

Caracterización de los
Fotomultiplicadores del Experimento
Double Chooz bajo Campo
Magnético y Diseño y Construcción
de sus Blindajes Magnéticos.

F.J. Valdivia Valero

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Información y Documentación, Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Ciudad Universitaria, 28040-MADRID, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesaurus del DOE para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. La catalogación se ha hecho utilizando el documento DOE/TIC-4602 (Rev. 1) Descriptive Cataloguing On-Line, y la clasificación de acuerdo con el documento DOE/TIC.4584-R7 Subject Categories and Scope publicados por el Office of Scientific and Technical Information del Departamento de Energía de los Estados Unidos.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Catálogo general de publicaciones oficiales
<http://www.060.es>

Depósito Legal: M -14226-1995
ISSN: 1135 - 9420
NIPO: 654-07-058-2

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S72; S74

MAGNETIC FIELDS; NEUTRINOS; OSCILLATIONS; PHOTOMULTIPLIERS; SHIELDS;
QUANTUM MECHANICS

Caracterización de los Fotomultiplicadores del Experimento Double Chooz bajo Campo Magnético y Diseño y Construcción de sus Blindajes Magnéticos.

Valdivia Valero, F.J.

109 pp. 54 figs. 85 refs.

Resumen:

Las oscilaciones de sabor de los neutrinos son un fenómeno mecano-cuántico ampliamente demostrado. Se explica a través de interferencias entre sus autoestados de masa por lo que pertenece al campo de la física más allá del Modelo Standard. Este trabajo se enmarca dentro de la participación que el CIEMAT lleva a cabo en el experimento de neutrinos Double Chooz. Tal experimento tiene como objetivo medir el ángulo de mezcla θ_{13} , uno de los parámetros de la matriz de mezcla leptónica PMNS, con una sensibilidad sin precedentes mediante la disminución de errores sistemáticos. Para ello, se dispondrán dos detectores de centelleo idénticos, equipados con fotomultiplicadores, a distinta distancia de los reactores nucleares localizados en la central nuclear CHOOZ B (Francia). Se comparará el flujo de los neutrinos electrónicos procedentes de estos reactores, interpretándose su déficit mediante las oscilaciones de estas partículas. La identidad de ambos detectores se verá mermada por los efectos que el campo magnético causará en la respuesta de los fotomultiplicadores. Por lo tanto, este estudio sirve tanto para cuantificar tales efectos como para fijar el diseño de blindajes magnéticos que los minimicen. Se presentan las medidas de apantallamiento y el diseño final de blindajes magnéticos así como el efecto que éstos causan en la respuesta de tubos fotomultiplicadores inmersos en un campo magnético controlado.

Characterization of Magnetic Field Immersed Photomultipliers from Double Chooz Experiment. Desing and Construction of their Magnetic Shields.

Valdivia Valero, F.J.

109 pp. 54 figs. 85 refs.

Abstract:

Flavour oscillations of neutrinos are a quantum-mechanical effect widely demonstrated. It is explained through interferences of their mass eigenstates, therefore, belonging to the phisical area beyond the Standard Model. This work deals with the CIEMAT collaboration in the neutrino experiment Double Chooz. Such an experiment aims to measure the mixture angle θ_{13} , one of the PMNS leptonic mixture matrix, with a unreached-before sensibility by decrease of systematic errors. For this, two identical scintillator detectors, equipped with PMT's, will be sited at different distances from two reactors located in the nuclear powerplant CHOOZ B (France). The electronic neutrino flux from these reactors will be compared, explaining its deficit by flavour oscillations of these particles. The identity of both detectors will be diminished by the magnetic field effects on the PMT's response. Therefore, this study serves as for quantifying such an effects as for fitting the magnetic shields design that minimize them. Shielding measurements and final design of magnetic shields as much as the effect these ones cause in the PMT's response inmersed in a monitored magnetic field are presented.

Índice general

Introducción	7
1. Panorama actual en la Física de Neutrinos	9
1.1. Predicción y Descubrimiento de los Neutrinos	9
1.2. Los Neutrinos en el Modelo Standard	10
1.3. Anomalías Experimentales	12
1.3.1. Déficit de neutrinos solares	12
1.3.2. Déficit de neutrinos atmosféricos	14
1.4. Oscilaciones de Neutrinos	15
1.5. Medidas experimentales de los parámetros de oscilación	19
1.6. Cuestiones por responder	24
1.6.1. Naturaleza de los neutrinos: Dirac o Majorana	24
1.6.2. Escala absoluta de masas	26
1.6.3. Ángulo de mezcla θ_{13}	26
1.6.4. Jerarquía de masas	27
1.6.5. La violación CP (fase δ_{CP})	27
1.7. Experimentos Futuros	28
2. Experimentos de Neutrinos con reactores nucleares	31
2.1. Experimentos de Neutrinos con Reactores	31

2.1.1.	Producción y detección de $\bar{\nu}_e$ de reactores	32
2.1.2.	Sensibilidad, errores sistemáticos y fondos	34
2.1.3.	Comparación entre experimentos de reactores y de aceleradores	36
2.1.4.	Experimentos de reactores en la actualidad	37
2.2.	El experimento Double Chooz	38
2.2.1.	Descripción del detector	41
2.2.2.	Fondos, sistemáticos y sensibilidad esperada	42
2.2.3.	Estado actual	45
3.	Los fotomultiplicadores del experimento Double Chooz	47
3.1.	Características generales de los fotomultiplicadores	47
3.2.	Hamamatsu R7081	50
3.3.	Descripción del montaje experimental	51
3.4.	Caracterización experimental del fotomultiplicador R7081	54
3.5.	Efectos del campo magnético sobre los fotomultiplicadores de Double Chooz . .	57
3.5.1.	Sensibilidad de los fotomultiplicadores al campo magnético	57
3.5.2.	Descripción del montaje experimental	59
3.5.3.	Medidas experimentales	63
3.5.4.	Posibles soluciones	68
4.	Diseño y optimización de un apantallamiento magnético para los fotomultiplicadores de Double Chooz	69
4.1.	Cálculos analíticos	71
4.2.	Descripción del montaje experimental	75
4.3.	Medidas experimentales	77
4.3.1.	Apantallamiento transversal en el centro	77
4.3.2.	Apantallamiento transversal a lo largo del eje	79

4.3.3. Apantallamiento transversal a lo largo del diámetro	83
4.3.4. Apantallamiento longitudinal en el centro	84
4.4. Explicación de las discrepancias entre medidas y cálculos	84
4.5. Múltiples soluciones	87
4.6. Conclusiones	89
5. Efecto de los blindajes en el fotomultiplicador	93
5.1. Descripción del montaje experimental	93
5.2. Medidas experimentales	94
5.2.1. Comparación entre apantallamiento doble y simple	94
5.2.2. Búsqueda de la disposición en altura	96
5.2.3. Últimos cilindros medidos	98
5.3. Conclusiones	100
Conclusiones	103
Bibliografía	105

Introducción

Las oscilaciones de neutrinos son ya un fenómeno probado en el contexto de la física de partículas que implica que los neutrinos tienen masa y por tanto, constituye la primera evidencia de física más allá del Modelo Standard. Se explica a través de la propagación de los neutrinos de sabor como superposición de autoestados masivos. Tal comportamiento lleva a la mezcla entre sabores de forma que puede hallarse analíticamente la probabilidad de transición entre los distintos estados de sabor. La relación entre masa y sabor en el sector leptónico viene determinada por 3 tipos de parámetros: ángulos de mezcla, masas y, en el caso de neutrinos de Dirac, una fase de violación CP (δ_{CP}). De éstos, aún no han sido determinados el ángulo θ_{13} , la fase δ_{CP} y el signo de Δm_{13}^2 . El motivo de esta situación se debe a la gran sensibilidad que se necesita para medir tales parámetros.

Los experimentos de reactores nucleares son los más adecuados para medir el ángulo θ_{13} pero no han podido hasta ahora más que acotar este parámetro. En el caso del experimento en el que participa el CIEMAT, **Double Chooz**, la sensibilidad se optimiza mediante la reducción de sus errores sistemáticos. A partir del uso de dos detectores situados a diferente distancia de la fuente la comparación relativa de los espectros de neutrinos que miden ambos detectores nos permite obtener la probabilidad de supervivencia de los $\bar{\nu}_e$ procedentes de los reactores y por tanto θ_{13} .

La cancelación de errores sistemáticos depende de que ambos detectores se encuentren en las mismas condiciones. Al consistir en grandes detectores de centelleo, una parte fundamental de su mecanismo de detección es la red de fotomultiplicadores, los cuales deben ser de grandes dimensiones para cubrir la mayor área posible. El tamaño de tales fotomultiplicadores puede llevar, sin embargo, a una nada despreciable pérdida en la pretendida identidad de los detectores. El blindaje de acero que rodeará a los detectores, aun siendo desmagnetizadas sus piezas individualmente, dejará en la zona donde se encuentran los fotomultiplicadores campos magnéticos no uniformes del orden de 500 mG. Precisamente los fotomultiplicadores con photocátodos de gran área son los que más respuesta pierden a causa del campo magnético. La no uniformidad de dicho campo sería entonces una fuente añadida de errores sistemáticos que restaría sensibilidad al experimento. La mejor elección para resolver este problema es apantallar individualmente los fotomultiplicadores. Por ello, se ha encargado al CIEMAT el diseño y caracterización de los blindajes magnéticos.

El principal objetivo de este trabajo consiste en resolver el problema de la sensibilidad al campo magnético para los fotomultiplicadores de Double Chooz, cuantificando por primera vez los efectos de campos magnéticos del orden de 1 Gauss sobre los fotomultiplicadores y diseñando y optimizando un blindaje magnético adecuado a éstos.

En el capítulo 1 se hace una breve introducción a la física de neutrinos y al fenómeno de las oscilaciones. En el capítulo 2 se explica la importancia de los experimentos de neutrinos en reactores para la medida del ángulo θ_{13} y se describe el experimento en el que se enmarca este trabajo, el detector Double Chooz. El capítulo 3 se dedica al estudio y caracterización de los fotomultiplicadores de Double Chooz. Es muy importante este estudio por la falta de información acerca de apantallamientos magnéticos para campos $\sim 1 - 2 G$. En el capítulo 4 se realiza un estudio detallado de los apantallamientos magnéticos cilíndricos para campos externos de $\sim 1 G$. En el capítulo 5 se muestra el efecto de los blindajes en el PMT R7081 de Hamamatsu y finalmente se resumen las conclusiones de este estudio que ha permitido a la colaboración de Double Chooz decidir los blindajes magnéticos a utilizar en el experimento.

Capítulo 1

Panorama actual en la Física de Neutrinos

1.1. Predicción y Descubrimiento de los Neutrinos

En 1914 Chadwick [1] estableció que los electrones emitidos en decaimientos β radioactivos presentan un espectro continuo, al contrario de lo que ocurre en los decaimientos α y γ . Si el proceso de decaimiento β fuera $A_X^Z \rightarrow A_X^{Z-1}e$ con sólo dos partículas en el estado final, la conservación de la energía implicaría inevitablemente un espectro monocromático para el electrón.

En 1930 Pauli postuló, para salvar la conservación de la energía, la existencia de una nueva partícula neutra, llamada “neutrón”, con masa “del mismo orden de magnitud que la masa del electrón” y quizá “poder de penetración igual ó 10 veces mayor que un rayo γ ” [2]. La estimación de la sección eficaz fue sugerida por la vieja idea de que las partículas emitidas en los decaimientos β estaban ligadas previamente a los núcleos padres (como en los decaimientos α) en vez de crearse en el proceso.

En 1934 Fermi superó esta idea equivocada e introdujo una nueva escala de energía (la escala de “Fermi” o “débil”) en el contexto de un modelo capaz de predecir acoplamientos de neutrinos en términos de vidas medias de decaimientos β [3]. Amaldi renombró la nueva partícula, neutrino, después de que el verdadero neutrón fuera identificado por Chadwick [4].

Los neutrinos fueron final y directamente observados por Reines y Cowan [5] en 1959 en un experimento de reactores en la central nuclear de Savannah River. La potencia del reactor era de 1000 MW, por lo que tomando una emisión de promedio de 6 $\bar{\nu}_e/fisión$, el flujo útil fue de $\approx 10^{13} \bar{\nu}_e cm^{-2}s^{-1}$. La probabilidad de interacción de los neutrinos es extremadamente pequeña, en concreto, para $E_\nu = 1 MeV$ tenemos que $\sigma = 10^{-43} cm^2$, lo cual se traduce en un

recorrido libre medio de $\approx 10^{20} \text{ cm}$. El detector consistía en un blanco de líquido centelleador dopado con Cd que detectaba el flujo de $\bar{\nu}_e$ procedente del reactor nuclear mediante la reacción de decaimiento β inversa



que es la reacción característica de los experimentos de neutrinos con reactores nucleares. Cada suceso de detección de $\bar{\nu}_e$ era reconocido por fotones procedentes de la aniquilación del e^+ (proceso casi instantáneo, $\sim ns$) seguida del fotón de desexcitación del Cd^* producido mediante captura neutrónica ($\approx 10 \mu s$ después). Estos fotones depositaban su energía en el líquido centelleador a través de efecto Compton.

1.2. Los Neutrinos en el Modelo Standard

El Modelo Standard explica satisfactoriamente la interacción débil de los neutrinos con otras partículas a través de [6]:

- el lagrangiano CC (corrientes cargadas)

$$-\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\alpha^{CC} W^\alpha + h.c. \quad (1.2)$$

- el lagrangiano NC (corrientes neutras)

$$-\frac{g}{2 \cos \theta_W} j_\alpha^{NC} Z^\alpha \quad (1.3)$$

donde g es la constante de acoplamiento SU(2), θ_W es el ángulo débil o de Weinberg, siendo $j_\alpha^{CC} = 2 \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{lL} \gamma_\alpha l_L$ y $j_\alpha^{NC} = \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{lL} \gamma_\alpha \nu_{lL}$ las corrientes cargada y neutra respectivamente. W^α y Z^α son los campos de los bosones vectoriales W^\pm cargados y Z^0 neutro. Los neutrinos son partículas sin masa en el Modelo Standard, permitiéndose que sus autoestados de chiralidad lo sean también de helicidad. Además, por efecto de la violación de la paridad, en este modelo no existen neutrinos dextrógiros.

A partir de medidas experimentales directas de la masa de los neutrinos, mediante plots de Curie de desintegraciones β , sólo se obtienen cotas superiores para estos parámetros. Ejemplos son las medidas que se obtienen en las desintegración del tritio [7]



con la que se obtiene un valor de $\leq 2.3 \text{ eV}$.

La violación de la paridad en los procesos débiles fue puesta en evidencia por Lee y Yang [9] en 1956 tras la observación de que la partícula K^+ ($J^P = 0^-$) podía desintegrarse a dos

estados finales de distinta paridad (el estado $\pi^+\pi^0$, con paridad P=+1 ó el estado $\pi^+\pi^+\pi^-$, con paridad P=-1).

El estudio de Mme.Wu [10] en 1957 sobre la distribución angular de los e^- emitidos en la desintegración β del ^{60}Co polarizado a baja temperatura, confirmó experimentalmente que la paridad no se conserva en los procesos débiles. Se observó asimetría respecto al espín del cobalto en la emisión de los electrones de forma que el 70 % de los e^- son emitidos en la dirección opuesta a la del espín del cobalto. Como consta hasta ahora según las medidas actuales la interacción débil en el modelo standard viola la paridad de forma que los ν son levógiros mientras que sus antipartículas, los $\bar{\nu}$, son dextrógiros. Por conservación de CPT se cree que las masas de ν y $\bar{\nu}$ son iguales.

Existen 3 sabores de neutrinos ν_e , ν_μ y ν_τ en la naturaleza. Esto se asume en el modelo debido a los experimentos de LEP acerca de la anchura del decaimiento del bosón de la interacción débil causante de las corrientes neutras, Z^0 :

$$Z^0 \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l \quad (1.5)$$

en la que sólo se encontraron 3 ramificaciones, es decir, un número de neutrinos de sabor de $n_{\nu_f} = 3.00 \pm 0.06$ [8]. A partir del ajuste global de los datos de LEP se encontró que $n_{\nu_f} = 2.984 \pm 0.008$.

Los ν ($\bar{\nu}$) son en el Modelo Standard, por tanto, partículas levógiros (dextrógiros) sin masa, acopladas a su correspondiente leptón masivo formando 3 dobletes, uno para cada sabor.

Aún así, se puede hacer otra distinción en cuanto se asume la existencia de masa para el neutrino. En concreto, su comportamiento como neutrinos de Dirac o neutrinos de Majorana.

Se entiende por naturaleza de Dirac de los neutrinos al esquema teórico en el cual el ν y el $\bar{\nu}$ son partículas distintas, mientras que la naturaleza de Majorana de estas partículas se refiere a que realmente el ν y el $\bar{\nu}$ pudieran ser la misma partícula. Esta última idea parte de la teoría simétrica que formuló Majorana [11] en 1937 para no tratar a las antipartículas como estados de energía negativa (lo cual se hace en la teoría de Dirac con los positrones). Debido al hecho de que el neutrino es una partícula neutra, se deduce de dicha teoría la identificación entre el ν y el $\bar{\nu}$.

Si un neutrino con masa viajara inmerso en una región afectada por campos electromagnéticos podríamos seleccionar un sistema de referencia que se desplazara en la misma dirección pero a mayor celeridad de modo que veríamos un neutrino de helicidad opuesta. En caso de que la partícula en el nuevo sistema no fuera idéntica a la anterior tendríamos 4 estados de igual masa: ν_L ($CPT \rightarrow \bar{\nu}_R$), ν_R ($CPT \rightarrow \bar{\nu}_L$). Al no tratarse de la misma partícula podrían poseer momentos dipolares magnéticos y eléctricos no nulos. Por el contrario, en caso de ser la misma partícula, tendríamos sólo 2 estados para la misma masa: ν_L y ν_R . Además, con la transformación de Lorentz habríamos variado la contribución de los términos de energía debidos a sus momentos dipolares por lo que éstos deberían cancelarse obligatoriamente. Los neutrinos de Majorana, completamente neutros, son autoestados de la conjugación de la carga y de la paridad (autovalores imaginarios) mientras que los neutrinos de Dirac no pueden serlo

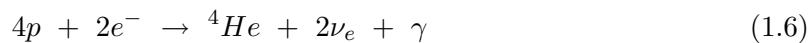
(no son partículas con todas sus cargas neutras) de la conjugación de la carga pero sí lo son de la paridad (autovalores reales).

1.3. Anomalías Experimentales

Las principales fuentes de neutrinos que se nos presentan de forma natural son las reacciones termonucleares que tienen lugar en el Sol y la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera terrestre. Los productos de fisión que tienen lugar en los reactores nucleares son inestables desintegrandose mediante decaimientos β como se desarrollará ampliamente en la sección 2.1. Estas desintegraciones están asociadas a la emisión de $\bar{\nu}_e$. Actualmente se desarrollan técnicas para obtener neutrinos, como aceleradores de partículas, experimentos de haces β y factorías de neutrinos (se darán más detalles en las secciones 2.1 y 1.7). Sin embargo los primeros indicios experimentales acerca de las oscilaciones de estas partículas se obtuvieron a partir de anomalías en el flujo de neutrinos procedentes de fuentes naturales: el Sol y los rayos cósmicos. Los detectores medían flujos menores de lo que se espera según los modelos que explican los mecanismos naturales de producción de neutrinos. A continuación se introducen las dos anomalías experimentales en el terreno de los neutrinos solares y atmosféricos.

1.3.1. Déficit de neutrinos solares

La energía del Sol se produce en las reacciones de los ciclos termonucleares pp y CNO:



cuya energía, ≈ 26 MeV, se radia principalmente en forma de γ 's, quedando una energía promedio para los 2 ν 's de 0.59 MeV.

Se presentan las reacciones más importantes para los experimentos de neutrinos solares en la figura 1.1 [12].

Como se muestra en la figura 1.1, los poco energéticos neutrinos pp y 7Be constituyen la mayor parte del flujo de neutrinos solares. Sin embargo, los experimentos Superkamiokande [18] y SNO [19] [21] [22] en la práctica sólo pueden detectar los neutrinos procedentes del decaimiento del 9B (los más escasos). Estos neutrinos son los que predominan también en las medidas del experimento Homestake [23].

El flujo de sucesos medido en cada uno de los experimentos de neutrinos solares es menor que el predicho por el modelo solar standard. Se presenta una tabla 1.1 con los sabores detectados, las reacciones de detección y la energía umbral de los principales experimentos que encontraron anomalías en la detección de flujo de neutrinos solares.

