HCK 1600 - 12500 3)	0 - 12500 V	0 - 250 mA	1600 J/s	19" / 443 mm	6 U / 266 mm	550 mm	35 kg
HCK 2500 - 12500 3)	0 - 12500 V	0 - 400 mA	2500 J/s	19" / 443 mm	6 U / 266 mm	650 mm	40 kg
HCK 5000 - 12500 3)	0 - 12500 V	0 - 800 mA	5000 J/s	19" / 600 mm	9 U / 399 mm	650 mm	75 kg
HCK 7500 - 12500 3)	0 - 12500 V	0 - 1,2 A	7500 J/s	19" / 600 mm	12 U / 535 mm	650 mm	110 kg
HCK 10000 - 12500 3)	0 - 12500 V	0 - 1,5 A	10000 J/s	19" / 600 mm	38 U / 2000 mm	800 mm	240 kg
HCK 20000 - 12500 3)	0 - 12500 V	0 - 3 A	20000 J/s	19" / 600 mm	38 U / 2000 mm	800 mm	360 kg

3) Three phase mains connection

All units are available with polarity reversal switch. For orders without polarity switch please state the required output polarity.

Mating high voltage connectors (from 35kV complete with 3m cable, from 65kV >5000J/s with 10m cable) are included in the scope of delivery. Mating high voltage cables you'll find beginning with page 51. Capacitor chargers with different from the type range voltage or power are available on request. (From approx.100V and till approx. 200kV)

31

© FuG Elektronik GmbH, D-83135 Schechen, Am Eschengrund 11
http://www.fug-elektronik.de, E-Mail: info@fug-elektronik.de

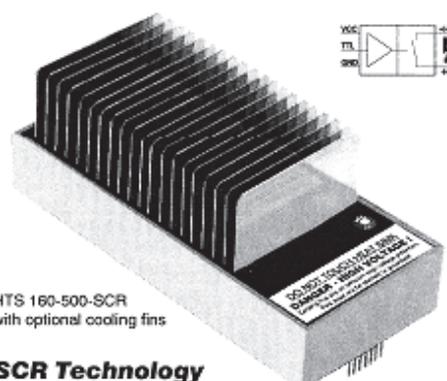
www

ANEXO 6 – HV THYRISTOR SWITCH

FAST HIGH VOLTAGE THYRISTOR SWITCHES

These solid-state switches are designed for high voltage high peak current switching applications such as piezo drivers, flash lamp drivers, crowbar circuits and surge generators. The switching modules described here are developed on the basis of a special type of SCR (Silicon Controlled Rectifier) with a very high surge current capability. Each switching module consist of a large number of these SCR's which are connected in series and in parallel. The extremely fast and synchronous turn-on of all SCR's is performed by a special low impedance driver circuit, which provides also galvanic isolation from the control input. Internal current paths are optimized regarding stray inductance which allows extremely high rates of change of turn-on current. In contrast to conventional high voltage switches like spark gaps, electron tubes, gas discharge tubes and mechanical switches, thyristor switches of the series HTS-SCR show very low jitter and stable switching characteristics independent of temperature and age. The mean time between failures (MTBF) is by several orders of magnitude higher than that of classical HV switches. An interference-proof control circuit provides signal conditioning, auxiliary voltage monitoring, frequency limitation and temperature protection. In case of false operating conditions the switches are immediately turned-off and a fault signal is generated. A special synchronization input allows the parallel interconnection of up to 50 switching modules to multiply the turn-on peak current of a single module. The switches are triggered by a positive going signal of 3 to 10 volts amplitude. After being triggered the SCR switches remain in on-state until the load current falls below the holding current (Typical thyristor behavior). The turn-off process requires insofar a current commutation, a current limitation or a current bypass. In most discharge applications the turn-off process can be performed simply by keeping the charging current of the energy storage capacitor below the holding current of the switch. Charging currents higher than the holding current require a bypass switch, preferably in MOSFET technology. If operated with inductive loads respectively in case of alternating current the thyristor switch turns-off automatically if the load current commutates, provided the negative half wave lasts longer than the Turn-off Time t_{off} . If the periodic duration is less than 1ms a fast free-wheeling diode should be connected in parallel with the switch to avoid dangerous overvoltage spikes during turn-off. Due to the galvanic isolation the switches may simply be operated also in high-side circuits. The plastic case is the cost-effective standard package in applications with a low power dissipation. To increase the Maximum Continuous Power Dissipation P_{dmax} the modules can be additionally fitted with non-isolated cooling fins (Option O4). For detailed design recommendations please refer to the general instructions.