Un experimento muy importante en el campo de la detección de neutrinos solares es el SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [19] [21] [22]. Su detector, una gran esfera cuya superficie

Reaction	Abbr.	Flux ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
$pp \rightarrow d e^+ \nu$	pp	$5.99(1.00 \pm 0.01) \times 10^{10}$
$pe^- p \rightarrow d \nu$	pep	$1.42(1.00 \pm 0.02) \times 10^8$
$^3\text{He } p \rightarrow ^4\text{He } e^+ \nu$	hep	$7.93(1.00 \pm 0.16) \times 10^3$
$^7\text{Be } e^- \rightarrow ^7\text{Li } \nu + (\gamma)$	^7Be	$4.84(1.00 \pm 0.11) \times 10^9$
$^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* e^+ \nu$	^8B	$5.69(1.00 \pm 0.16) \times 10^6$
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C } e^+ \nu$	^{13}N	$3.07(1.00^{+0.31}_{-0.28}) \times 10^8$
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N } e^+ \nu$	^{15}O	$2.33(1.00^{+0.33}_{-0.29}) \times 10^8$
$^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O } e^+ \nu$	^{17}F	$5.84(1.00 \pm 0.52) \times 10^6$

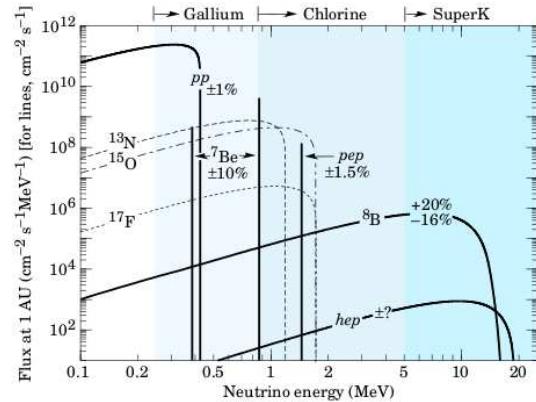
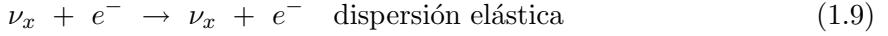
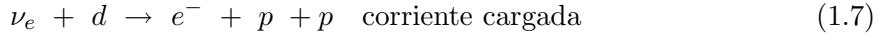


Figura 1.1: Izq: Reacciones productoras de ν 's en el Sol. Der: Espectro de ν 's solares predicho por el modelo solar standard BS05(OP).

Experimento	Detección	Sabor detectado	Energía umbral (MeV)
Homestake	$^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$	ν_e	$E_\nu > 0.81$
Sage+Gallex+GNO	$^{71}\text{Ga}(\nu, e^-)^{71}\text{Ge}$	ν_e	$E_\nu > 0.23$
$Kam \Rightarrow SK$	$\nu_x e^- \rightarrow \nu_x e^-$	$\nu_e, \nu_{\mu/\tau}$	$E_\nu > 5$
SNO	$\nu_e d \rightarrow ppe^-$	ν_e	$T_e > 5$
	$\nu_x d \rightarrow \nu_x pn$	$\nu_e, \nu_{\mu/\tau}$	$T_\gamma > 5$
	$\nu_x e^- \rightarrow \nu_x e^-$	$\nu_e, \nu_{\mu/\tau}$	$T_e > 5$

Tabla 1.1: Experimentos de neutrinos solares.

interna está cubierta de fotomultiplicadores, contiene un blanco Cherenkov de agua pesada ($1\text{ kton de } D_2O$). Los neutrinos procedentes del Sol se detectan mediante las siguientes reacciones:



Definiendo $R = \frac{\text{flujo detectado}}{\text{flujo esperado}}$ se obtuvieron los siguientes valores para cada reacción de detección [57]:

- $R_{\text{corrientes cargadas}} = 0.29 \pm 0.02$
- $R_{\text{corrientes neutras}} = 0.87 \pm 0.08$
- $R_{\text{dispersión elástica}} = 0.41 \pm 0.05$

Este resultado anómalo en la medida de los $\bar{\nu}_e$ provenientes de reacciones termonucleares que ocurren en el Sol puede explicarse si se producen transiciones hacia $\bar{\nu}_\mu$ o $\bar{\nu}_\tau$, y la probabilidad de supervivencia de los $\bar{\nu}_e$ puede explicarse también (como en la subsección 1.3.2) teóricamente como oscilaciones entre al menos 2 autoestados de masa como se verá en la sección 1.4. Se darán más detalles del resto de experimentos que aparecen en la tabla 1.1 en la sección 1.5.

1.3.2. Déficit de neutrinos atmosféricos

Los neutrinos atmosféricos son aquellos que provienen de la desintegración de los rayos cósmicos en la atmósfera, principalmente en los decaimientos de piones y muones

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu \quad y \quad \mu \rightarrow e + \nu_\mu + \nu_e \quad (1.10)$$

En el experimento Super-Kamiokande (SK) [13] se observaron neutrinos mediante la luz Cherenkov emitida por electrones y muones en un gran detector de agua (50kt de H_2O) A energías menores que $\approx 1 \text{ GeV}$ casi todos los muones decaen en la atmósfera y de las ecuaciones 1.10 se sigue que la proporción entre sucesos muónicos y electrónicos debería ser $R_{\mu e} \approx 2$. Incluso a más altas energías dicha proporción sería mayor que 2.

Sin embargo, el valor obtenido experimentalmente por SK [13] y Soudan 2 [14] es significativamente menor que la predicha:

- región Sub-GeV ($E_{vis} \leq 1.33 \text{ GeV}$): $\frac{(R_{\mu e})_{meas}}{(R_{\mu e})_{MC}} = 0.638 \pm 0.016 \pm 0.050$.
- región Multi-GeV ($E_{vis} > 1.33 \text{ GeV}$): $\frac{(R_{\mu e})_{meas}}{(R_{\mu e})_{MC}} = 0.658 \pm 0.030 \pm 0.078$.

Este hecho ya era conocido por Kamiokande [15] e IMB [16].

Como se ve de los valores obtenidos para los flujos, parece que esta anomalía en el flujo de neutrinos atmosféricos puede explicarse por medio de transiciones de ν_μ a ν_τ . Esto se sigue de la gran asimetría en la dirección zenital de los sucesos muónicos de alta energía que se midió en SK [13]. Si no hubiera oscilaciones de neutrinos, tendríamos que

$$N_l(\cos \theta_z) = N_l(-\cos \theta_z) (l = e, \mu) \quad (1.11)$$

donde N_l es el número de eventos de neutrinos electrónicos o muónicos, y θ_z es el ángulo azimutal. Se obtuvo un buen acuerdo con esta relación para los sucesos electrónicos, pero sin embargo, para los muónicos Multi-GeV se encontró un acusado desacuerdo

$$(U/D)_\mu = 0.54 \pm 0.04 \pm 0.01 \quad (1.12)$$

donde U y D son el número total de muones que viajan hacia arriba y hacia abajo respectivamente.

A altas energías los leptones se emiten casi en la misma dirección que los neutrinos, así que los muones U se producen mediante neutrinos que atraviesan distancias desde $\approx 500 \text{ km}$ hasta $\approx 13000 \text{ km}$ y los muones D son producidos por neutrinos que atraviesan distancias desde $\approx 20 \text{ km}$ hasta $\approx 500 \text{ km}$ (ver figura 1.2). Esta asimetría demuestra la dependencia del número de neutrinos muónicos con la distancia que atraviesan desde el punto de producción en la atmósfera hasta el detector.

De los datos de SK [13], Soudan 2 [14] y MACRO [17], parece que esta anomalía en el flujo de neutrinos atmosféricos puede explicarse por medio de transiciones de ν_μ a ν_τ a través de un fenómeno de oscilación entre 2 autoestados de masa (ver figura 1.4).

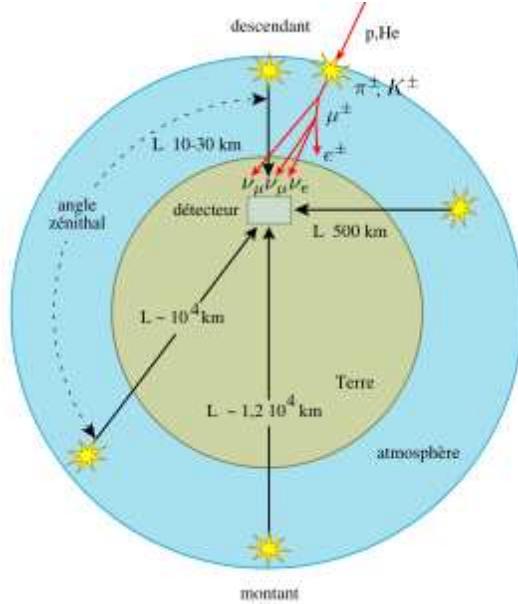


Figura 1.2: Esquema de producción y propagación de los neutrinos atmosféricos.

1.4. Oscilaciones de Neutrinos

Actualmente no hay duda sobre la existencia de oscilaciones de neutrinos solares, atmosféricos, de reactores, así como de los generados en haces como causa dominante de las mutaciones de sabor de los neutrinos durante su propagación, siendo descritas estas oscilaciones aproximadamente a partir de un modelo efectivo de 2 sabores de neutrinos. Las oscilaciones de neutrinos son un fenómeno de mezcla macroscópica en el sector leptónico. Los neutrinos interactúan débilmente como neutrinos de sabor (ν_e, ν_μ, ν_τ) mientras que oscilan como neutrinos masivos durante su propagación, los cuales se cree que son al menos 3: ν_1, ν_2 y ν_3 . El fenómeno se plasma mediante la correspondiente matriz de mezcla PMNS [20] que lleva a un Hamiltoniano libre no diagonal para los neutrinos. Añadido a esto encontramos que el espectro de neutrinos masivos no debe ser degenerado, ya que su Δm^2 conduce a que la probabilidad de que un ν_α de energía E se convierta en un ν_β después de recorrer una distancia L sea:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(m)}{E(MeV)}\right) \quad (1.13)$$

La matriz PMNS puede parametrizarse en términos de 3 ángulos de mezcla ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$) y una fase compleja de violación CP (δ_{CP}).

$$(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)^T = U(\nu_1, \nu_2, \nu_3)^T \quad (1.14)$$

donde $U=U_{atm}U_\delta U_{sol}$.

$$U_{atm} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}$$

$$U_\delta = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \exp(-i\delta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} \exp(+i\delta) & 0 & c_{13} \end{pmatrix}$$

$$U_{sol} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

donde c_{ij} y s_{ij} representan $\sin \theta_{ij}$ y $\cos \theta_{ij}$ siendo θ_{ij} :

$$\begin{aligned} \theta_{sol} &\equiv \theta_{12} \\ \theta_{atm} &\equiv \theta_{23} \\ \theta_{reactor} &\equiv \theta_{13} \end{aligned}$$

En el desarrollo teórico nos centraremos en el caso de propagación de los neutrinos en el vacío ya que los efectos de materia pueden considerarse de segundo orden debido a que los neutrinos interactúan débilmente con ella.

Si los neutrinos tienen masa, sus autoestados de sabor, ν_α , pueden ser tratados como combinaciones lineales de los autoestados de masa ν_i

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^{n=3} U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.15)$$

donde n es el número de especies de neutrinos ligeros y U es la matriz de mezcla. La evolución temporal de los neutrinos de sabor puede representarse entonces a partir de la evolución temporal de sus autoestados de masa por lo que un neutrino originalmente de sabor α puede ser detectado en una interacción de corriente cargada (CC) $\nu_\alpha(t)N' \rightarrow l_\beta N$ con una probabilidad:

$$P_{\alpha\beta} = |<\nu_\beta|\nu_\alpha(t)>|^2 = \left| \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n U_{\alpha i}^* U_{\beta j} <\nu_j|\nu_i(t)> \right|^2 \quad (1.16)$$

Tomando $|\nu>$ como una onda plana $|\nu_i(t)> = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)>$, teniendo en cuenta la aproximación relativista con $p_i \approx p_j \equiv p \approx E$

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.17)$$

y la relación ortogonal $\langle \nu_j | \nu_i \rangle = \delta_{ij}$, conseguimos la siguiente probabilidad de transición

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i<j}^n \operatorname{Re}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin^2 X_{ij} + 2 \sum_{i<j}^n \operatorname{Im}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin 2X_{ij}, \quad (1.18)$$

donde

$$X_{ij} = \frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E} = 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 (eV^2) L(m)}{E(MeV)}. \quad (1.19)$$

L es la distancia entre el punto de producción de ν_α y el punto de detección de ν_β . Δm_{ij}^2 puede tomar los siguientes valores:

$$\begin{aligned} \Delta m_{sol}^2 &\equiv \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 \\ \Delta m_{atm}^2 &\equiv \Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2 \end{aligned}$$

La probabilidad de transición, fórmula 1.18, presenta un comportamiento oscilatorio, cuya longitud característica es:

$$L_{0,ij}^{osc}(m) = \frac{2.48\pi E(MeV)}{\Delta m_{ij}^2(eV^2)} \quad (1.20)$$

y amplitudes proporcionales a los elementos de la matriz de mezcla. Por lo tanto la mezcla de autoestados de masa no degenerados explica el fenómeno de las oscilaciones de los neutrinos.

Los experimentos que buscan oscilaciones de estas partículas se caracterizan mediante la energía típica E que presentan los neutrinos producidos y la distancia fuente-detector L . Sin embargo, generalmente, los neutrinos no son monoenergéticos y, además, los detectores poseen una resolución finita en energía. Por tanto, en vez de medir $P_{\alpha\beta}$, los experimentos son sensibles a la probabilidad media

$$\begin{aligned} \langle P_{\alpha\beta} \rangle &= \frac{\int \frac{d\Phi}{dE} \sigma_{CC}(E) P_{\alpha\beta}(E) \epsilon(E) dE}{\int \frac{d\Phi}{dE} \sigma_{CC}(E) \epsilon(E) dE} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i<j}^n \operatorname{Re}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \langle \sin^2 X_{ij} \rangle \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$+ 2 \sum_{i<j}^n \operatorname{Im}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \langle \sin 2X_{ij} \rangle, \quad (1.22)$$

Experimento	L (m)	E (MeV)	Δm^2 (eV^2)
Solar	10^{10}	1	10^{-10}
Atmosférico	$10^4 - 10^7$	$10^2 - 10^5$	$10^{-1} - 10^{-4}$
Reactor	$SBL 10^2 - 10^3$	1	$10^{-2} - 10^{-3}$
	$LBL 10^4 - 10^5$		$10^{-4} - 10^{-5}$
Acelerador	$SBL 10^2$	$10^3 - 10^4$	> 0.1
	$LBL 10^5 - 10^6$	10^4	$10^{-2} - 10^{-3}$

Tabla 1.2: Valores característicos de L y E.

donde Φ es el espectro de energía de los neutrinos, σ_{CC} es la sección eficaz del proceso con el cual son detectados los neutrinos (en general, interacción CC, y $\epsilon(E)$ es la eficiencia de detección. El rango de integración en energías depende de la resolución energética del experimento.

Para ser sensibles a un valor determinado de Δm_{ij}^2 , el montaje experimental debe cumplir que $E/L \approx \Delta m_{ij}^2$ ($L \sim L_{0,ij}^{osc}$). Se resumen los valores típicos de L/E para diferentes tipos de fuentes de neutrinos y experimentos en la tabla 1.2.

Si $(E/L) \gg \Delta m_{ij}^2$ ($L \ll L_{0,ij}^{osc}$), la fase de oscilación no llega a producir un efecto apreciable porque $\sin^2 X_{ij} \ll 1$. Si por el contrario $L \gg L_{0,ij}^{osc}$, la fase de oscilación completa muchos ciclos antes de la detección y es promediada a $\langle \sin^2 X_{ij} \rangle = 1/2$. Se obtiene la máxima sensibilidad a la fase de oscilación, y correspondientemente a Δm_{ij}^2 , cuando el montaje cumple las siguientes condiciones:

- $E/L \approx \Delta m_{ij}^2$.
- la resolución energética del experimento es suficientemente buena, $\Delta E \ll L\Delta m_{ij}^2$.
- la resolución espacial es apropiada, $\Delta L \ll E/\Delta m_{ij}^2$.

En el caso en el cual $\Delta m_{32}^2 >> \Delta m_{12}^2$, para $\theta \rightarrow 0$ las oscilaciones de neutrinos atmosféricos y solares se desacoplan en dos escenarios de oscilación mediante 2 neutrinos. Es decir, a partir de la jerarquía requerida en las divisiones $\Delta m_{atm}^2 \geq \Delta m_{sol}^2$ indicada por las soluciones a las anomalías de neutrinos atmosféricos y solares se sigue que los análisis de datos solares se acomodan al uso de 3 de los 5 parámetros independientes de oscilación, Δm_{21}^2 , θ_{12} y θ_{13} . Inversamente, los análisis de datos atmosféricos se restringen a Δm_{32}^2 , θ_{23} y θ_{13} , siendo el último común a ambos por lo que se puede tener en cuenta algunas influencias entre ambos problemas.

En este caso sólo se tienen en cuenta 2 parámetros, θ y Δm^2 , de forma que la probabilidad $P_{\alpha\beta}$ (fórmula 1.18) queda

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - (2\delta_{\alpha\beta} - 1) \sin^2 2\theta \sin^2 X \quad (1.23)$$

que concuerda con la fórmula 1.13.

1.5. Medidas experimentales de los parámetros de oscilación

Diferentes experimentos han tratado de medir las oscilaciones de los neutrinos producidos tanto natural (solares y atmosféricos) como artificialmente (reactores y aceleradores). En la sección anterior se ha visto que las oscilaciones se explican a través de una matriz de mezcla que depende de 3 parámetros de diferencias de masas, 3 ángulos y una fase de violación CP. De la aproximación al problema con 2 neutrinos (ver fórmula 1.13), que es efectiva de acuerdo con la sensibilidad que alcanzan actualmente los experimentos solares, atmosféricos, de reactores y de aceleradores, vemos que es posible desacoplar estos parámetros en 3 grupos: $(\Delta m_{12}^2, \theta_{12})$, $(\Delta m_{23}^2, \theta_{23})$ y $(\Delta m_{13}^2, \theta_{13})$. Los experimentos de neutrinos solares se centran en el primer grupo, los de neutrinos atmosféricos y de aceleradores en los del segundo y los de reactores en el tercero. La adecuación de cada experimento para detectar un grupo u otro depende del “baseline” utilizado y de la reacción de detección por lo que se da el caso de que un experimento de reactores como KamLAND en vez de ser sensible a $(\Delta m_{13}^2, \theta_{13})$, como el resto de experimentos de reactores, sea sensible a $(\Delta m_{12}^2, \theta_{12})$. A continuación se presentan los distintos experimentos que han contribuido a la obtención de valores de los parámetros de oscilación.

A) Experimentos de neutrinos solares

Como se dijo en la sección 1.3, el desacuerdo general entre los flujos medido y teórico de neutrinos solares se explica a través del paso de ν_e a ν_μ o ν_τ . Los principales experimentos que han estudiado este problema son SNO y KamLAND (ver “Experimentos de neutrinos en reactores” en esta sección).

1. **experimento con Cloro: Homestake.** Primer experimento que detectó neutrinos solares, Brookhaven 1968 [38]. Localizado en Lead (Carolina del Sur), el detector consistía en unas 615 toneladas de C_2Cl_4 . La reacción de detección era $^{37}Cl(\nu, e^-)^{37}Ar$ con una energía umbral de 0.814 MeV, de forma que los flujos importantes los proporcionan las reacciones de decaimiento del 7Be y del 8B , en un 78 % y un 13 % respectivamente (según los flujos solares medidos por SSM). Durante 20 años de funcionamiento registró un déficit respecto al flujo teórico:

$$\frac{R_{Cl}}{SSM} = 0.30 \pm 0.03 \quad (1.24)$$

2. **Kamiokande** [15] y **Superkamiokande** [37] en Japón son detectores Cherenkov de agua capaces de detectar en tiempo real los electrones procedentes de la dispersión elástica de los neutrinos solares, $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$. Estos electrones producen luz Cherenkov que es detectada a través de fotomultiplicadores. La detección mediante dispersión elástica es sensible a todos los neutrinos de sabor, aunque ν_e 's contribuyen 6 veces más que los ν_μ y los ν_τ .