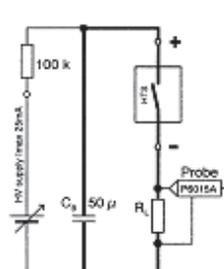
HTS 80-500-SCR 8000 V / 5000 A (pk)
HTS 120-500-SCR 12000 V / 5000 A (pk)
HTS 160-500-SCR 16000 V / 5000 A (pk)



HTS 160-500-SCR with optional cooling fins

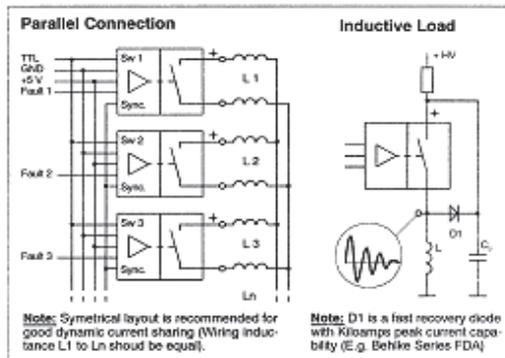
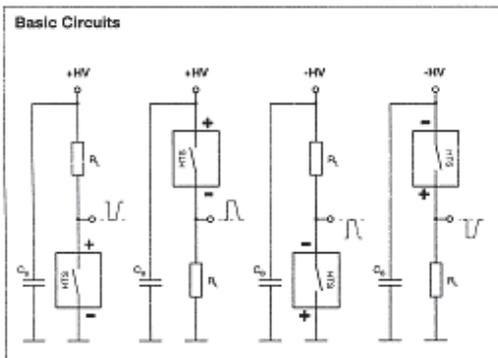
SCR Technology
Extremely High di/dt
High Surge Current Capability Patented

Test Circuit for t_{off}



Notes:

1. Total wiring inductance < 50 nH
2. C_s is a MAXWELL low inductance energy storage capacitor (<10 nH)
3. R_L depends on voltage and peak current test conditions. Low inductance mass resistors, CESIMID series 900, washer style, 3 inch disc diameter, $E_{max}=27600$ J/disc.
4. High-voltage probe TEKTRONIX P 6015 A must be connected by the Kelvin method to exclude measurement errors.