Kamiokande, con 2140 toneladas de agua, comenzó a tomar datos en enero de 1987 y terminó en febrero de 1995. SuperKamiokande, con 45000 toneladas de agua (de las cuales 22500 pueden usarse en medidas de neutrinos solares) empezó en mayo de 1996. Sus energías umbrales son 7.5 MeV y 5 MeV respectivamente. Esto significa que tales experimentos sólo son capaces de medir (como se dijo en la sección 1.3), los neutrinos

procedentes del decaimiento del 8B y el flujo de neutrinos hep. Sus resultados son dados como flujo de neutrinos del 8B :

$$\frac{\Phi_{SK}}{\Phi_{SSM}} = 0.413 \pm 0.014. \quad (1.25)$$

3. experimento con Galio: SAGE y GALLEX/GNO. SAGE [39] y GALLEX [40] fueron dos experimentos radioquímicos que comenzaron en enero de 1990 y mayo de 1991 usando un blanco de ^{71}Ga . El detector SAGE se localiza en Baksan, Kaberdino-Balkaria (Rusia) con 30 toneladas (aumentadas a 57 posteriormente) de Galio metálico líquido mientras que GALLEX se encuentra en Gran Sasso (Italia) y consiste en 30 toneladas de $GaCl_3 - HCl$. La reacción de detección de ambos fue $^{71}Ga(\nu, e^-)^{71}Ge$ siendo sus principales características un bajo umbral de 0.233 MeV y una fuerte transición al nivel fundamental del ^{71}Ga , que muestra una gran sección eficaz para los neutrinos pp de baja energía. Aproximadamente un 54 % de los sucesos detectados eran debidos a neutrinos pp, frente a un 26 % y un 11 % provenientes de los decaimientos del 7Be y del 8B respectivamente. El programa GALLEX se completó en 1997 y su sucesor GNO comenzó la toma de datos en el 98. El flujo medio de sucesos detectado por SAGE y GALLEX/GNO es:

$$\frac{R_{Ga}}{SSM} = 0.52 \pm 0.03. \quad (1.26)$$

4. El experimento **SNO** ya fue presentado en la sección 1.3.

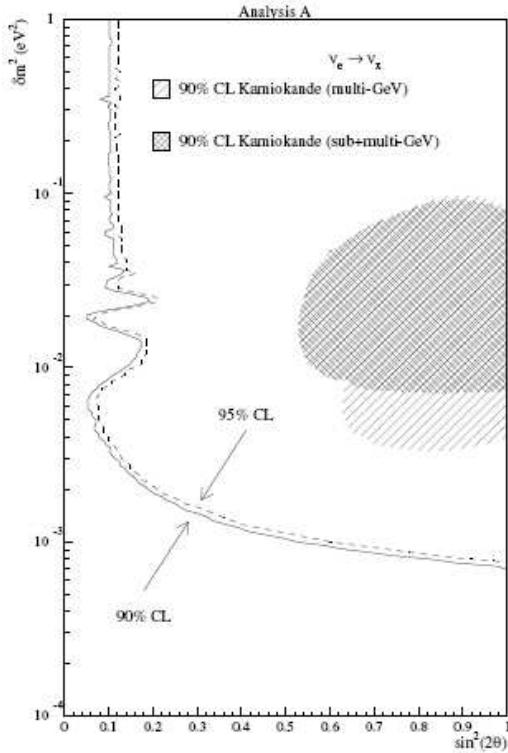
B) Experimentos de neutrinos atmosféricos

Fréjus [41] y **NUSEX** [42], dos calorímetros de hierro, encontraron el flujo de neutrinos atmosféricos de acuerdo con las predicciones teóricas. Por otro lado, dos detectores Cherenkov de agua, **IMB** [16] y **Kamiokande** (detector Cherenkov de electrones y muones), detectaron un cociente entre sucesos inducidos por ν_μ y ν_τ menor del esperado en un factor 0.6. Kamiokande dividió su muestra de datos en sucesos sub-GeV y Multi-GeV, desarrollando después análisis separados para ambos conjuntos [15], que mostró el mismo déficit. Este fue el origen del problema de los neutrinos atmosféricos como se explicó en la sección 1.3.

En los últimos 10 años, la anomalía atmosférica de los neutrinos fue mejor caracterizada con los datos de gran precisión y alta estadística que presentó **SuperKamiokande** [43] recibiendo una importante confirmación a través de los detectores calorimétricos de hierro **Soudan 2** [44] y **MACRO** [17]. En 1998, SK presentó la evidencia sobre oscilaciones de ν_μ [43] basada en la distribución angular de sus datos. Soudan 2 y MACRO eliminaron la sospecha de que la anomalía fuera simplemente un efecto sistemático en los detectores de agua.

C) Experimentos de neutrinos en reactores

Se buscan también oscilaciones de neutrinos mediante haces de estas partículas procedentes de reactores nucleares, en concreto, $\bar{\nu}_e$ de $E \sim MeV$. Los experimentos de este tipo son de desaparición, ya que, al ser los antineutrinos producidos de poca energía, en caso de cambiar de sabor no ocurriría ninguna reacción de detección. Una ventaja es que energías bajas permiten ser sensibles a menores valores de Δm^2 .

Figura 1.3: Límite de CHOOZ para θ_{13}

Hay un grupo de experimentos de reactores desarrollados a relativamente corta o intermedia “baseline” que no encontraron evidencia alguna de la mezcla de sabores: Gosgen [45], Krasnoyarsk [46], Bugey [47], CHOOZ [48] y Palo Verde [49].

En particular CHOOZ buscaba la desaparición de $\bar{\nu}_e$ producidos en una central eléctrica con dos reactores nucleares de agua presurizada de 8.5 GW de potencia térmica. En el detector, localizado a $L \approx 1 \text{ km}$ de los reactores, el suceso de detección es la coincidencia retardada entre una señal e^+ instantánea y la debida a la captura neutrónica en el centelleador dopado con Gd. El umbral de dicha reacción es de 1.806 MeV. El cociente entre los flujos medios medido y esperado promediados sobre el espectro de energía de los neutrinos viene dado por

$$R = 1.01 \pm 2.8\%(\text{stad}) \pm 2.7\%(\text{sist}) \quad (1.27)$$

No se encontró déficit alguno en el flujo. Lo que se pudo obtener fue una gráfica de exclusión del valor de $\sin^2 2\theta_{13}$ en función del valor de Δm_{13}^2 como se ve en la figura 1.3.

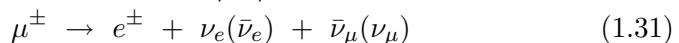
Se puede acceder a menores valores de Δm^2 en experimentos de reactores usando una mayor “baseline”, de hecho KamLAND [50], un detector de centelleo líquido de 1000 toneladas, está funcionando en Japón. Se encuentra a unos 150-210 km de varias plantas nucleares japonesas. La medida del flujo y del espectro de energía de los $\bar{\nu}_e$'s emitidos por estos reactores ofrece una prueba de oscilaciones de neutrinos con $\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}^2$, estudiando oscilaciones dentro del rango de los neutrinos solares (Δm_{12}^2 , θ_{12}). En sus primeros resultados, el cociente

entre el número de sucesos de decaimiento- β inversa observados y esperados es

$$R_{KamLAND} = 0.611 \pm 0.094 \text{ para } E_{\bar{\nu}_e} > 3.4 \text{ MeV y } 99.95\% \text{ CL} \quad (1.28)$$

Experimentos de neutrinos en aceleradores

Se suelen producir normalmente haces de ν 's a partir de decaimientos de π 's. Para ello, los piones se obtienen de la dispersión de protones en un blanco fijo. El proceso completo es:



Por lo tanto, el haz puede contener ν_μ , ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ y $\bar{\nu}_e$.

Los haces de neutrinos producidos en aceleradores son muy similares en naturaleza a los neutrinos atmosféricos y pueden usarse para observar la señal de oscilación con un haz controlado. En caso de que el detector se encuentre a varios cientos de kilómetros se les llama “de gran baseline” (K2K [51], MINOS [52] y OPERA [53]).

K2K consiste en un generador de haces de neutrinos (1.5 GeV), KEK, que viajan 250 km hasta ser detectados por SK. Terminó de tomar datos en el 2004. **MINOS** produce haces (3 GeV) con FNAL NuMI en Fermilab que viajan 735 km. Usa 2 detectores, uno en la zona de generación y otro que mide los neutrinos oscilados en Soudan. **OPERA** produce neutrinos (17.4 GeV) en CERN CNGS que atraviesan una distancia de 732 km hasta ser registrados. Este último busca la aparición de ν_τ .

En caso de que esa distancia sea menor se les denomina “de pequeña baseline” (LSND [54], KARMEN [55]). Estos experimentos, debido a su poca distancia entre el generador y el detector, no son sensibles a las diferencias de masas en los rangos solares y atmosféricos. LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) se encuentra en LAMPF (Los Álamos). El linac de LAMPF genera haces que son detectados a 30 m por un tanque lleno de centelleador líquido diluido (167 m^3). Los experimentos K2K y MINOS han encontrado evidencia de oscilaciones, mientras que entre los del segundo caso sólo obtuvieron signos de oscilaciones LSND, consistentes con $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. El experimento MiniBooNE [56] en Fermilab, que comenzó a tomar datos en el 2002, busca oscilaciones $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ y fue especialmente diseñado para probar o refutar la evidencia encontrada por LSND. Genera los haces en el Fermilab Booster y éstos son detectados a 541 m en un detector esférico de 12.2 m de diámetro lleno de aceite mineral puro (800 ton.) dividido en una zona interna (blanco para ν 's) y una región externa como voto.

Análisis a 3- ν global de los Datos de Oscilación

Actualmente, a partir de un análisis de los datos experimentales en un escenario teórico de oscilaciones de 3 neutrinos tenemos que el valor de los 6 parámetros a 1σ (3σ) son [57]:

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= 7.9_{-0.28}^{+0.27} {}^{(+1.1)}_{(-0.89)} \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ |\Delta m_{31}^2| &= 2.6 \pm 0.2 (0.6) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \end{aligned}$$

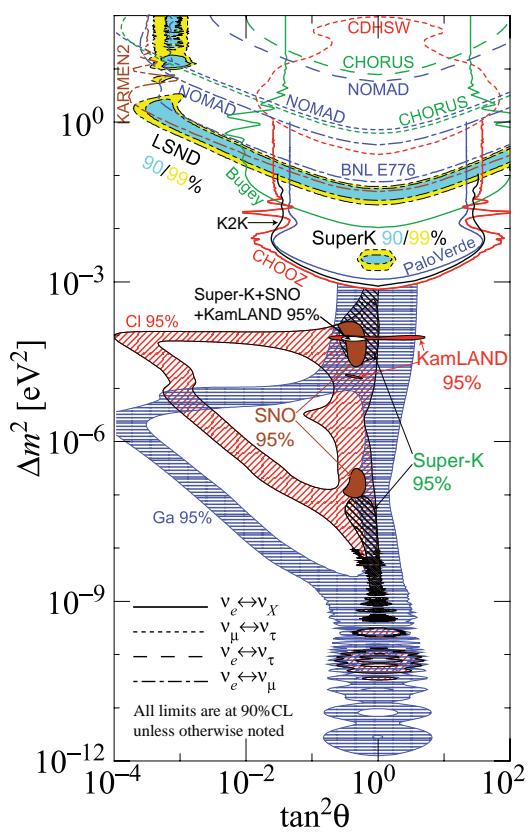


Figura 1.4: Gráfica general de exclusión en el espacio de parámetros ($\tan^2 \theta$, Δm^2)

$$\begin{aligned}
\theta_{12} &= 33.7 \pm 1.3^{(+4.3)}_{(-3.5)} \\
\theta_{23} &= 43.3^{(+4.3)}_{(-3.8)}{}^{(+9.8)}_{(-8.8)} \\
\sin 2\theta_{13} &< 0.14[68] \\
\delta_{CP} &\in [0, 360]
\end{aligned}$$

Las mejores medidas de Δm_{21}^2 y Δm_{31}^2 se obtuvieron en KamLAND y K2K/MINOS respectivamente mientras que el ángulo de mezcla θ_{12} será determinado principalmente por los datos solares y θ_{23} es medido con mayor precisión en los experimentos atmosféricos [57]. Puede verse un resumen del panorama actual de las acotaciones para los parámetros de oscilaciones en la figura 1.4.

1.6. Cuestiones por responder

1.6.1. Naturaleza de los neutrinos: Dirac o Majorana

Una vez se asume que los neutrinos son partículas masivas surge el problema de su naturaleza, es decir, si se comportan como ν de Dirac o de Majorana. Después del descubrimiento de las oscilaciones sabemos que los neutrinos tienen masa. Por esto, se añade un término de masa de neutrinos al lagrangiano total. La naturaleza de estos neutrinos dependerá de dicho término, el cual presenta dos posibilidades en el caso de partículas neutras, como en el que nos encontramos.

En el caso de que el término de masa sea de Dirac el lagrangiano total es invariante bajo transformaciones gauge globales de forma que se conserva el número leptónico.

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau \quad (1.32)$$

donde $L(\nu_i)=1$ y $L(\bar{\nu}_i)=-1$, luego son partículas distintas.

Sin embargo, del término de masa de Majorana no se deduce la conservación del número leptónico, siendo un término para partículas auténticamente neutras. En este caso el neutrino se identifica con el antineutrino.

Otra diferencia entre ambas naturalezas es que, en caso de un esquema con 3 neutrinos de sabor, la matriz de mezcla para neutrinos de Dirac contiene 3 ángulos y 1 fase mientras que la matriz de mezcla para neutrinos de Majorana posee 3 ángulos y 3 fases [6].

El método más sensible para comprobar cuál de los dos esquemas de comportamiento siguen los neutrinos es a través del decaimiento doble β sin neutrinos

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^- \quad (1.33)$$

de algunos núcleos par-par [30].

Algunos puntos importantes acerca del dilema Dirac/Majorana son:

- la investigación de las oscilaciones de neutrinos, ya sea en vacío o en materia, no permite revelar su naturaleza. De hecho, de la probabilidad de oscilación

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \left| \sum_i U_{l'i} \exp\left(-i\Delta m_{li}^2 \frac{L}{2E}\right) U_{li}^* \right|^2 \quad (1.34)$$

de donde se obtiene que $P^M(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = P^D(\nu_l \rightarrow \nu_{l'})$, ya que $U_D = U_M S(\alpha)$ donde $S(\alpha)$ es una matriz diagonal con 2 fases.

- para las interacciones débiles del Modelo Standard, las teorías con neutrinos de Dirac y Majorana sin masa son equivalentes [31]. En el caso de Dirac las componentes levógiros y dextrógiros son independientes, mientras que en el caso de Majorana están conectadas. Si $m_i = 0$, los campos dextrógiros no entran en el lagrangiano. Por lo tanto, no se puede distinguir entre ambos casos.
- Un campo en el que es posible estudiar la naturaleza del neutrino es la desintegración *doble - β*.

De la combinación lineal de autoestados de masa que da lugar al ν_e , tenemos que su propagador es proporcional a

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.35)$$

que se denomina masa de Majorana efectiva.

El inverso de la vida media del decaimiento β de un núcleo se calcula como el producto

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}(A, Z)} = |m_{\beta\beta}|^2 |M(A, Z)|^2 G^{0\nu}(E_0, Z) \quad (1.36)$$

donde $M(A, Z)$ es el elemento de matriz nuclear y $G^{0\nu}(E_0, Z)$ se conoce como factor de espacio de fase (E_0 es la energía liberada).

El límite más restrictivo para la vida media del decaimiento $2\beta0\nu$ se obtuvo en el experimento Heidelberg-Moscú con germanio [32]

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{76}Ge) \geq 1.55 \cdot 10^{25} \text{ años (90 \% C.L.)} \quad (1.37)$$

infiriéndose $|m_{\beta\beta}| \leq (0.3 - 1.2)eV$.

Otro valor similar fue obtenido por el experimento criogénico CUORICINO [33]

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{130}Te) \geq 1.8 \cdot 10^{24} \text{ años (90 \% C.L.)} \quad (1.38)$$

de lo que resultó $|m_{\beta\beta}| \leq (0.2 - 1.1)eV$.

1.6.2. Escala absoluta de masas

En segundo lugar nos encontramos con el problema de la escala absoluta de masa de los neutrinos. Esta cuestión no puede resolverse a partir de experimentos de oscilaciones puesto que estos sólo tienen en cuenta diferencias entre ellas, Δm^2 . Sin embargo, estos experimentos proporcionan un límite inferior sobre la masa más pesada, ya que para $m_i^2 - m_j^2 > 0$ tenemos que $|m_i| \geq \sqrt{\Delta m^2}$. En particular, los neutrinos podrían ser aproximadamente degenerados a una escala de masa que fuera muy superior a $\sqrt{\Delta m^2}$. Puede extraerse información de las masas de los neutrinos a partir de estudios cinemáticos de reacciones en las cuales tome parte un neutrino o un antineutrino como en la desintegración del tritio (ecuación 1.4) presentada en la sección 1.2. Estos estudios se efectúan a través de los gráficos de Curie, es decir, a partir de consideraciones cinemáticas de desintegraciones β , pero una buena determinación de estos parámetros absolutos debe tener en cuenta el fenómeno de mezcla de neutrinos ya que este distorsiona el espectro β [57] que puede dar un límite [58] [59] [57]:

$$m_\beta = \sqrt{\sum_i m_i^2 |U_{ei}|^2} < 2.2 \text{ eV} \quad (1.39)$$

Otros límites superiores que se han conseguido son [61]:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \Rightarrow m_{\nu_\mu} < 190 \text{ KeV (90 \% C.L.)} \quad (1.40)$$

$$\tau^- \rightarrow n + \pi^- + \nu_\tau \Rightarrow m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV (95 \% C.L.)} \quad (1.41)$$

Se puede obtener también información acerca de las masas de los neutrinos mediante el decaimiento doble beta sin neutrinos $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + e^- + e^-$. La frecuencia de este proceso es proporcional a la masa efectiva de Majorana del ν_e ,

$$m_{ee} = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| \quad (1.42)$$

que, a diferencia de m_β , depende también de las 3 fases de violación de CP, como corresponde a la naturaleza de Majorana que va vinculada al decaimiento $2\beta0\nu$.

El límite más restrictivo que se ha conseguido actualmente a partir del decaimiento $2\beta0\nu$ es $m_{ee} < 0.34 \text{ eV (90 \% C.L.)}$ [34].

1.6.3. Ángulo de mezcla θ_{13}

Otro problema importante consiste en la búsqueda del valor del ángulo θ_{13} , del cual, tal como se ha dicho anteriormente en el apartado “Experimentos de neutrinos en reactores” de la sección 1.5, sólo se ha podido obtener una cota superior hasta la fecha. El experimento más

relevante en su búsqueda fue CHOOZ, que aunque no pudo encontrar evidencia alguna de oscilaciones, obtuvo el mejor límite superior.

Sin embargo, es muy importante determinar su valor puesto que afecta a las oscilaciones solares y atmosféricas en el modelo de 3 neutrinos. Esto es así porque realmente la división en oscilaciones que dependen de grupos separados de parámetros es sólo una aproximación (ver [57]). Además, es un parámetro que, como se explicará en la siguiente subsección, es decisivo para saber si se puede obtener un valor para la fase de violación CP mediante el estudio de las oscilaciones de neutrinos.

1.6.4. Jerarquía de masas

En el campo de estudio de oscilaciones con 2 sabores de neutrinos, la evolución de los autoestados de masa únicamente da lugar a una dependencia de la probabilidad de oscilación con el seno al cuadrado de un factor en el que interviene la diferencia del cuadrado de las masas. Esto nos lleva a que podemos utilizar dos jerarquías para ordenar tales parámetros. Del análisis global de datos de oscilación en el rango solar, gracias a los efectos de materia que se suman al fenómeno, se pudo obtener el signo de Δm_{12}^2 , de forma que $m_1 < m_2$. Sin embargo no se ha conseguido aún determinar el lugar que ocupa m_3 . El espectro normal sería $m_1 < m_2 < m_3$ donde $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{23}^2$ mientras que el invertido quedaría $m_3 < m_1 < m_2$ donde $\Delta m_{12}^2 \ll |\Delta m_{23}^2|$. Se identifican Δm_{12}^2 con Δm_{sol}^2 y Δm_{23}^2 con Δm_{atm}^2 .

1.6.5. La violación CP (fase δ_{CP})

Un problema físico importante relacionado con el campo de estudio de los neutrinos es la violación CP. En el fenómeno de las oscilaciones de neutrinos la violación CP se traduce en que:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \neq 0 \quad (1.43)$$

La transición más apropiada experimentalmente para estudiar la violación CP es $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ debido a que existen técnicas que son capaces de producir neutrinos con energías superiores a la energía en reposo del muón y detectores que registren sucesos tipo $\nu_{e,\mu}$, requisitos ambos que son satisfechos por los experimentos de haces y posteriores (ver sección 1.7). Una herramienta común que proporciona una visión de los efectos que produce la transformación CP es la llamada asimetría CP []:

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \quad (1.44)$$

Como se ve una vez que se ha desglosado en 3 matrices (matriz solar, violación CP y atmosférica), la matriz de mezcla para 3 neutrinos (ecuación 1.14 en la sección 1.4) presenta 2

elementos en su matriz central $s_{13} \exp(-i\delta_{CP})$ y $-s_{13} \exp(i\delta_{CP})$ que afectan a las transiciones $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Debido a esta disposición tenemos que con los experimentos de oscilaciones de ν 's debería ser posible medir la fase de violación CP. Para poder abordar este problema experimentalmente es necesario contar con detectores muy precisos. De hecho, si el parámetro θ_{13} fuera nulo la matriz U_δ (sección 1.4) se convierte en la matriz identidad de forma que la fase de violación CP δ_{13} no tiene cabida en las distintas probabilidades de transición entre neutrinos.

1.7. Experimentos Futuros

Se está construyendo un nuevo proyecto experimental, KATRIN [60], con un límite de sensibilidad estimada de $m_\beta \sim 0.3\text{eV}$ que podría obtener un valor para la masa de los ν_e . Tal precisión se consigue tomar como parámetro libre a ajustar el punto final del espectro del electrón en el decaimiento del tritio. Hasta ahora para calcular la masa del neutrino se tomaba el punto final como un parámetro de valor fijo. El espectro del electrón generalmente sufre distorsiones en esa zona debido al acoplamiento dextrógiro entre el electrón y el antineutrino por lo que no es una buena elección tomar el punto final del espectro como valor dado sino como resultado de su ajuste.

El parámetro que se intenta medir en las desintegraciones $2\beta\nu 0$, m_{ee} (tal como se explicó en la sección 1.2), espera ser observado con una sensibilidad de $m_{ee} \sim 0.1\text{eV}$ mediante el experimento NEMO3 [62]. Además se planean nuevos experimentos con sensibilidades de hasta $m_{ee} \sim 0.01\text{eV}$.

En cuanto a la medida del ángulo θ_{13} , su valor estimado, como ya se ha dicho, sigue siendo nulo para la precisión de los experimentos actuales. Hay una nueva generación de experimentos de reactores específicamente dedicados a la medida de este ángulo como se explicará en la siguiente sección 2.1. Por otro lado, tanto este parámetro como la fase de violación CP δ_{CP} , puede estudiarse con las oscilaciones de neutrinos teniendo en cuenta efectos de materia. Los experimentos de haces son los más indicados para estudiar estos parámetros. Se necesita que estos produzcan haces muy potentes y que hagan una muy buena selección de señal por la pequeñez del ángulo θ_{13} . También es importante que el estado inicial sea intercambiable para estudiar la probabilidad de transición de ν 's y $\bar{\nu}$'s, ya que así se puede aislar el término que depende de $\sin \delta_{CP}$ en la probabilidad de oscilación $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ [57]. Ejemplos de tales experimentos son T2K [63] en Japón y Nova [64] en Estados Unidos. El primero, que se espera que comience en 2009, detectará con Super Kamiokande los ν_μ generados en Tokai a 295 km. Nova, que comenzará a tomar datos en el 2011, usa un calorímetro granulado basado en líquido centelleador como detector del haz ($E_\nu \sim 2 \text{ GeV}$) generado por NuMI [65] [64] en Fermilab a 810 km de distancia. Ambos experimentos conseguirán haces quasi-monocromáticos de neutrinos, mediante la técnica “off-axis”, que mejorarán la proporción de señal frente a ruido.

Se encuentran en proyecto otras exploraciones de los parámetros de mezcla. Los experimentos que las llevaran a cabo se caracterizan principalmente por la procedencia de los neutrinos: haces beta [66] y factorías de neutrinos [67]. Los primeros detectarán mediante radiación Che-

renkov los ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), canal de aparición, y los ν_e ($\bar{\nu}_e$), canal de desaparición, de los neutrinos procedentes del decaimiento de iones pesados (Ne^{18} y He^6). Los segundos consiguen haces de neutrinos a partir del decaimiento de muones almacenados en anillos. Tal método proporciona un haz muy limpio de ν_μ y $\bar{\nu}_e$ ($\bar{\nu}_\mu$ y ν_e) bien conocido. Se pueden estudiar todos los canales de aparición aunque domina la transición $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau}$. Ambos experimentos tienen como objetivo medir los parámetros θ_{13} , θ_{23} y Δm_{23}^2 (magnitud y signo).

Capítulo 2

Experimentos de Neutrinos con reactores nucleares

2.1. Experimentos de Neutrinos con Reactores

Teniendo en cuenta los 3 sabores que se conocen, la matriz de mezcla de neutrinos se parametriza por medio de 3 ángulos de mezcla (ver sección 1.4). Se obtuvo un valor de $\sim 33^\circ$ para θ_{12} a partir de las medidas de los experimentos solares y KamLAND (ver subsección 1.3.1). Mayor valor aún se fijó para el ángulo θ_{23} (aprox. $\pi/4$, mezcla máxima) mediante las mediciones de los experimentos atmosféricos y K2K (ver subsección 1.3.2).

Sin embargo, sólo se ha podido acotar un valor máximo para el ángulo θ_{13} (ver apartado “Análisis a 3- ν global de los Datos de Oscilación” de la sección 1.5), el cual se conoce como límite de CHOOZ. Los grandes valores de θ_{12} y θ_{23} indican una gran diferencia entre las mezclas según hablemos de leptones o de quarks, mientras que llama la atención el pequeño valor de θ_{13} respecto a los otros dos.

El parámetro θ_{13} transmite los efectos del ν_3 en las oscilaciones de neutrinos por lo que debe estudiarse en las oscilaciones entre $\nu_x \rightarrow \nu_y$ cuando alguno de los dos es de sabor electrónico. Por otro lado para cada una de las transiciones entre neutrinos de sabor se mezclan distintos parámetros de la matriz de mezcla por lo que se hace deseable un entorno experimental en el que se puedan suprimir los efectos de otros parámetros excepto del que se esté estudiando, en este caso, θ_{13} . Estos dos puntos son satisfechos en los experimentos de reactores, ya que, en primer lugar, en ellos se mide la probabilidad de deaparición de los $\bar{\nu}_e$ procedentes de los productos de desintegración β de los elementos usados como combustible. En segundo lugar, esta probabilidad puede escribirse como:

$$1 - P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 4 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E} + \quad (2.1)$$

$$\cos^4 \theta_{13} \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} - \quad (2.2)$$

$$2 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} (\cos \frac{(\Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2)L}{2E} - \cos \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}) [68] \quad (2.3)$$

Los 2 primeros términos a la derecha de la ecuación 2.1 son, respectivamente, contribuciones “atmosféricas” ($\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{atm}^2$) y “solares” ($\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{sol}^2$), mientras que el tercero es un término de interferencia entre ambas contribuciones. Si $\Delta m_{sol}^2 \ll \Delta m_{atm}^2$ y/o θ_{13} es lo suficientemente pequeño, se desacoplan las contribuciones atmosféricas y solares. La transición se simplifica radicalmente llevando a la fórmula de mezcla:

$$1 - P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = \sin^2(2\theta_i) \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_i^2 [eV^2] L [m]}{E_{\bar{\nu}_e} [MeV]}) \quad (2.4)$$

Como se puede comprobar en la ecuación 2.1 la probabilidad de supervivencia de $\bar{\nu}_e$ sólo depende del ángulo θ_i y su correspondiente Δm_i^2 . Por lo tanto en las medidas experimentales no aparecen interferencias de otras oscilaciones ni efectos de la fase de violación CP δ_{CP} .

Un parámetro importante a nivel de experimento es la longitud de oscilación

$$L_{osc}(m) = \frac{2.48E(MeV)}{\Delta m^2(eV^2)} \quad (2.5)$$

Los experimentos sólo serán sensibles a un tipo determinado de oscilaciones cuando su “baseline” L sea mayor que L_{osc} para el correspondiente valor de Δm^2 . En el caso de los neutrinos de reactores podemos contemplar 2 casos extremos: $\Delta m_i^2 = \Delta m_{21}^2$ y $\theta_i \sim \theta_{sol}$ si el “baseline” considerado supera unas pocas decenas de kilómetros, y $\Delta m_i^2 = \Delta m_{31}^2$ y $\theta_i = \theta_{13}$ si sólo alcanza unos pocos kilómetros. Al primer caso pertenecía KamLAND mientras que los nuevos experimentos de neutrinos de los cuales se hablará a continuación pertenecen al segundo.

2.1.1. Producción y detección de $\bar{\nu}_e$ de reactores

Los reactores de fisión producen, como se ha explicado anteriormente, gran cantidad de $\bar{\nu}_e$. El espectro de energía de los $\bar{\nu}_e$ detectados según el procedimiento visto en el apartado “oscilaciones de neutrinos en reactores” de la sección 1.5 llega hasta unos 10 MeV.

El espectro de $\bar{\nu}_e$ se calcula a partir de las medidas del espectro de decaimiento β del ^{235}U , ^{239}U , ^{239}U y de la estimación del espectro del ^{241}Pu . La producción energética media por fisión es de 205 MeV y la sección eficaz promediada en energía es de $6 \cdot 10^{-43} cm^2/\text{fisión}$.

El blanco de los detectores en los experimentos de $\bar{\nu}_e$ de reactores se compone de líquido centelleador rico en protones de forma que la detección tiene lugar mediante la conocida reacción de desintegración “ β inversa” (ya utilizada en el experimento de Reines y Cowan):



cuyo umbral es 1.806 MeV. La sección eficaz de esta reacción es :

$$\sigma(E_{\bar{\nu}_e}) = K \cdot (E_{\bar{\nu}_e} - \Delta) \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)^2 - m_e^2} \quad [71] \quad (2.7)$$

donde K se extrae directamente a partir de la vida media del n:

$$K = (9.559 \pm 0.009) \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2/\text{MeV}^2 \quad [71] \quad (2.8)$$

En la figura 2.1 se representa el espectro en energía que se detectará (curva con máximo en $\approx 4 \text{ MeV}$) al tener en cuenta el espectro de emisión de $\bar{\nu}_e$ de reactor (curva decreciente) y la sección eficaz de la fórmula 2.7 (curva creciente).

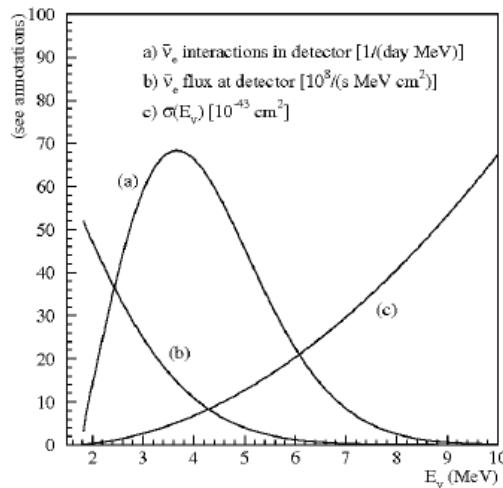


Figura 2.1: Típico espectro de energía para los sucesos $\bar{\nu}_e$ en el detector.

Se puede obtener una relación directa entre la energía del e^+ y la del ν incidente, teniendo en cuenta el retroceso del neutrón:

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2} \frac{2M_p E_{e^+} + M_n^2 - M_p^2 - m_e^2}{M_p - E_{e^+} + \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2 \cos \theta_{e^+}}} \quad (2.9)$$

Se denomina suceso de detección de $\bar{\nu}_e$ a la coincidencia en una ventana temporal de $\approx 100 \mu\text{s}$ entre una señal casi instantánea a la detección del neutrino y una señal retardada.

La primera se debe principalmente a la pérdida de energía cinética del e^+ y su consiguiente aniquilación en reposo con un e^- del blanco y en menor orden de la pérdida de energía cinética del n. La segunda es causada por los rayos γ procedentes de la captura del neutrón en núcleos del blanco.

La energía de los $\bar{\nu}_e$ se calcula mediante la energía visible que se mide a partir de la pérdida de energía del positrón (ecuación 2.9 asumiendo $\langle \cos \theta_{e^+} \rangle = 0$) y su aniquilación,

$$E_{vis} = E_{e^+} + m_e \approx E_\nu - E_\nu^{thr} + 2m_e \quad (2.10)$$

donde $\Delta = M_n - M_p = 1.293 \text{ MeV}$.

Los experimentos de ν_{reac} miden la probabilidad de supervivencia de $\bar{\nu}_e$:

$$P_{ee}(E_{\bar{\nu}_e}, L, \Delta m_{13}^2, \theta_{13}) = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_{13}^{13} [eV^2] L [m]}{E_{\bar{\nu}_e} [MeV]}) \quad (2.11)$$

El valor de Δm_{31}^2 se ha tomado como el medido por otros experimentos (MINOS [52], K2K [51] y SK [43]). Con una determinación de este valor mejor del 10 %, el efecto de su error puede despreciarse [70]. En estos experimentos se asume un valor de $\Delta m_{31}^2 = 2.5^{+0.25}_{-0.25} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ (68 % CL). La figura 2.2 representa la variación de la probabilidad de supervivencia de los $\bar{\nu}_e$ según la fórmula 2.11.

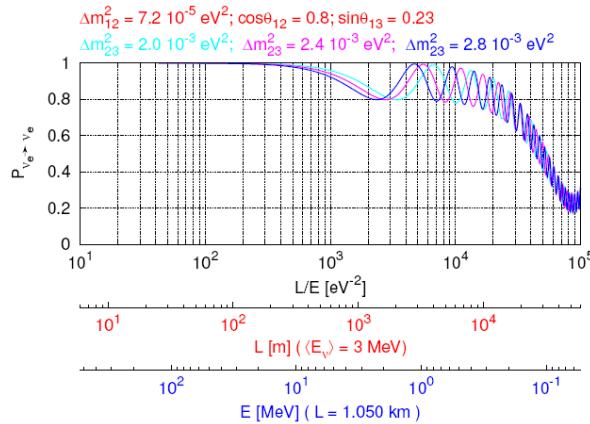


Figura 2.2: Variación de la probabilidad de supervivencia de los $\bar{\nu}_e$ con su energía y con la distancia de observación.

2.1.2. Sensibilidad, errores sistemáticos y fondos

Sensibilidad a $\sin \theta_{13}$

Los experimentos con neutrinos de reactores se denominan “de desaparición” ya que obtienen sus datos como sucesos de no oscilación, es decir, detectan $\bar{\nu}_e$. Por tanto para poder

ser sensible al más mínimo déficit en el flujo de $\bar{\nu}_e$ un experimento de este tipo necesita no sólo controlar los fondos que camuflan la señal sino también reducir los errores sistemáticos de normalización al mínimo posible ($\sim 0.5\%$). Así los experimentos de reactores compiten en ese sentido para obtener una óptima sensibilidad con la que determinar el valor de $\sin^2(2\theta_{13})$. Actualmente la mayor sensibilidad que se espera es la del experimento Daya Bay [72]: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.009 - 0.012$ [70].

Visión genérica de errores sistemáticos

Los errores sistemáticos pueden clasificarse en 3 categorías: incertidumbres inducidas por el análisis de datos, detector y reactor.

- reactor:

- (correlacionados) conocimiento limitado de los procesos que producen $\bar{\nu}_e$ en los reactores nucleares (ej: globalización normal en la producción de $\bar{\nu}_e$; forma espectral de los $\bar{\nu}_e$; energía nuclear producida por fisión).
- (no correlacionados) potencia térmica; composición isotópica del combustible; distancias D(cercano)-R; tamaño finito; ángulo sólido y baricentro de producción de $\bar{\nu}_e$.

- detector:

- (no correlacionados) número de protones libres en el blanco; fracción de H libre por unidad de volumen.
- cortes de selección (n, e^+): pérdida de partículas de interés (escape); interacciones entre las partículas (captura); corte de selección en la energía y el tiempo, unicidad del neutrón.

En la tabla 2.2 de la subsección 2.2.2 se da un ejemplo de los valores que va a alcanzar Double Chooz, el primero entre los nuevos experimentos de $\nu_{reactor}$, en sus sistemáticos ($\approx 0.5\%$).

Fondos: descripción y modelización

Los principales fondos en estos experimentos son: coincidencias accidentales, neutrones rápidos e isótopos ${}^9Li/{}^8He$ de vida larga inducidos por muones.

Fondo accidental

La radioactividad natural en las zonas donde se sitúan los detectores puede producir desposiciones de energía de 0.5-3 MeV seguidas de un suceso del tipo neutrón retardado en los volúmenes sensibles de aquéllos. Todo esto dentro de una ventana temporal de $\sim 10\ ms$. Tal conjunto de sucesos puede simular una señal de tipo $\bar{\nu}_e$.

Neutrones rápidos

Pueden entrar en el detector neutrones procedentes de la radioactividad que hay en la zona además de los debidos a “spallation” y rayos- δ inducidos por muones de rayos cósmicos. Esto último, que ocurre a poca profundidad, implica que si no entran muones, pero sí los neutrones, se producirá un suceso que mimetiza al $\bar{\nu}_e$: retroceso de un protón y posterior captura del neutrón termalizado en núcleos de H o Gd.

$^9Li/^{11}He$

La producción inducida por μ 's de los isótopos radioactivos 8H , 9Li y ^{11}Li no puede correlacionarse con la interacción de los μ 's primarios debido a su larga vida media comparada con el tiempo de dos interacciones consecutivas de estas partículas. El proceso que mimetiza al suceso $\bar{\nu}_e$ consiste en una desintegración β^- seguida de la captura de un neutrón procedente de la desexcitación de un producto de la anterior desintegración.

2.1.3. Comparación entre experimentos de reactores y de aceleradores

En la matriz de mezcla leptónica aparece un factor de fase (violación CP) ligado al ángulo θ_{13} (ver sección 1.4) de tal manera que si el valor de este último es nulo no podríamos obtener ningún resultado acerca de la violación CP en el sector leptónico mediante experimentos de oscilaciones de neutrinos.

Tanto los experimentos de reactores como los de haces pueden estudiar oscilaciones en las que aparece el parámetro θ_{13} . De hecho los experimentos de reactores estudian la probabilidad de supervivencia de $\bar{\nu}_e$'s mientras que los de aceleradores estudian las transiciones $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau}$ y la supervivencia $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$. La gran diferencia consiste en que en el primer caso, las oscilaciones sólo dependen de θ_{13} y Δm_{13}^2 mientras que en el segundo caso aparecen interferencias de otros parámetros de oscilación y δ_{CP} .

Aunque diversos parámetros afectan a las oscilaciones estudiadas en los experimentos de aceleradores por otro lado, en el caso de que su combinación sea favorable, alcanzarán sensibilidades comparables a las de los reactores: $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.01$ [76]. Los experimentos de reactores por su parte trabajan en el canal de desaparición de $\bar{\nu}_e$ lo cual permite obtener una gran sensibilidad a θ_{13} siempre que la disposición reactor-detector haga máximo el término de oscilación (1-2 km) y se reduzcan en lo posible los errores sistemáticos de normalización entre detectores.

Sin embargo, que el ángulo θ_{13} esté presente en los canales de detección de ambos tipos de experimentos permite tender una relación de complementariedad en la determinación de los parámetros aún no fijados de la matriz PMNS. Puede que los experimentos de reactores encuentren un valor de θ_{13} que pudiera luego ser usado por los experimentos de haces para obtener un valor de la fase δ_{CP} más preciso.

2.1.4. Experimentos de reactores en la actualidad

Para incrementar la precisión de las medidas experimentales de θ_{13} se necesitan al menos 2 detectores de neutrinos no segmentados y llenos de líquido centelleador. La fuente deben ser los $\bar{\nu}_e$ producidos en reactores de alguna planta nuclear cercana.

Ya que actualmente se plantean experimentos con más de un detector, éstos se distribuyen formando grupos: el grupo cercano a los reactores, a unos cientos de metros, monitorizan el flujo de $\bar{\nu}_e$ tal como se producen en ellos, mientras que el grupo lejano se sitúa entre 1 y 2 km, buscando el efecto de las oscilaciones. La razón del uso de varios detectores consiste en la cancelación de errores experimentales. La meta de estos detectores es alcanzar un error sistemático global (efectivo) menor del 1% [69] [70].

Los principales experimentos en fase de preparación son: Double Chooz en Francia [71], Daya Bay en China [72] y RENO en Corea [73]. Se pondrá en marcha más adelante (aún en estudio) otro experimento en Brasil, Angra [74].