TECHNICAL DATA

Specification	Symb.	Condition / Comment	80-500-SCR	120-500-SCR	160-500-SCR	Unit
Maximum Operating Voltage	$V_{D(max)}$	$I_{off} < 300 \mu\text{ADC}$, $T_{case} = 70^\circ\text{C}$	8000	12000	16000	VDC
Minimum Operating Voltage	$V_{D(min)}$			0		VDC
Typical Breakdown Voltage	V_{BR}	$I_{off} > 3 \text{ mADC}$, $T_{case} = 70^\circ\text{C}$	8800	13200	17600	VDC
Maximum Off-State Current	I_{off}	$0.8 \times V_D$, $T_{case} = 25^\circ\text{C}$		100		μADC
Galvanic Isolation	V_i	HV side against control side, continuously	10000	15000	20000	VDC
Maximum Turn-On Peak Current	$I_{T(on)}$	$T_{case} = 25^\circ\text{C}$ $t_p < 100 \mu\text{s}$, duty cycle $< 1\%$ $t_p < 500 \mu\text{s}$, duty cycle $< 1\%$ $t_p < 1 \text{ ms}$, duty cycle $< 1\%$ $t_p < 10 \text{ ms}$, duty cycle $< 1\%$		5000 2500 1700 1000		ADC
Max. Non-repetive Peak Current	$I_{T(peak)}$	$T_{case} = 25^\circ\text{C}$ Half sine single pulse, $t_p < 200 \mu\text{s}$ Half sine single pulse, $t_p < 20 \mu\text{s}$		10000 20000		ADC
Max. Continuous Load Current	I_L	$T_{case} = 25^\circ\text{C}$ $T_{fin} = 25^\circ\text{C}$ Standard plastic case Opt. 04, cooling fins (air $> 4 \text{ m/s}$)	1.75 16	1.8 16	1.6 16	ADC
Typical Holding Current				50 35		mADC
Typical On-State Voltage	V_{on}	$T_{case} = 25^\circ\text{C}$ $t_p < 10 \mu\text{s}$, duty cycle $< 1\%$	$0.001 \times I_{T(max)}$ 7.5 $0.01 \times I_{T(max)}$ 9 $0.1 \times I_{T(max)}$ 14 $1.0 \times I_{T(max)}$ 40	12 14 23 64	15 18 28 80	VDC
Typical Turn-On Delay Time	$t_{D(on)}$	$0.1 I_{T(max)}$, $0.8 \times V_{D(max)}$ resistive load, 50-50%	170	180	195	ns
Typical Turn-On Rise Time	$t_{R(on)}$	Resistive load, 10-80 % $0.1 \times V_{D(max)}$, $0.1 \times I_{T(max)}$ $0.8 \times V_{D(max)}$, $0.1 \times I_{T(max)}$ $0.8 \times V_{D(max)}$, $1.0 \times I_{T(max)}$	440 130 250	450 140 320	470 155 360	ns
Typical Turn-Off Time	t_{off} , t_c	$T_{case} / T_{fin} = 25^\circ\text{C}$, inductive load / free wheeling diode		35 90		μs
Critical Rate-of-Rise of Off-State Voltage	dv/dt	@ $V_{D(max)}$, exponential waveform	50	75	100	kV/ μs
Maximum On-Time	$t_{on(max)}$	Please note $P_{D(max)}$ limitations	Depending on holding current flow only			
Switch Recovery Time	t_{re}	$t_c + t_{on(max)}$ = minimum pulse spacing		500		ns
Typical Turn-On Jitter	$t_{j(on)}$	$V_{aux} / V_D = 5.0 \text{ VDC}$		1		ns
Max. Switching Frequency	$f_{(max)}$	Please note $P_{D(max)}$ limitations	5	3.5	2.5	kHz
Maximum Burst Frequency	$f_{b(max)}$	With option 01 only, $0.1 \times I_{T(max)}$		25		kHz
Maximum Continuous Power Dissipation	$P_{D(max)}$	$T_{case} = 25^\circ\text{C}$ $T_{fin} = 25^\circ\text{C}$ Standard plastic case Opt. 04, cooling fins (air $> 4 \text{ m/s}$)	15 130	20 210	26 280	Watts
Linear Derating		Above 25°C T_{case} / T_{fin} Standard plastic case Opt. 04, cooling fins (air $> 4 \text{ m/s}$)	0.33 2.89	0.44 4.66	0.58 5.77	W/K
Temperature Range	T_D	Extended range on request		-40...70		$^\circ\text{C}$
Coupling Capacitance	C_C	HV side against control side	50	80	100	pF
Auxiliary Supply Voltage	V_{aux}	Stabilized to $\pm 5\%$		5.0 ($\pm 5\%$)		VDC
Auxiliary Supply Current	I_{aux}	@ f_{max}		500		mADC
Control Signal	V_g			3-10		VDC
Fault Signal		L=Fault		H= 4 V, L= 0.5 V		VDC
Dimensions		Standard case, reduced size on request With option 04 (cooling fins)	89x64x31 89x64x66	122x64x31 122x64x66	178x64x31 178x64x66	mm ³
Weight		Standard case, reduced weight on request With option 04 (cooling fins)	400 500	550 710	760 960	g

Ordering Informations

HTS 80-500-SCR	Thyristor switch, 8000 VDC, 5000 A (pk)	Option 02	Flame retardend casting resin UL94-V0
HTS 120-500-SCR	Thyristor switch, 12000 VDC, 5000 A (pk)	Option 03	Increased thermal conductivity (plastic case only)
HTS 160-500-SCR	Thyristor switch, 16000 VDC, 5000 A (pk)	Option 04	Cooling fins (fins are on high voltage potential)
Option 01 A	High frequency burst		
Option 01 B	Synchronization input/output		

All data and specifications subject to change without notice. Custom designed devices on request.