Comparación de las propuestas actuales

Los experimentos de reactores que buscan una medida más precisa de θ_{13} pueden clasificarse en dos generaciones: la primera tiene el objetivo de registrar la zona de $\sin^2 \theta_{13}$ en el rango 0.02-0.03, mientras que se espera que la segunda explore la zona $\sin^2 \theta_{13} < 0.01$ (90 % de nivel de confianza). La primera fase la forman Double Chooz, RENO y la fase I de Daya Bay; a la segunda se adscriben Angra y Daya Bay. Se va a dedicar a Double Chooz la sección 2.2 completa por lo que pasamos a describir muy brevemente el resto de estos experimentos.

Daya Bay

Daya Bay [72] ha sido propuesto por institutos de China, EE.UU., República Checa y Rusia. Se situará en la planta nuclear del mismo nombre en China. El flujo de $\bar{\nu}_e$ será proporcionado por 6 reactores de 2.9 GW térmicos dispuestos en pares y 8 detectores llenos con 20 toneladas de líquido centelleador dopado con Gd. Su principal ventaja consiste en la alta estadística que puede conseguir: la instalación de muchos detectores, N_d , en el mismo sitio hace que la incertidumbre no correlacionada total decrezca en un factor $1/\sqrt{N_d}$. Su toma de datos comenzará en el 2010 y se dividirá en 2 fases:

- la primera (1 año) con 2 (3) pares de reactores en funcionamiento en la cual se espera una sensibilidad de $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.041$ (0.038) (90 % C.L.) [70].
- la segunda (3 años) con 3 pares de reactores en funcionamiento. Con esta disposición se alcanzará la sensibilidad final de $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.009 - 0.012$ (90 % C.L.) [70].

RENO

RENO [73] se localizará cerca de la planta nuclear de Yonggwang en Corea. Contará con 6 reactores de 2.74 GW térmicos dispuestos en línea y 2 detectores (15 toneladas de líquido

centelleador dopado con Gd) a 150 y 1500 m del centro de la disposición de los reactores respectivamente. Se estima una sensibilidad final después de 3 años de funcionamiento (desde principios del 2010) de $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.023$ (90 % C.L.) [70].

Angra

El proyecto ANGRA [74] se encuentra en fase de diseño conceptual y estudio de sensibilidad. Apuesta por un único detector de $\approx 200 \text{ t}$ bien protegido de fondos potenciales e instalado en la planta nuclear de Angra dos Reis en Brasil. Así, no se introduce ninguna distorsión dependiente de la energía por lo que no se necesita que ningún detector cercano tenga que ser idéntico.

2.2. El experimento Double Chooz

Double Chooz [71] es una colaboración entre institutos de Alemania, EE.UU., España, Francia, Japón, Reino Unido y Rusia, que, como se adelantó en la sección 2.1, busca un valor no nulo para el ángulo θ_{13} de la matriz de mezcla PMNS mediante la detección de los $\bar{\nu}_e$ procedentes de los 2 reactores nucleares de la central nuclear CHOOZ-B (Chooz, Francia) (ver figura 2.3). Ambos reactores tienen una potencia térmica de 4.27 GW y los $\bar{\nu}_e$ se obtienen del decaimiento β de los productos de fisión de 4 isótopos: ^{235}U (55.6 %), ^{239}Pu (32.6 %), ^{241}Pu (4.7 %) y ^{238}U (7.1 %). En la tabla 2.1 se presentan el número de $\bar{\nu}_e$ que se generan y la energía que se produce por fisión por encima de la energía umbral de 1.8 MeV [75]. Teniendo en cuenta la potencia térmica de los reactores y una energía por fisión promedia obtenemos que el número de fisiones por segundo sería $1.3 \cdot 10^{20}$ fisiones/s y ya que si cada uno de los isótopos fisiona obtendríamos $\approx 6 \nu/s$ obtendríamos un flujo de $\approx 8 \cdot 10^{20} \bar{\nu}_e$.

	$\bar{\nu}_e/\text{fisión}$	Energía/fisión
^{235}U	1.92 ± 0.0036	201.7 ± 0.6
^{238}U	2.38 ± 0.0048	205.0 ± 0.9
^{239}Pu	1.45 ± 0.0030	210.0 ± 0.9
^{241}Pu	1.83 ± 0.0035	212.4 ± 1.0

Tabla 2.1: Número de $\bar{\nu}_e$ producidos y energía liberada por fisión por encima del umbral de la reacción de decaimiento β inversa.

Ya que sólo hay 2 reactores, es posible instalar el detector cercano en una zona donde el cociente entre los flujos de $\bar{\nu}_e$ provenientes de cada reactor sea el mismo que para el detector lejano. Esto permite cancelar las incertidumbres relativas entre detectores. El suceso $\bar{\nu}_e$ consiste en 2 deposiciones de energía: la instantánea del frenado y los fotones de aniquilación del e^+ y la retardada de la cascada γ de la captura del n en Gd.

Double Chooz hará funcionar 2 detectores idénticos. Se reutilizará el laboratorio de neutrinos (ver figura 2.4), que fue usado en el experimento CHOOZ [48], para construir un primer detector (detector lejano). Éste se encuentra a 1.05 km de los reactores, escudado por unos 300 mwe de roca de 2.8 gr/cm^3 . Medirá el flujo y el espectro de los neutrinos “oscilados” (ver



Figura 2.3: Fotografía de la planta nuclear CHOOZ-B en un meandro del río Mosa

figura 2.5 der.). No se pueden detectar neutrinos de otros sabores ya que éstos llegan sin la suficiente energía para producir muones (menos aún tauones).

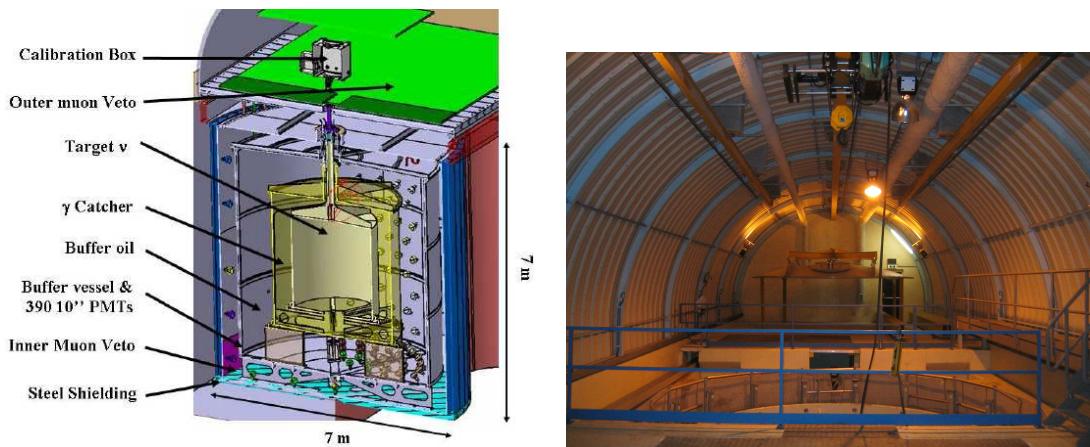


Figura 2.4: Izq: Boceto del del detector lejano. Der: Detalle del laboratorio de neutrinos.

Uno de los errores sistemáticos que sufría CHOOZ era la falta de conocimiento del flujo y espectro de los $\bar{\nu}_e$ provenientes de los reactores. Para cancelar no sólo este tipo de sistemáticos (“de reactor”) sino también reducir los debidos al detector y al proceso de selección de sucesos se utilizará otro detector instalado junto a los reactores (a 280m). Este será el detector cercano (ver figura 2.6), que medirá el flujo de $\bar{\nu}_e$'s tal y como son producidos en los reactores, es decir, aún sin oscilar (ver figura 2.5 izq.). Se introducirá en un pozo de 40m de profundidad, equivalente a 70-80 mwe.

Uno de los requisitos de este experimento es que los detectores deben ser idénticos y estar situados de manera que reciban la misma proporción de flujo desde ambos reactores. Se dividirán en dos fases: durante los primeros 1.5 años el detector lejano funcionará solo, detectando un

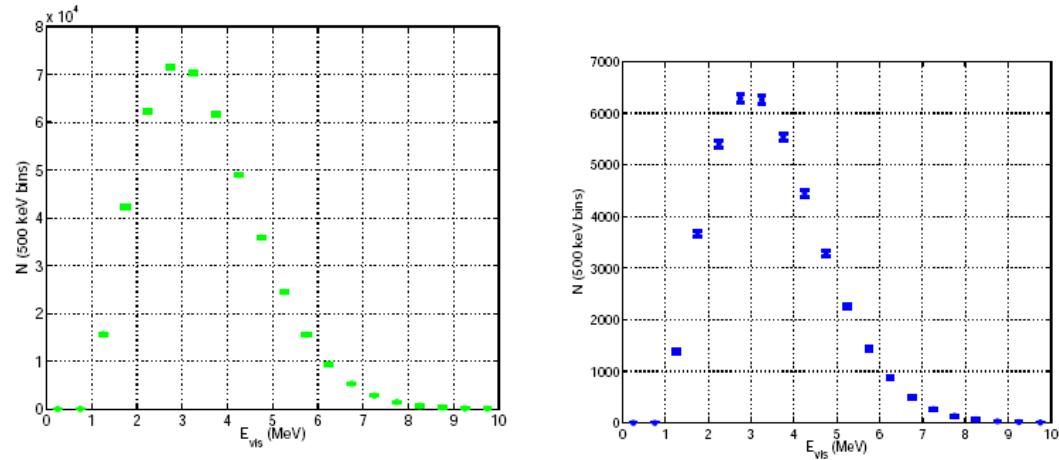


Figura 2.5: (Izq.) Espectro de energía de los sucesos $\bar{\nu}_e$ registrados en el detector cercano, es decir, los $\bar{\nu}_e$ al ser emitidos por los reactores. (Der.) Espectro de energía de los sucesos $\bar{\nu}_e$ registrados en el detector lejano. Son los $\bar{\nu}$ que quedan después de las oscilaciones. Cualquier otro tipo que aparezca a partir de las oscilaciones no podrá ser detectado.

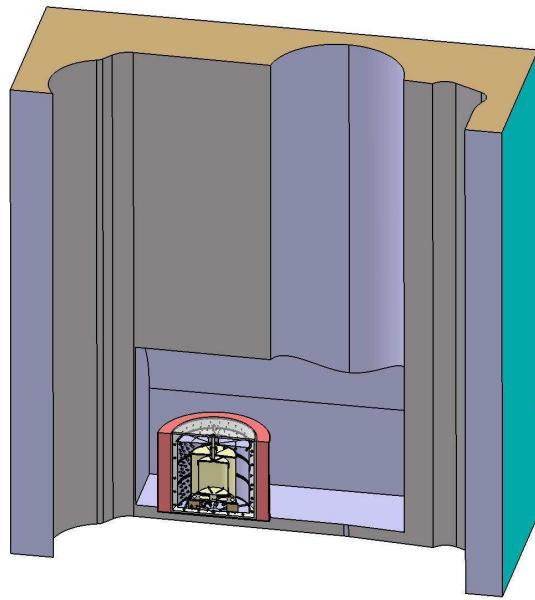


Figura 2.6: Boceto del detector cercano.

flujo de $69 \nu/d$. Se unirá a éste el cercano, que detectará $1012 \nu/d$, de forma que se mantendrán en funcionamiento simultáneo ambos detectores durante 3 años más.

2.2.1. Descripción del detector

A continuación se presentan las partes en las cuales se divide el detector. Se presenta un esquema del interior de uno de los detectores en la figura 2.7. Aparecen sólo las diferentes regiones comunes a ambos detectores. El detector externo no aparece ya que ofrecerá distinta cobertura según el detector:

- **Blanco:** El blanco es la zona sensible del centelleador donde se detecta la aniquilación del e^+ y la captura del n en Gd. Consiste en $10.3 m^3$ de líquido centelleador (20/80 en volumen de feniloxiletano/dodecano) dopado con gadolinio (1 g/l), para reforzar la identificación del neutrón, contenidos en un cilindro de acrílico (transparente a los fotones de centelleo) de 280 mm de altura, 2300 mm de diámetro y 8 mm de grosor. La mezcla de feniloxiletano/dodecano mejora la compatibilidad química con el acrílico e incrementa el número de protones libres en el blanco. Se usan unos componentes llamados “fluors” (primarios y secundarios) para por un lado convertir las longitudes de onda de los fotones que se producen en el suceso de detección en una longitud de onda dentro del rango en el son más sensibles los photocátodos de los fotomultiplicadores y por otro para mejorar la transparencia del centelleo. El dopado del metal se basa en la química del β -diquetonato. El blanco es la zona sensible del centelleador donde se detecta la aniquilación del e^+ y la captura del n en Gd.
- **γ -catcher:** Rodeando al blanco y contenida también en una vasija de acrílico, una región de 55 cm de espesor ocupando un volumen de $22.6 m^3$ de líquido centelleador sin dopar, denominado “ γ -catcher”. Es necesario para contener toda la deposición de energía en el blanco, tanto de los rayos γ procedentes de la captura del neutrón en Gd como de los causados en la aniquilación del e^+ . Además, el “ γ -catcher” sirve para expulsar el fondo de neutrones rápidos.
- **“Buffer” no centelleador:** Capa de 105 cm rodeando al “ γ -catcher”, que contiene $114.2 m^3$ de aceite mineral (dodecano). Dicho líquido se encuentra en el interior de una vasija de acero inoxidable de 3 mm de grosor. En las paredes del recipiente se sitúan 390 fotomultiplicadores de 10” dispuestos en 9 anillos de 30 unidades en la pared cilíndrica y 6 sectores de 10 unidades tanto en la base como en la tapa. Tal disposición ofrece una cobertura del 13 %. El aceite mineral reduce el nivel de fondo accidental procedente principalmente de la radioactividad de los fotomultiplicadores (^{40}K , ^{238}U , ^{232}Th).
- **Veto interno:** Una capa de 50 cm que rodea al “buffer” llena de líquido centelleador ($87 m^3$). Dicho líquido se encuentra en el interior de un tanque de acero coaxial a las partes antes mencionadas. Este tanque actúa como estructura de soporte para otro juego de aprox. 70 fotomultiplicadores de 8”. Es un sistema de identificación de μ 's para suprimir fondo debido a estas partículas durante un análisis “off-line”.
- **Apantallamiento de hierro:** Una pantalla de hierro de baja actividad y de 170 mm de grosor protegerá de la radioactividad natural causada por las rocas de los alrededores de

los emplazamientos de los detectores. Es posible que este blindaje se magnetice a causa del campo magnético terrestre provocando así pérdidas en la eficiencia de colección de los fotomultiplicadores . Precisamente una solución a tal problema es el objetivo principal de este trabajo como se verá en los siguientes capítulos.

- **Veto externo:** Un sistema de plásticos centelleadores identificará y localizará muones. Mejorará el análisis de fondos correlacionados en Double Chooz. Este veto externo recubrirá por completo al detector cercano, ya que se encuentra a menos profundidad, es decir, menos escudado contra los muones que el detector lejano. Este último estará protegido sólo por un veto externo parcial.

Los detectores lejano y cercano serán idénticos dentro de la estructura soporte de los fotomultiplicadores de forma que como será expuesto con más detalle en la subsección 2.2.2 se verán reducidos los errores sistemáticos.

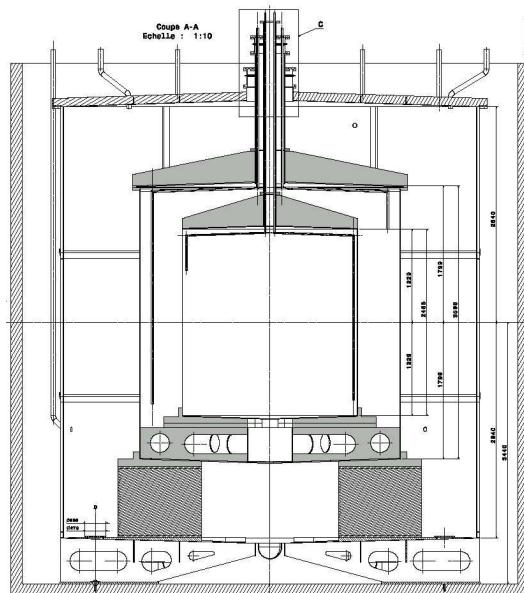


Figura 2.7: Esquema de las partes en las cuales se divide cualquiera de los 2 detectores de Double Chooz. Desde el interior al exterior: blanco, γ -catcher, buffer, veto interno, pantalla de acero.

2.2.2. Fondos, sistemáticos y sensibilidad esperada

Tal y como se habló en la sección 2.1, hay fundamentalmente 3 causas de fondo que afectan a los experimentos de reactores en general. Basándonos en el antiguo experimento CHOOZ y en simulaciones [71] tenemos:

- **Fondo accidental:** debidos a la coincidencia aleatoria entre una “señal e^+ ” (γ 's, β 's o n 's en el interior del detector o proveniente de las rocas) y una “señal n ” (captura de n 's en Gd inducidos por μ 's). Para el detector lejano (que verá $69 \nu/d$) se esperan fondos accidentales de $0.5 \pm 0.3 d^{-1}$ debido a los distintos materiales del detector y de $1.5 \pm$

0.8 d^{-1} a causa de los fotomultiplicadores. En el caso del cercano, que detectará $1012 \nu/d$, el fondo procedente de los materiales será de $5 \pm 3 \text{ d}^{-1}$ mientras que el debido a los fotomultiplicadores será de $17 \pm 9 \text{ d}^{-1}$.

- **Neutrones rápidos:** Son el principal fondo de Double Chooz. Se crean a partir de μ 's que pasan cerca del detector. Estos n's pueden atravesar el detector, aunque algunos pueden ser capturados en su zona sensible. El retroceso de tales protones mimetiza la “señal e^+ ” y la posterior captura del n imita la “señal n” retardada. Se esperan fondos de $0.2 \pm 0.2 \text{ d}^{-1}$ y $1.3 \pm 1.3 \text{ d}^{-1}$ para los detectores lejano y cercano respectivamente. Podría ocurrir también que el μ atravesara el detector, quedando atrapado en materiales inactivos (acrílicos, acero inoxidable) de forma que podrían no ser detectados.
- ${}^9\text{Li}$: El isótopo cosmogénico ${}^9\text{Li}$ generado por μ 's puede ser un gran problema para los experimentos de reactores en general, como ya se dijo en la sección 2.1, ya que presenta un factor de ramificación del 50% en estados que se desexcitan mediante la emisión de neutrones, de manera que el e^- y el n pueden mimetizar la señal del $\bar{\nu}_e$. Se esperan frecuencias de $1.4 \pm 0.5 \text{ d}^{-1}$ y $9 \pm 5 \text{ d}^{-1}$ para los detectores lejano y cercano respectivamente.

El objetivo de Double Chooz es cancelar o disminuir los errores sistemáticos que limitan la sensibilidad a la medida de $\sin^2 2\theta_{13}$. El sistemático total de CHOOZ era de 2.7% mientras que la meta de Double Chooz es reducir esta incertidumbre al 0.6%.

Los errores sistemáticos pueden diferenciarse según sus causas en:

- **debidos al reactor:** la disposición de 2 detectores idénticos hace despreciable la contribución de los errores sistemáticos de reactor excepto el ángulo sólido subtendido por los reactores sobre cada detector. A éste se suman la fluctuación estadística del número de neutrinos que llegan al detector y el desplazamiento del “baricentro” de producción dentro de los reactores.
- **debidos al detector:** principalmente vienen dadas por la diferencia en el número de protones libres en los blancos de ambos detectores y la electrónica. El error en el número de protones se reduce debido a que el mismo preparado líquido servirá para llenar las zonas sensibles de ambos detectores. El error en el tiempo muerto de la electrónica se debe al paso de μ 's a través de la zona sensible del detector ($< 1 \mu\text{s}$) y 500 ns que se aplican en un análisis “off-line” de los sucesos registrados.
- **debidos a los cortes de selección:** Los cortes de selección en energía para las señales instantánea del e^+ y retardada del n son de 700 keV y 6 MeV respectivamente. Un umbral tan bajo para la señal del e^+ hace que el sistemático de este corte sea despreciable (por lo que no aparece en la tabla 2.2) mientras que se estima un error en el corte de selección de la energía del n del 0.2%. La disposición de 2 detectores permite la disminución de los errores sistemáticos de normalización en el proceso de identificación de ambas señales a menos del 0.3%. Asimismo los cortes efectuados para identificar un suceso como debido a un $\bar{\nu}_e$ presentarán un valor del 0.1%.

En la tabla 2.2 se presenta un resumen de los errores sistemáticos de CHOOZ que se cancelan o reducen en Double Chooz.

		CHOOZ	Double Chooz
Ángulo sólido del reactor		-	0.06 %
H libre en el blanco	Volumen	0.3 %	0.2 %
	Volumen fiducial	0.2 %	despreciable
	Densidad	-	despreciable
	H/C	0.8 %	despreciable
Electrónica	Tiempo muerto	-	despreciable
Positrón	Escape	0.1 %	despreciable
	Corte de energía	0.8 %	despreciable
Neutrón	Escape	1.0 %	despreciable
	Captura (% Gd)	0.85 %	0.3 %
	Corte de energía	0.4 %	0.2 %
Coincidencia de antineutrino	Corte de tiempo	0.4 %	0.1 %
	Corte de distancia	0.3 %	no usado
	neutrón único	0.5 %	no usado
Total		1.5 %	0.5 %

Tabla 2.2: Comparación entre errores sistemáticos de CHOOZ y Double Chooz.

La toma de datos en Double Chooz se dividirá en 2 períodos: una primera fase con sólo el detector lejano en funcionamiento (1.5 años) y una segunda fase con ambos detectores (≥ 3 años), el lejano y el cercano, en marcha. Tal como se muestra en la figura 2.8 se espera alcanzar una sensibilidad menor de $\sin^2 2\theta_{13} < 0.06$ ($\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$) para la primera fase (segunda fase) [70]. La figura 2.8 muestra la evolución temporal del experimento en 3 casos: las curvas superior e inferior representan la evolución temporal en la sensibilidad de Double Chooz con 2 reactores y 1 reactor durante todo el tiempo de vida del experimento. La curva intermedia muestra la evolución que realmente se espera, ya que el detector cercano empezará a funcionar a partir de 1.5 años desde el comienzo del experimento con sólo el detector lejano.

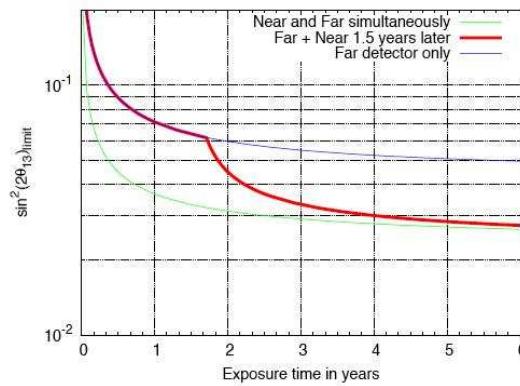


Figura 2.8: Gráfica de la evolución temporal de la sensibilidad en Double Chooz.

2.2.3. Estado actual

Double Chooz se encuentra actualmente en fase de construcción. El primer detector (lejano) se instalará en el antiguo laboratorio subterráneo de CHOOZ, comenzando a tomar datos a finales del 2008. El segundo detector (cercano), idéntico al anterior, se construirá en el 2010 en un nuevo laboratorio de neutrinos, a 45 m de profundidad comenzando la fase de funcionamiento con ambos reactores en tal año. Promete liderar la carrera por la obtención de un valor para θ_{13} a partir de finales del 2009.

Capítulo 3

Los fotomultiplicadores del experimento Double Chooz

3.1. Características generales de los fotomultiplicadores

Un fotomultiplicador (PMT) es un dispositivo muy utilizado en física de partículas que recoge la luz y la convierte en señal eléctrica. Como se puede ver en la figura 3.1 consiste en un tubo de vacío formado por un cátodo fotosensible (fotocátodo), electrodos de focalización, un sistema de multiplicación de electrones (dínodos) y un ánodo. Cuando la luz entra en el fotocátodo, los fotoelectrones (pe's) son emitidos dentro del vacío del tubo. Estos pe's se dirigen gracias a los electrodos de focalización hacia el sistema de multiplicación donde se incrementa el número de pe's a su paso por los electrodos de emisión secundaria (dínodos). Finalmente el flujo total de electrones se recolecta en el ánodo.

El **fotocátodo**, que es un semiconductor (puede describirse mediante un modelo de bandas), convierte los fotones incidentes en electrones mediante el efecto fotoeléctrico. En el caso de los semiconductores los electrones en la banda de valencia pueden excitarse y por lo tanto tener la energía necesaria para saltar a la banda de conducción, dejando huecos en la primera. Si la energía absorbida es alta, los electrones pueden incluso ser emitidos hacia el interior del PMT. Cuando un electrón en la banda de valencia absorbe un fotón de energía $h\nu$ lo suficientemente alta como para sobrepasar la barrera de vacío, es emitido hacia el interior del tubo con una energía:

$$E = h\nu - \phi \quad (3.1)$$

siendo h la constante de Planck, ν la frecuencia de la luz incidente y ϕ la función de trabajo (la diferencia de energía entre el nivel de Fermi y el nivel de vacío). Sólo aquellos fotones

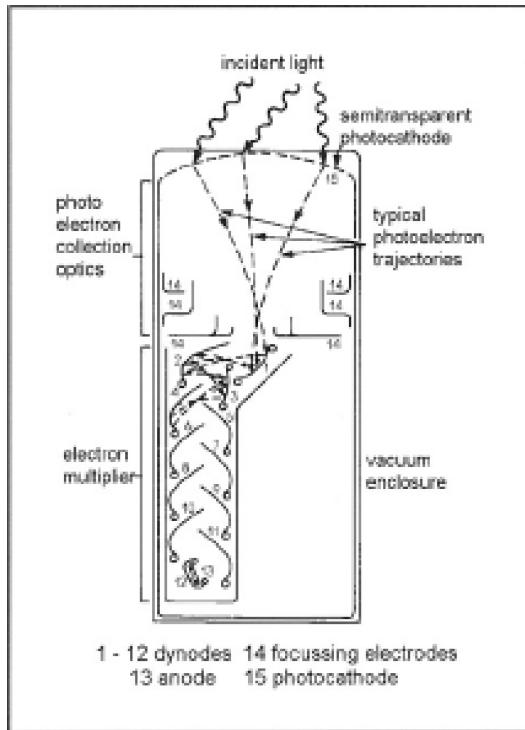


Figura 3.1: Esquema general de un tubo fotomultiplicador.

con energía por encima del valor umbral (la función de trabajo) serán capaces de escapar del photocátodo. La probabilidad de emisión de estos fotones depende de la longitud de onda de la luz incidente y del material fotoemisivo del cual está hecho el photocátodo. Cada fotón incidente transfiere su energía a un único electrón. La eficiencia del photocátodo para convertir fotones en electrones, que es función de la longitud de onda, se expresa mediante la eficiencia cuántica $\eta(\lambda)$ ([77]). Se define como:

$$\eta(\lambda) = \frac{N_e}{N_\gamma(\lambda)} \quad (3.2)$$

donde N_γ es el número de fotones incidentes de longitud de onda λ y N_e es el número de pe's emitidos. La eficiencia cuántica determina la sensibilidad del photocátodo (su respuesta espectral).

El sistema de entrada electro-óptico es la región entre el photocátodo y el primer dínodo. Dirige los pe's emitidos por el photocátodo hacia el primer dínodo y su diseño tiene que cumplir dos requisitos:

- La eficiencia de colección [77] de los pe's emitidos hacia el primer dínodo debe ser óptima e independiente de la velocidad inicial y el lugar de origen de los pe's en el photocátodo. El campo eléctrico entre el photocátodo y el primer dínodo debería ser tal que hiciera improbable que los pe's se saltaran el primer dínodo.

- El tiempo que necesita un pe para alcanzar el primer dínodo debe ser tan independiente como sea posible de su punto de partida y de su velocidad inicial, es decir, deben ser mínimas la diferencia y la anchura del tiempo de tránsito respectivamente [78].

Para esto se usan los electrodos de focalización. La focalización puede verse afectada por el campo magnético externo como se explicará más adelante.

La amplificación de la photocorriente tiene lugar en el **sistema de multiplicación de electrones**. Está formado por **dínodos**, que son superficies metálicas emisoras de electrones secundarios. Dichos electrones surgen al ser golpeadas las superficies de los dínodos por los electrones primarios que proceden del photocátodo. Todo lo expuesto anteriormente sobre la emisión de fotoelectrones desde el photocátodo puede repetirse para los dínodos diferenciándose en que hablamos ahora de que son los electrones los que golpean superficies metálicas para producir aún más electrones (multiplicación). El número de electrones secundarios emitidos por cada electrón primario se denomina factor de emisión secundaria δ del dínodo y depende de la energía del electrón incidente.

El material del dínodo debe cumplir las siguientes especificaciones:

- alto δ .
- emisión secundaria estable bajo altas corrientes.
- baja emisión termoiónica (ruido).

Los dínodos se sitúan de tal forma que el campo electrostático entre ellos hace que la mayoría de los electrones secundarios emitidos alcancen el siguiente dínodo con la suficiente energía para asegurar la emisión adicional de secundarios. La emisión de secundarios continúa a través de las etapas de la cadena y finalmente un pulso medible alcanza el ánodo. La carga del pulso de salida es el producto del número de electrones en el pulso y la carga electrónica. La multiplicación total (ganancia) se calcula como

$$G = \prod_{k=1}^N \alpha_k \delta_k \quad (3.3)$$

donde δ_k es el factor de emisión secundaria del dínodo k y α_k es la eficiencia de colección del espaciado entre los dínodos k y $k+1$. $\alpha_k = 1$ significa que todos los electrones procedentes del dínodo k alcanzan el dínodo $k+1$.

El **divisor de voltaje** se localiza en la base del PMT. El alto voltaje entre el photocátodo y el ánodo se distribuye entre los electrodos de focalización y los dínodos mediante resistencias. La corriente en la cadena de resistencias debe ser grande con respecto a la corriente en el tubo. Esto prevendrá la aparición de grandes variaciones de potencial entre dínodos causadas por las corrientes cambiantes en el tubo, manteniendo así la ganancia lo más constante posible. Ya que los pulsos de corriente pueden ser a veces muy altos, especialmente en las últimas etapas de la

cadena de multiplicación, se usan condensadores para mantener fija las diferencias de potencial de los últimos dínodos. El photocátodo se mantiene a tierra por lo que el ánodo se encuentra a potencial positivo, lo cual disminuye la corriente oscura. Para eliminar la componente continua en la señal de salida se coloca un condensador después del **ánodo**.

Una vez presentadas las partes en las que se divide un fotomultiplicador pasamos a explicar algunos de los problemas que presentan los PMT's. Todos estos inconvenientes pueden resumirse en ruido que enmascara la señal. Las principales causas de ruido son [78]:

- corriente oscura: fluye una pequeña corriente en el interior del PMT incluso cuando no está iluminado. Ésta aumenta con el voltaje y con la temperatura ya que así los electrones del material son excitados más fácilmente. Esta corriente surge de:
 1. emisión termoiónica procedente del cátodo y de los dínodos (causa principal).
 2. corrientes de fuga a través de los soportes de los electrodos y las clavijas de la base.
 3. contaminación radioactiva procedente del vidrio o de los materiales de soporte.
- “afterpulses”: la señal se desdobra en varios pulsos que pueden repartirse en un rango temporal de $\sim 1\mu s$. Sus causas fundamentales son:
 1. cationes que son acelerados en dirección contraria a los e^- . Estos golpean al photocátodo y a los dínodos produciendo más pe's.
 2. luz emitida por los últimos dínodos que atraviesa el photocátodo (“electrode glow”).
- estadística: La fotoemisión y la emisión secundaria fluctúan con el tiempo debido a la naturaleza poissoniana del efecto fotoeléctrico.
- prepulsos: consisten en fotoelectrones que se saltan alguna fase de la cadena de dínodos. Así, su deposición de carga en el ánodo es menor ya que el proceso de multiplicación ha sido menor. Su efecto es contribuir al empeoramiento de la relación pico-valle al aumentar la altura del valle entre el pedestal y el pico del spe.

3.2. Hamamatsu R7081

Por las características de Double Chooz se necesita que los PMT's de tal experimento presenten [79]:

- photocátodo de gran área (10''): se requiere una buena cobertura del detector con el mínimo número de fotomultiplicadores, ya que este último es de grandes dimensiones para optimizar la cantidad de sucesos detectados.
- alta eficiencia cuántica ($> 22\%$): la sensibilidad a luz de $\lambda \approx 400 nm$ (la que verán los PMT's de Double Chooz) es proporcional a la eficiencia cuántica.
- buena razón pico-valle (> 2.8): se espera que el nivel de luz sea de 1 pe/PMT, por lo que se necesita que el espectro de 1 fotoelectrón (spe) esté bien definido.

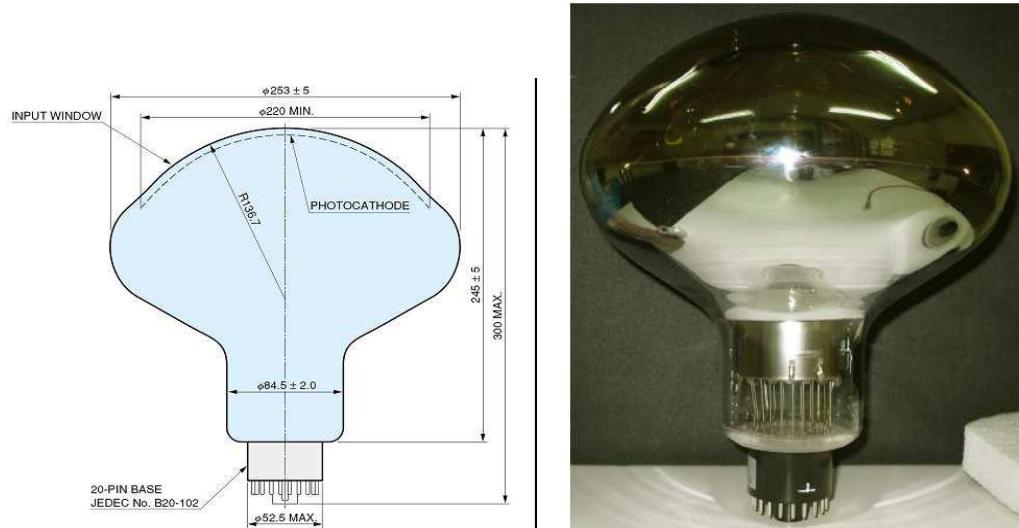


Figura 3.2: Esquema del fotomultiplicador R7081 10" (izq.) y foto del PMT (der.).

- rápida respuesta temporal ((TTS)FWHM: 3ns): una buena resolución temporal lleva a una buena reconstrucción espacial de los sucesos detectados.
- alta estabilidad: el experimento recogerá datos durante unos 4 años.
- baja corriente oscura (< 10000 *cps* a 1/4 spe): para suprimir disparos accidentales que podrían provocar desplazamientos en la energía obtenida a partir de la integración de carga.

El PMT que cumple estos requisitos es el Hamamatsu R7081 de 10" (figura 3.2). La tabla 3.1 resume sus características principales [79].

3.3. Descripción del montaje experimental

El montaje experimental que se llevó a cabo en el CIEMAT para las pruebas de caracterización de los PMT's estaba compuesto por:

- **Caja oscura** para mantener al fotomultiplicador en la oscuridad.
- **Fuente de alimentación.** Podía suministrar hasta 2000 V.
- **HV Splitter** para separar la señal recibida por el PMT (corriente alterna) del suministro de voltaje (corriente continua). La señal y el alto voltaje eran transmitidas al PMT por un **cable coaxial RG303** de 20 m, igual que el que será utilizado en el experimento real.
- **PMT R7081 (TA3672).** Se disponía de un único PMT Hamamatsu para realizar todas las pruebas. Su sensibilidad a la radiación era máxima a $\lambda \approx 420 nm$. La base

Diámetro del photocátodo	10"	
Longitud máxima(mm)	300	
Área efectiva(cm^2)	450	
Número de etapas de amplificación	10	
Estructura de díodos	Caja y línea	
Sensibilidad del Cátodo	Luminancia Típica (mA/lm)	80
	Sensibilidad Típica Azul(mA/lmF)	10(a 400 nm)
	Eficiencia Cuántica en el pico(%)	25
Sensibilidad del Ánodo	Voltaje suministrado(V)	1500
	Ganancia típica	1×10^7
	Corriente Oscura(nA)	Típ
		Máx
	Corriente Oscura(cps)	Típ
		Máx
P/V típico	2.8	
TTS típico (FWHM)(ns)	2.9	
desviación de la linealidad del pulso(2 %)(mA)	20	

Tabla 3.1: Especificaciones generales. Temperatura de especificaciones: $25^\circ C$.

del PMT, con un divisor de voltaje 20-pin base Jede No B20 102 que se muestra en la figura 3.3 contaba con una resistencia de 50Ω para disminuir el voltaje de la señal. Este fotomultiplicador es de tipo “box and line”. Presenta una combinación de las configuraciones de caja y línea respectivamente. La estructura de caja tiene una gran área de colección en el primer díodo, pero un bajo campo eléctrico en la superficie interna de la configuración del resto de díodos, llevando a mayores anchuras de tiempo de tránsito. El tipo de enfoque lineal, por otro lado, ofrece una buena focalización a través de toda la cadena de díodos, lo cual reduce las variaciones en el tiempo de tránsito. Así, tomar el primer díodo de tipo caja y el resto de tipo lineal, nos permite obtener una configuración de díodos de gran área de colección en el primer díodo y una buena focalización en las etapas posteriores.

- **Fuente de luz (LED).** La longitud de onda a la que trabajaba era de $\approx 450 nm$. El LED estaba protegido por una caja con un filtro azul para atenuar su intensa señal. A esto le seguía un **difusor de luz** para que el pulso del LED iluminara uniformemente al photocátodo y evitar los efectos de la no uniformidad del fotomultiplicador.
- **Amplificador x5 (LC Croy 612AH)** para evitar cualquier desplazamiento del umbral generado por el discriminador. Sólo se amplificaban las señales para las medidas de la estabilización de la corriente oscura.
- **Discriminador (CAEN V895)** para obtener cuentas de fotopico por encima de un umbral especificado (generalmente se utilizó un umbral de 1/4 p.e.).
- **Contador (CAEN V560E)**. Su rango dinámico era de 32 bits.
- **ADC (CAEN V265)** con factor de conversión 30 cuentas de ADC/pC para la obtención de espectros digitales de deposición de carga en el ánodo del fotomultiplicador.

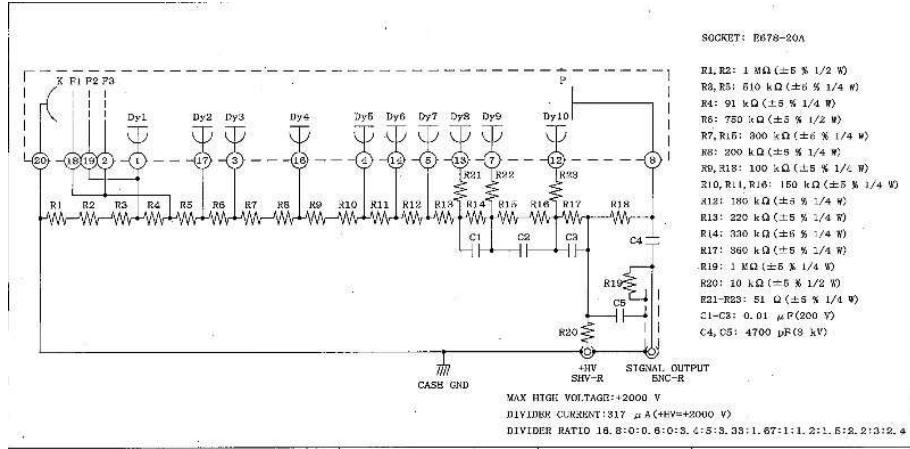


Figura 3.3: Divisor de voltaje para el PMT R7081.

cador. El rango dinámico del ADC va de 0 a 4096 cuentas, es decir, trabaja con 2^{12} cuentas = 2^8 bytes = 256 bytes.

- **Osciloscopio:** permitía visualizar las señales del LED y del PMT.

Se hicieron 2 tipos de medidas: corriente oscura y espectro del spe.