160-500-SCR-06.28

ANEXO 7 – FAST RECOVERY HIGH VOLTAGE DIODE ASSEMBLIES

FAST RECOVERY HIGH VOLTAGE DIODE ASSEMBLIES, Model Series FDA		Preliminary Data Sheet													
		Symbol	Condition/Comment	FDA 100-75	FDA 100-150	FDA 160-75	FDA 160-150	FDA 200-75	FDA 200-150	FDA 240-75	FDA 240-150	FDA 300-75	FDA 300-150	FDA 320-75	FDA 320-150
Max. Peak Repetitive Reverse Voltage	$V_{RRM(max)}$	$T_{case} = 25^{\circ}C, I_R < 100 \mu A$	10	10	16	16	20	20	24	24	30	30	32	32	kVDC
Max. Working Peak Reverse Voltage	$V_{RWM(max)}$	$T_{case} = 25^{\circ}C, I_R < 100 \mu A$	10	10	16	16	20	20	24	24	30	30	32	32	kVDC
DC Blocking Voltage	$V_{R(max)}$	$T_{case} = 25^{\circ}C, I_R < 100 \mu A$	10	10	16	16	20	20	24	24	30	30	32	32	kVDC
Maximum Average Forward Current	$I_{FAV(max)}$	$T_{case} < 25^{\circ}C$ (cooling option 04 required)	75	150	75	150	75	150	75	150	75	150	75	150	ADC
Maximum Repetitive Peak Current	$I_{PR(max)}$	$t_p < 10 \mu s, dc < 1\%, T_{case} < 25^{\circ}C$	750	1500	750	1500	750	1500	750	1500	750	1500	750	1500	ADC
Max. Nonrepetitive Peak Surge Current	I_{FSM}	$t_p < 8.3 ms, sine halfwave, T_{case} < 25^{\circ}C$	500	1000	500	1000	500	1000	500	1000	500	1000	500	1000	ADC
Maximum Continuous Power Dissipation	$P_{d(max)}$	$T_{case} < 25^{\circ}C, standard plastic case$	10	12	14	15	18	17	21	23	28	24	29	29	Watt
Maximum Operating Temperature Range	T_O	Extended range on request	-50...+85												
Typical Instantaneous Forward Voltage	V_F	$t_p < 10 \mu s, T_{case} = 25^{\circ}C, @ I_{FAV(max)}$	27	42	51	60	75	81	81	81	81	81	81	81	
		$t_p < 10 \mu s, T_{case} = 25^{\circ}C, @ I_{PR(max)}$	54	84	102	120	150	162	162	162	162	162	162	162	VDC
Typical Reverse Blocking Current	I_R	$T_{case} = 25^{\circ}C, @ 0.95 \times V_{R(max)}$	1												
		$T_{case} = 85^{\circ}C, @ 0.95 \times V_{R(max)}$	10												
Typical Reverse Recovery Time	t_{rr}	@ $0.1 \times I_{FAV(max)}, di/dt = 100A/\mu s$	60												
		@ $I_{FAV(max)}, di/dt = 100A/\mu s$	85												
		@ $I_{PR(max)}, di/dt = 100A/\mu s$	200												
Module Dimension (PCB versions)	LxWxH	Without optional cooling fins	83x34x30	83x34x30	100x34x30	100x34x30	115x34x30	115x34x30	140x34x30	140x34x30	150x34x30	150x34x30	150x34x30	150x34x30	mm ³
		With optional cooling fins	140	180	175	220	225	270	245	310	300	380	315	405	g