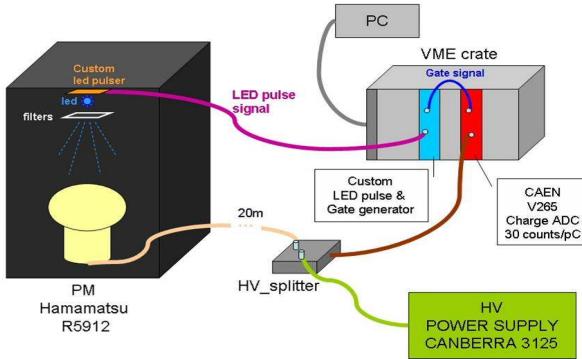


Figura 3.4: Esquema simplificado de la electrónica para medir la respuesta global del PMT

Como se ve en la figura 3.4 el pulso de luz era generado mediante un LED. La luz del **LED**, cuyo espectro se encontraba en la región del azul para que el **PMT** fuera tan sensible a su señal como fuera posible, llegaba al photocátodo de manera uniforme. La señal generada en el ánodo del PMT era transportada por el mismo **cable coaxial** que suministraba el HV al PMT por lo que era separada mediante el HV splitter.

En el caso de las medidas de respuesta global del PMT y su espectro de spe la señal era directamente dirigida al **ADC** donde se obtenían los espectros correspondientes de respuesta. Para ajustar la cantidad de luz emitida se variaba la anchura del pulso del LED ya que su intensidad era constante. Se generaba una ventana temporal de adquisición de datos de entre 127-312 ns, que en este caso estaba sincronizada con la emisión del LED.

FWHM (típico)	5 ns
Tiempo de subida (típico)	3.77 ns
Cociente pico/valle	3.43
Ganancia	1580 V
Corriente oscura (30 min.)	2800 cps

Tabla 3.2: Especificaciones para el PMT R7081 (TA3672) según Hamamatsu.

Para medir la corriente oscura del PMT se varió ligeramente el dispositivo experimental. Para eliminar cualquier imprecisión respecto a la amplitud de los pulsos que el discriminador dejaba pasar se conectó entre el PMT y éste un amplificador ($\times 5$). La señal por lo tanto era, después de su **amplificación**, primero **discriminada** y luego registrada por el **contador**. En este caso la ventana de adquisición de datos era sincronizada con los pulsos aleatorios de la corriente oscura del PMT.

El montaje electrónico para medir la respuesta global del PMT se esquematiza en la figura 3.4. La temperatura a la que estaba sometido el PMT variaba en un rango de $19 - 21^{\circ}\text{C}$, de acuerdo con lo aconsejado en las especificaciones.

3.4. Caracterización experimental del fotomultiplicador R7081

Mediante el montaje experimental descrito anteriormente se han medido las características del PMT y se han comparado con las especificaciones dadas por el fabricante (ver tabla 3.2). De esta manera verificamos la bondad de nuestro montaje experimental.

1. Forma del pulso: En la figura 3.5 se compara la señal del PMT visto al osciloscopio con la obtenida por Hamamatsu. La anchura de ambos picos y el tiempo de subida de la señal son similares. En ambos casos se obtiene una $FWHM \approx 5 \text{ ns}$ y tiempo de subida de 4 ns aproximadamente.

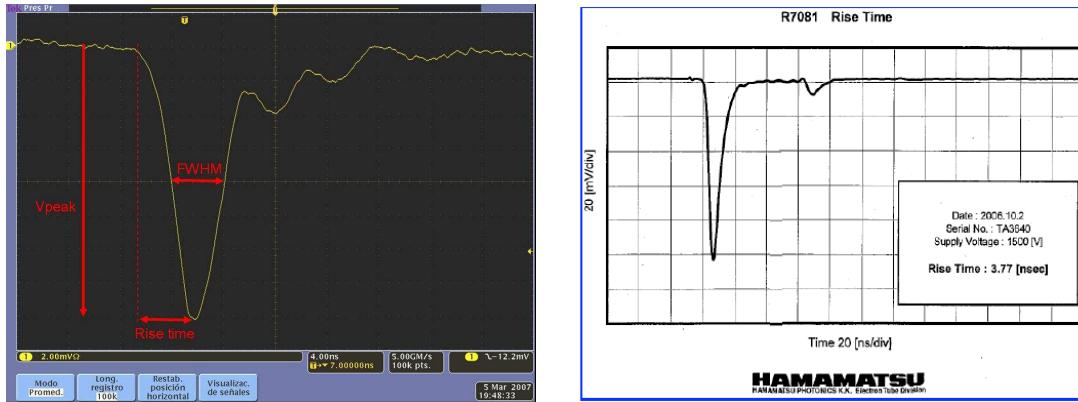


Figura 3.5: Señal del PMT para 1 spe obtenido en el CIEMAT a 1580 V (izq.). Pulso típico (no se especifica el nivel de luz) obtenido por HAMAMATSU a 1500 V (der.).

2. Razón pico/valle (P/V): en la figura 3.6 se observa el espectro típico de 1 pe obtenido a una ganancia de 10^7 . $P/V \approx 4.5$ y 3.43 en el CIEMAT y para las medidas de HAMAMATSU respectivamente. El primero obtiene mejores valores que la media del segundo (tabla pequeña) es decir, lo que podemos comparar es el valor obtenido para el PMT caracterizado en el CIEMAT con el análisis de este cociente efectuado por Hamamatsu. El P/V que se obtiene en ambos casos supera el valor que se necesita en Double Chooz [79]. Este parámetro es muy importante para conocer cuán buena es nuestra definición del espectro del spe. Este cociente disminuye cuando aumentan tanto el ruido (disminución del pico) como sus fluctuaciones (aumento del valle).

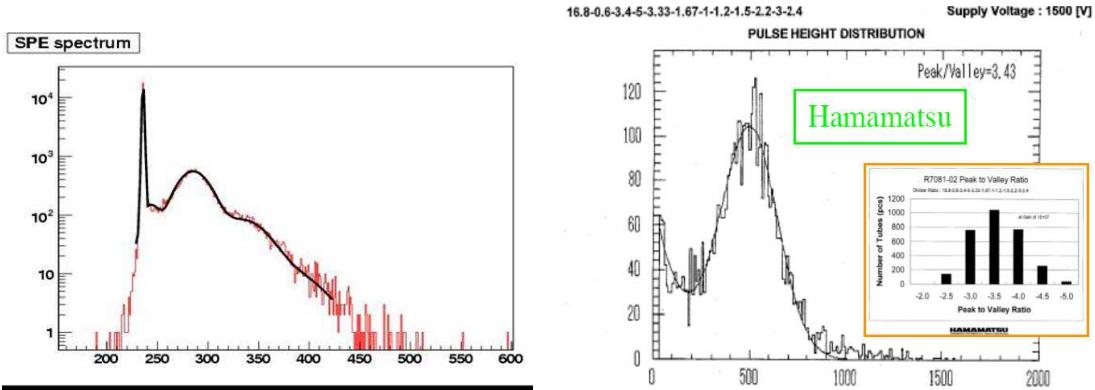


Figura 3.6: Espectro típico del spe obtenido en el CIEMAT a 1580 V (izq.) y el dado por HAMAMATSU a 1500 V (der.).

3. Ganancia: En las gráficas 3.7 se muestra la variación de la ganancia con el voltaje aplicado $G = \alpha HV^\beta$. Para 1580 V se ve que obtenemos una ganancia de 10^7 .

El cálculo de la ganancia se lleva a cabo a través de los pasos siguientes:

- se ajusta el pedestal del espectro de 1 fotoelectrón a una gaussiana.
- se obtiene el número de cuentas que pertenecen al pedestal ajustado, $N_{pedestal}$.
- se toma el número total de cuentas del espectro, $N_{espectro\ total}$.
- teniendo en cuenta la naturaleza poissoniana de la emisión de fotoelectrones en el photocátodo, se toma el cociente del número de cuentas de pedestal entre el número total de cuentas del espectro como la probabilidad de que no se emitan fotoelectrones en una distribución de Poisson:

$$\frac{N_{pedestal}}{N_{espectro\ total}} = P(\lambda|0) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^0}{0!} \quad (3.4)$$

- se despeja de ahí la media de la distribución poissoniana (λ), que no es otra cosa que el número medio de fotoelectrones o nivel de luz en el photocátodo:

$$\lambda = \ln \frac{N_{espectro\ total}}{N_{pedestal}} \quad (3.5)$$

- se toma la media del espectro total, que nos da información acerca de los picos de los fotoelectrones que pudiera contener, y a ésta se le resta la media gaussiana del

pedestal (μ). El valor que se obtiene está expresado en cuentas de ADC, por lo que hay que usar el factor de conversión de cuentas digitales de carga a carga en unidades de fotoelectrones (que viene dado por el ADC). La cantidad resultante se divide entre el número medio de fotoelectrones calculado antes (λ). Por lo tanto la ganancia $G(\text{pe's(ánodo)}/\text{pe(fotocátodo)})$ se calcula como:

$$G = \frac{(\text{media muestral(espectro total)} - \mu(\text{pedestal})(\text{ADC}))}{\lambda(\text{pe}) \times 30(\text{ADC}/\text{pC}) \times 10^{-7}(\text{pC}/\text{pe})} \quad (3.6)$$

El valor final es la ganancia aproximada del fotomultiplicador a un voltaje determinado. Este método es eficaz para espectros de spe definidos lo cual depende del nivel de luz y del PMT. Si el nivel de luz es muy bajo el spe estará muy poco definido, y este método será ineficaz. En nuestro caso el cálculo de la ganancia con este método es bastante preciso (nivel medio de luz de 0.49 pe's).

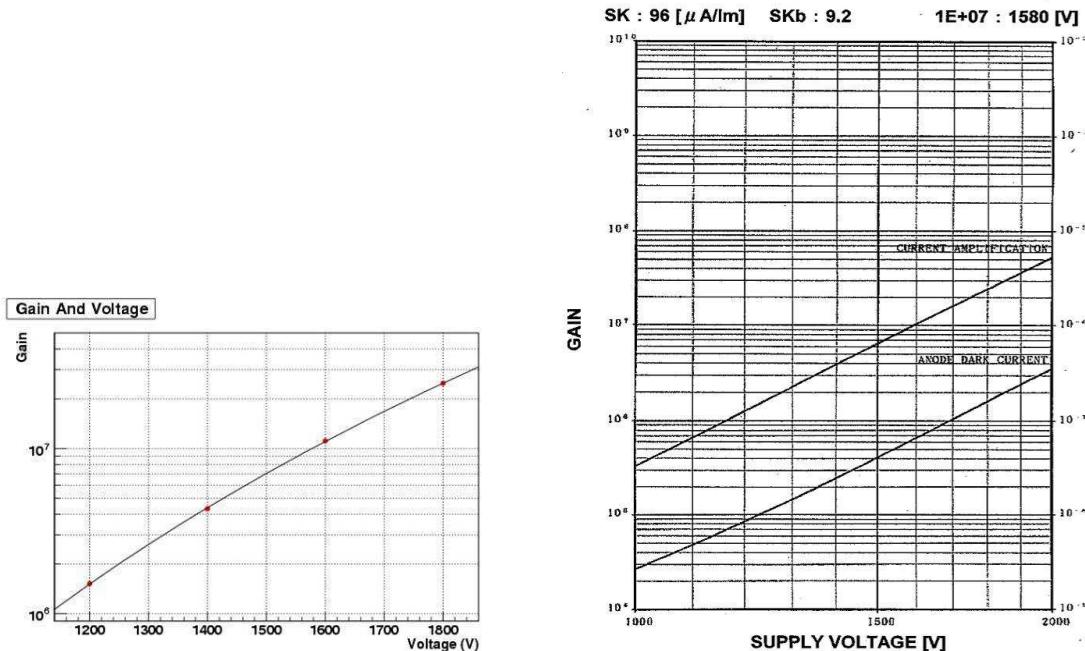


Figura 3.7: Ganancia en función del voltaje obtenida en las medidas del CIEMAT (izq.) y según Hamamatsu (der.) para el fotomultiplicador R7081 TA3672.

4. Corriente Oscura: La figura 3.8 muestra la variación de la corriente oscura con el tiempo en la medida realizada en el CIEMAT y la distribución de corriente oscura para $\approx 3000 \text{ PMT}'s$ medida por Hamamatsu. Nuestras medidas nos dan 2600 cuentas/s después de 30 min. y 1500 cuentas/s después de 9 h. a 20°C . Hamamatsu midió 2800 cps después de 30 min. El fabricante obtiene una media superior a 4000 cuentas/s después de 15 h. a 25°C para este tipo de PMT. Ambas medidas se encuentran por debajo del máximo especificado por Double Chooz (10000 cuentas/s a 1/4 spe) [79].

Los 390 PMT's que serán instalados en Double Chooz deberán pasar pruebas previas de aceptación en Japón similares a las descritas en este trabajo. Los parámetros que se medirán son [79]:

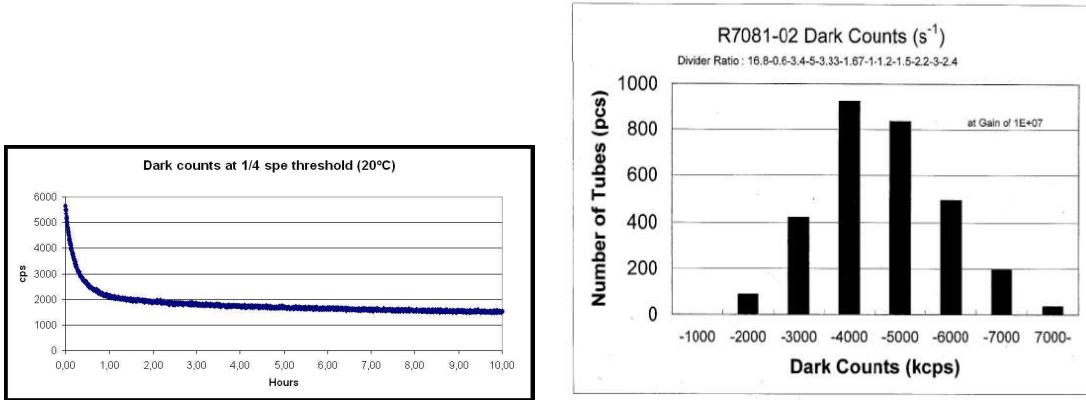


Figura 3.8: Variación de la corriente oscura del PMT con el tiempo según las medidas del CIE-MAT (izq.) y distribución de las medidas de corriente oscura para 3900 PMT's R7081 medidos por Hamamatsu (der.).

1. Valor de alto voltaje necesario para conseguir una ganancia de 10^7 .
2. Corriente oscura a $1/4$ spe < 8000 cuentas/s.
3. Forma del pulso para el espectro del spe.
4. Cociente $P/V > 2.3$.
5. $Transit\ Time\ Spread \approx 3\ ns$ (FWHM).
6. Uniformidad de la respuesta espacial del PMT.

Una vez lleguen los PMT's a Francia se comprobará que no han sido dañados durante el viaje. Se comprobará la estabilidad de la ganancia (variación menor del 10 %). La corriente oscura y el cociente P/V deben ser similares a los obtenidos en Japón.

3.5. Efectos del campo magnético sobre los fotomultiplicadores de Double Chooz

3.5.1. Sensibilidad de los fotomultiplicadores al campo magnético

La presencia de un campo magnético puede hacer que las trayectorias de los electrones producidos en un PMT se desvíen de las óptimas y se reduzca la eficiencia de colección y amplificación del PMT. Precisamente esto es crítico para los PMT's de Double Chooz por su gran tamaño. Ya que las mayores longitudes de recorrido de los e^- se dan en el sistema electro-óptico de entrada, la influencia de los campos magnéticos es crítica en la región del photocátodo al primer díodo. La fuerza de Lorentz sobre un e^- es

$$\vec{F}_{Lorentz} = \vec{F}_e + \vec{F}_m = q_{e^-} \vec{E} + q_{e^-} (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.7)$$

donde \vec{E} es el campo electrostático debido al sistema de focalización, \vec{B} es el campo magnético producido por algún agente externo al PMT, \vec{v} y $q_{e^-} = -e$ son la velocidad y la carga del electrón.

Ya que $F_e \gg F_m$, la dirección de la velocidad será casi paralela al campo electrostático. Por lo tanto, manteniendo el eje del PMT paralelo al campo magnético reduciremos su influencia. Una gran diferencia de potencial entre el photocátodo y el primer díodo también reduciría la influencia del campo magnético ya que cuanto mayor sea la energía de los fotoelectrones menos sensitivos serán a tal campo. Es decir, para curvar la trayectoria se necesita una fuerza $\frac{v^2}{R}$, siendo R el radio de curvatura. De la igualación de la fuerza centrífuga con la fuerza magnética tenemos que el radio de curvatura para un pe de energía cinética K cuya trayectoria fuera longitudinal al PMT sería $\approx \frac{\sqrt{2mK}}{eB}$. Cuanto mayor sea la diferencia de potencial en el sistema electro-óptico de entrada mayor será la energía cinética que llevará el pe y menor radio de curvatura presentará su trayectoria. Otra opción para reducir el efecto del campo magnético sobre el PMT sin manipular su sistema de voltaje es apantallar el campo magnético.

El campo magnético afecta a la eficiencia de colección de los fotomultiplicadores y a la amplificación en la cadena de díodos, siendo la componente transversal al eje del PMT la que más influye. Un ejemplo del comportamiento de la señal de un PMT inmerso en un campo magnético se representa en la figura 3.9 [77]. Se puede ver en la figura que las direcciones de campo externo para las que más rápido decae la respuesta son las componentes transversales X e Y (máxima desviación de los pe's) siendo la causa de la diferencia entre éstas alguna asimetría en el interior del PMT. La componente Z sin embargo es la que hace decrecer la respuesta del PMT más suavemente, debido a que esa dirección de campo produce las mínimas desviaciones de los pe's gracias a la focalización que lleva a cabo el sistema electro-óptico de entrada. Esto lleva a variaciones significativas de respuesta en PMT's de gran área incluso para campos del orden del terrestre ($\approx 500 \text{ mG}$). Para la mayoría de las aplicaciones esto no es importante cuando tales variaciones pueden ser eliminadas o reducidas mediante calibraciones. En Double Chooz el problema es más complejo.

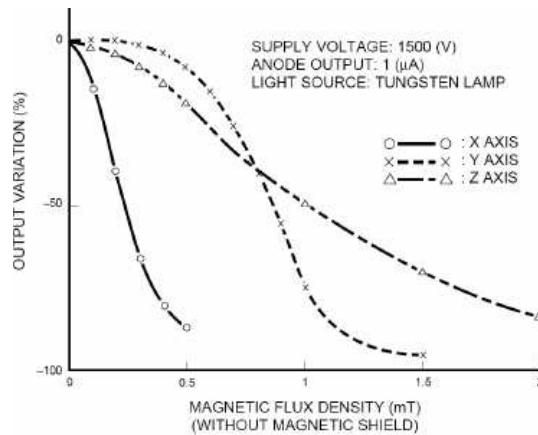


Figura 3.9: Comportamiento de la respuesta global de un PMT afectado por un campo magnético externo. ($1 \text{ mT} \equiv 10 \text{ G}$).

En este experimento se va a instalar un apantallamiento de acero de 15 cm de espesor rodeando al detector para reducir la frecuencia de sucesos correlacionados accidentales debidos

a la radioactividad de la zona exterior [71]. Para que esto no ocurra se ensamblarán las piezas del apantallamiento externo posteriormente a su desmagnetización individual mediante ciclado con un solenoide, de forma que sus momentos magnéticos individuales ya sean lo más pequeños posible en el momento del montaje del apantallamiento. La presencia de tal apantallamiento, aun desmagnetizado, dejará un campo magnético efectivo no uniforme dentro del detector que se espera sea del orden de 0.5-1 G en el lugar donde están instalados los PMT's. La presencia de tal campo magnético no uniforme podría ser causa de diferencias importantes entre las respuestas de ambos detectores, aumentando los errores sistemáticos. Uno de los objetivos de este trabajo es conocer cuál es la pérdida de señal que experimentan estos PMT's con campos magnéticos de hasta 2 G en cualquier dirección y cuantificar el efecto de dichos campos sobre el PMT R7081. Los resultados de este estudio son de gran importancia ya que no existe información disponible de este efecto a campos tan bajos.

3.5.2. Descripción del montaje experimental

Una vez que se comprobó que el fotomultiplicador que tomamos como muestra cumplía las especificaciones del fabricante se pasó a estudiar sus características (espectro del spe, razón pico-valle, respuesta relativa a mucha luz) en el caso de estar inmerso en un campo magnético en 3D controlado.

El montaje experimental que se llevó a cabo en el CIEMAT para generar el campo magnético consistía en:

- 3 bobinas de Helmholtz perpendiculares (en las direcciones X, Y y Z) para producir inducciones magnéticas de hasta 2G (cada bobina genera un campo perpendicular a cualquiera de las otras dos). La muestra se sitúa en el centro para asegurar que el campo que le afecta es uniforme en la práctica. Mediante estas bobinas se consigue la cancelación del campo magnético terrestre (compensación). La relación entre la corriente que circula por cada una de las bobinas y el campo generado correspondiente es $B(\text{gauss}) = 2 \times I(A)$. Se componen de 2 solenoides iguales de N vueltas y sección recta pequeña separadas entre sí una distancia equivalente a su radio, por las que circulan intensidades del mismo sentido. El campo en el eje de los solenoides tomado como origen ($z = 0$) el centro de uno de ellos es:

$$B(z) = \frac{N\mu_o i R^2}{2} \left[\frac{1}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{1}{[R^2 + (R - z)^2]^{3/2}} \right] \quad (3.8)$$

En el punto medio del eje entre los 2 solenoides el módulo del campo tiene la siguiente expresión:

$$B = \frac{\mu_o N i}{R} \frac{8}{5^{3/2}} \quad (3.9)$$

Las características de las bobinas utilizadas se presentan en la figura 3.10:

	Bobinas X (mayores)	Bobinas Y (medias)	Bobinas Z (menores)
Diámetro efectivo	1295 ± 1 mm	1241 ± 1 mm	1187 ± 1 mm
Número de vueltas	144	138	132
Resistencia a 20°C	$13 \Omega \pm 10\%$	$12 \Omega \pm 10\%$	$11 \Omega \pm 10\%$

Figura 3.10: Características de las bobinas de Helmholtz usadas en las pruebas.

- Para alimentar a las bobinas y conseguir 2 G de campo es necesaria una fuente de al menos, 1 A de intensidad máxima en corriente continua. Para esta intensidad la caída de tensión máxima en las bobinas será de $V = I \cdot R = 13$ V. Por lo tanto, para cada bobina se ha elegido una fuente regulable en tensión o intensidad con display digital, que puede dar una máxima de 30 V y 2 A en corriente continua (ver figura 3.11).

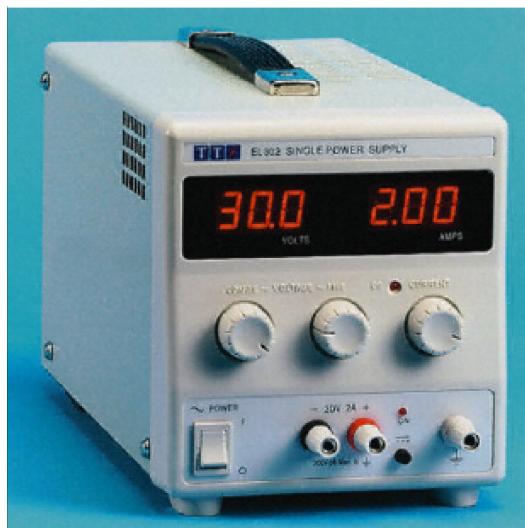


Figura 3.11: Una de las fuentes de alimentación para las bobinas de Helmholtz.

- un sensor de campo magnético de 3 ejes (ver figura 3.12), magneto-resistivo de Honeywell (modelo HMR2300) para medir el campo inducido por las bobinas en 3D en la región donde se encuentra el PMT. Estos sensores son capaces de detectar campos extremadamente bajos mediante la variación de la resistencia eléctrica de un material magnético. La variación de su resistencia depende del ángulo de magnetización del material sometido al campo externo. Fue encapsulado en aluminio para que las medidas se hicieran a una temperatura estable. Su sensibilidad es del orden del mG.

Para tomar las medidas de la respuesta del PMT se utilizó además el montaje experimental expuesto en la sección 3.3 salvo el amplificador, el discriminador y el contador (que sólo se usaron para las medidas de corriente oscura). Se situó la caja oscura (con el PMT en su interior) dentro del volumen en el cual las bobinas generaban un campo magnético controlado. Dicho campo magnético consistía en tres componentes, cada una de las cuales era generada



Figura 3.12: El sensor magneto-resistivo recubierto por una carcasa de aluminio.

por una bobina. El sensor se encontraba adherido al exterior de la caja oscura a la altura del photocátodo del PMT.

En la figura 3.13 se aprecian las bobinas, la caja oscura y el fotomultiplicador en su interior. La sonda magnética se encuentra adherida a la pared -X (hacia la derecha) de la caja. El sentido +X va hacia la izquierda, +Y hacia fuera y +Z hacia arriba.

Como se puede comprobar en las figuras 3.14 se situó el PMT dentro del sistema de las bobinas de manera que los ejes X e Y fueran transversales. De estos dos ejes, el Y es asimétrico respecto de la cadena de dí nodos, lo cual explicará algunos resultados que se mostrarán más adelante. El eje Z era longitudinal al PMT.

El primer paso para medir el campo magnético generado por las bobinas consiste en la calibración del sensor magnético. Para ello:

- se compensa el campo magnético terrestre, que en el laboratorio era $B_x = 7 \text{ mG}$, $B_y = 249 \text{ mG}$ y $B_z = -267 \text{ mG}$, mediante las bobinas. Aplicando $I_x = 0.01 \text{ A}$, $I_y = 0.12 \text{ A}$, $I_z = 0.13 \text{ A}$ el campo resultante en el volumen interno es 0.
- se genera un campo de 1 Gauss en una dirección determinada (X, Y o Z).
- se toma el campo detectado por el sensor y se compara con el que mide el mismo sensor cuando se orienta en sentido opuesto con respecto a este eje. Se generó 1 gauss en la dirección +X de las bobinas, se toma su medida y luego se invierte su orientación para que el campo generado corresponda ahora al sentido -x del sensor.
- esta comparación nos permite obtener el posible desajuste de medida (error sistemático) del sensor.

Según la tabla 3.3 se comprueba que el desajuste de las medidas del sensor son inferiores a



Figura 3.13: Vista del montaje experimental.

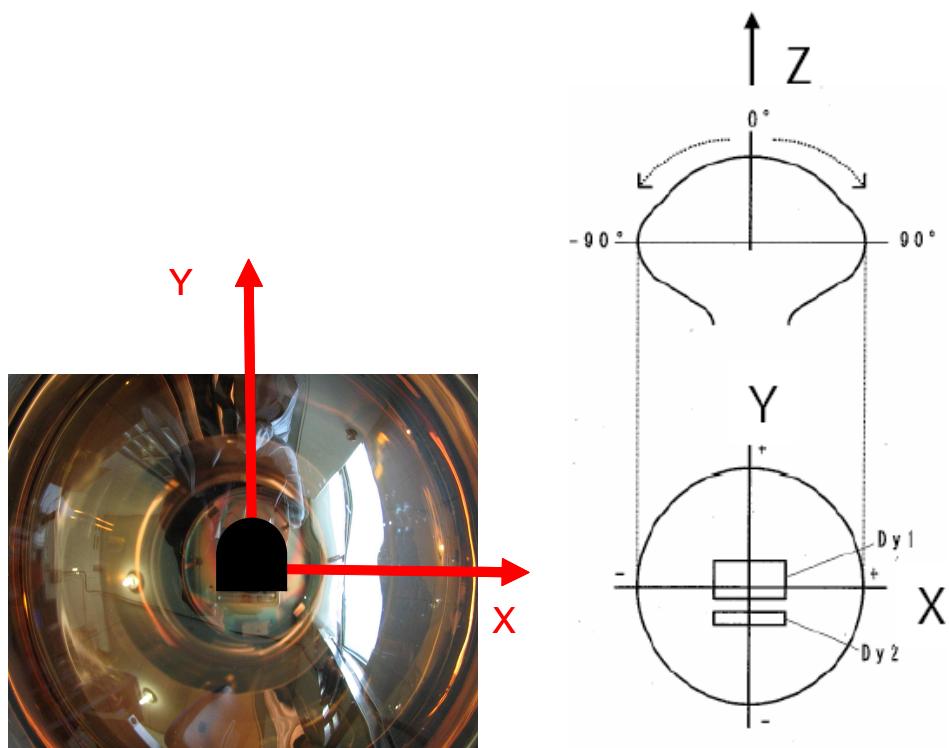


Figura 3.14: Orientación de los ejes en el photocátodo del fotomultiplicador.

	B_x (mG)	B_y (mG)	B_z (mG)
campo B terrestre compensado	-9.3	1.1	1.3
1 G en +X	-988.7	-39.2	-27.4
1 G en -X	976.0	10.2	54.3
1 G en +Y	-10.0	985.0	28.8
1 G en -Y	-1.3	-1001.5	-18.0
1 G en +Z	-13.3	-34.0	-990.0
1 G en -Z	-19.0	-1.0	996.0

Tabla 3.3: Medidas de calibración del sensor magnético.

20 mG para todos los ejes. Por lo tanto ese valor puede considerarse como el error sistemático introducido por el sensor de estas pruebas.

3.5.3. Medidas experimentales

El estudio que se desarrolla consiste en estudiar la respuesta del fotomultiplicador según los pasos siguientes:

- compensación del campo magnético terrestre.
- generación de campos magnéticos controlados en un eje del juego de bobinas manteniendo las otras en los valores de compensación.
- Se hicieron pruebas a 2 niveles de luz:
 - $\approx 45 \text{ pe's}$ (anchura del LED a $\sim 100 \text{ ns}$): posibilita el estudio de la respuesta del fotomultiplicador a mucha luz.
 - 0.49 pe's (anchura del LED a 11ns): permite estudiar el comportamiento del espectro del pico de 1 fotoelectrón.

El estudio de la respuesta global del fotomultiplicador para pulsos de mucha luz (ver sección 3.5) es un buen método para caracterizar el comportamiento del fotomultiplicador frente a un campo magnético. Se espera que por efecto del campo se pierdan principalmente fotoelectrones en la trayectoria del photocátodo al primer dínode y también en la cadena de dínodes.

En las gráficas 3.15 se representa la respuesta global del PMT en función del campo magnético aplicado en cada eje de 0 a 2 Gauss. Se comprueba cómo la distribución de carga registrada en el ADC va desplazándose hacia la izquierda a medida que aumenta el campo. Cuando generamos campos magnéticos de 1.5 G en las direcciones X o Y se pierde mucha señal. Prueba de ello es que en estos casos comienza a verse el espectro del spe. Sin embargo, al generar el campo en la dirección Z, incluso para magnitudes de 2 G sigue sin verse el espectro del spe. La pérdida de carga en el PMT es menor con el campo aplicado en este eje. Esto indica que, como se esperaba, la dirección que menos influye es la paralela al eje del PMT.

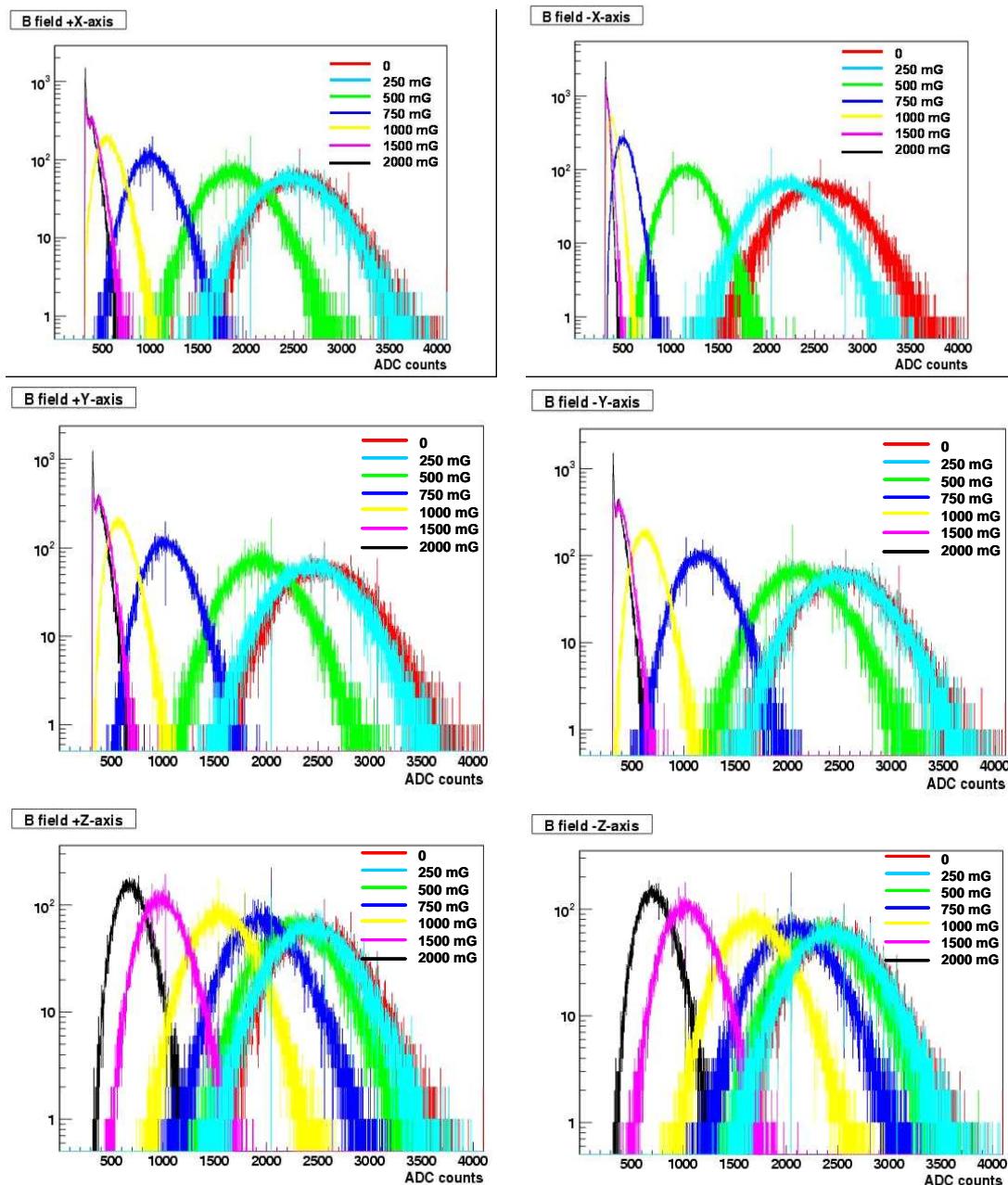


Figura 3.15: Respuesta global del PMT R7081 en función del campo magnético aplicado.

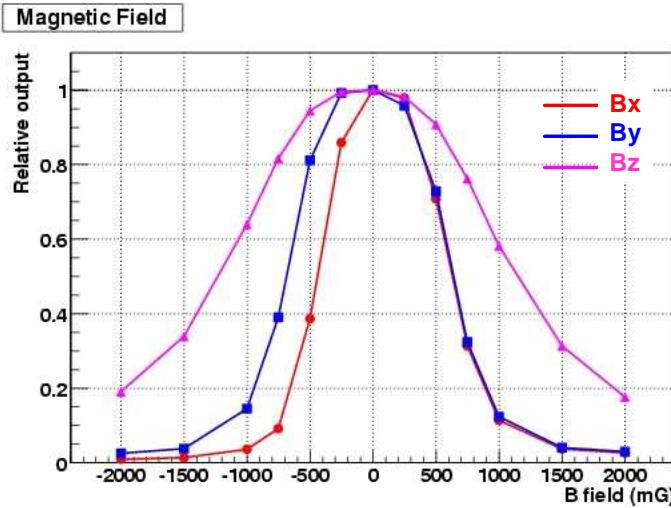


Figura 3.16: Resumen de la respuesta global relativa del PMT R7081 al campo magnético dirigido en cada uno de los ejes. Rojo: B_x ; azul: B_y ; rosa: B_z .

La gráfica de la figura 3.16 resume las medidas correspondientes a las gráficas de la figura 3.15. El eje X de la gráfica representa la magnitud y el sentido del campo magnético. El eje Y representa la respuesta global del PMT respecto a la respuesta global para campo nulo (campo magnético terrestre compensado). Se calcula de la siguiente forma:

$$\frac{\text{media muestral del pico a mucha luz}(\vec{B}) - \text{media gaussiana del pedestal}(\vec{B})}{\text{media muestral del pico a mucha luz}(\vec{B} = 0) - \text{media gaussiana del pedestal}(\vec{B} = 0)} \quad (3.10)$$

Cada curva de color se refiere a la generación del campo en las direcciones X, Y y Z. Ya que Double Chooz espera que el campo magnético en la zona del detector donde se encuentran los PMT's sea menor de 500 mG un resultado importante que puede obtenerse de esta gráfica es que para tal valor de campo tenemos que el porcentaje de señal que se pierde es:

- $+(-)Z \Rightarrow 10\% (8\%)$
- $+(-)Y \Rightarrow 26\% (20\%)$
- $+(-)X \Rightarrow 28\% (60\%)$

Se puede comprobar que el fotomultiplicador se ve más afectado por el campo magnético cuando éste apunta en la dirección -X. La fuerza magnética causada por este campo desvía a los pe's en la dirección -Y (ver figura 3.14), es decir, los pe's tienden a desviarse hacia la zona del segundo díodo. Por otro lado, un campo generado en la dirección +X desvía a los pe's en la dirección +Y, hacia la zona del primer díodo. En este último caso es muy probable que se pierdan definitivamente (ya que el área efectiva del segundo díodo es mucho menor que la del primero) o que al saltarse la primera etapa, la carga final recolectada sea mucho menor. Los e^- dirigidos hacia el primer díodo y la perdida de señal no será tan importante como los e^- que se orientan directos al segundo díodo. Esto es así sólo cuando el campo aplicado no supere cierta magnitud (en la gráfica $\approx 1 G$) ya que a partir de ese valor la fuerza

magnética desvía tanto a los electrones que no hay sentido privilegiado. Por esto se pierde un 60 % (28 %) de la señal respecto a campo nulo para -500 mG (+500 mG) mientras que ese comportamiento asimétrico se va suavizando al ir incrementando el campo. Para campos magnéticos superiores a 1 G en X o Y se pierde más del 80 % de los fotoelectrones. Por otro lado la componente de campo que menos afecta es la axial al fotomultiplicador debido a que el campo eléctrico enfocador del sistema electro-óptico de entrada hace que la trayectoria de los fotoelectrones sea predominantemente vertical, justo la dirección de desviación nula para esa orientación del campo magnético. En este eje a +(-)750 mG se pierde un 20 % (25 %) de la señal pero las pérdidas se incrementan con el campo de forma más suave (menos del 40 % a 1 G) que para las otras direcciones. En resumen, para sólo sufrir pérdidas menores o iguales a 20 % el valor del campo en la zona del PMT debe ser (ver figura 3.16):

- $|B|_{trans} < 300 \text{ mG}$
- $|B|_{long} < 750 \text{ mG}$

El estudio a baja luz (spe) es importante para analizar la variación del espectro del spe, en concreto, su cociente pico-valle. Se espera un empeoramiento en la definición del espectro del spe (figura 3.17) y en el cociente pico-valle (disminución de dicha proporción, ver gráfica 3.18) debido a tres efectos del campo magnético:

1. pérdida de eficiencia de colección (más importante): se pierde el fotoelectrón del photocátodo al primer dínodo y por tanto el PMT no registra señal. El pico de 1 pe disminuye y aumenta el número de cuentas en el pedestal
2. pérdida de amplificación: la desviación de electrones en la cadena de dínodos hace que la carga total recolectada sea menor y el pico de 1 pe se desplace a la izquierda.
3. incremento de los prepulsos: algunos pe's, al ser desviados en su camino desde el photocátodo a la cadena de dínodos pueden saltarse el primero y pasar directamente al segundo. Por esto, la amplificación de estos pe's será menor que la de los pe's que producen el spe. Esto implica un aumento del valle del espectro del spe.

Se advierte en los espectros presentados en la figura 3.17 que es más grave el efecto de pérdida de colección que el de amplificación. El aumento de cuentas junto al pedestal puede deberse a la presencia de prepulsos. La componente que más sufre los efectos del campo es la -X. El pico del spe desaparece prácticamente para 800 mG tanto en X como en Y no siendo así en Z, como se comentó anteriormente. Al igual que ocurría con la respuesta relativa a mucha luz la dirección más afectada por el campo y más asimétrica es la X, alcanzándose una razón pico-valle de 1.4 para -500 mG frente a un valor de 4.8 a campo magnético nulo. El efecto sobre la componente Y es también considerable. A 500 mG el cociente P/V es igual a 2.3. La componente Z es la que menos afecta ya que el cociente es del orden de 2.5 para campos de 1 G.

La figura 3.18 es un resumen de las medidas del cociente pico/valle obtenidas a partir del espectro del spe en función del campo aplicado. En el eje Y de la gráfica se representa

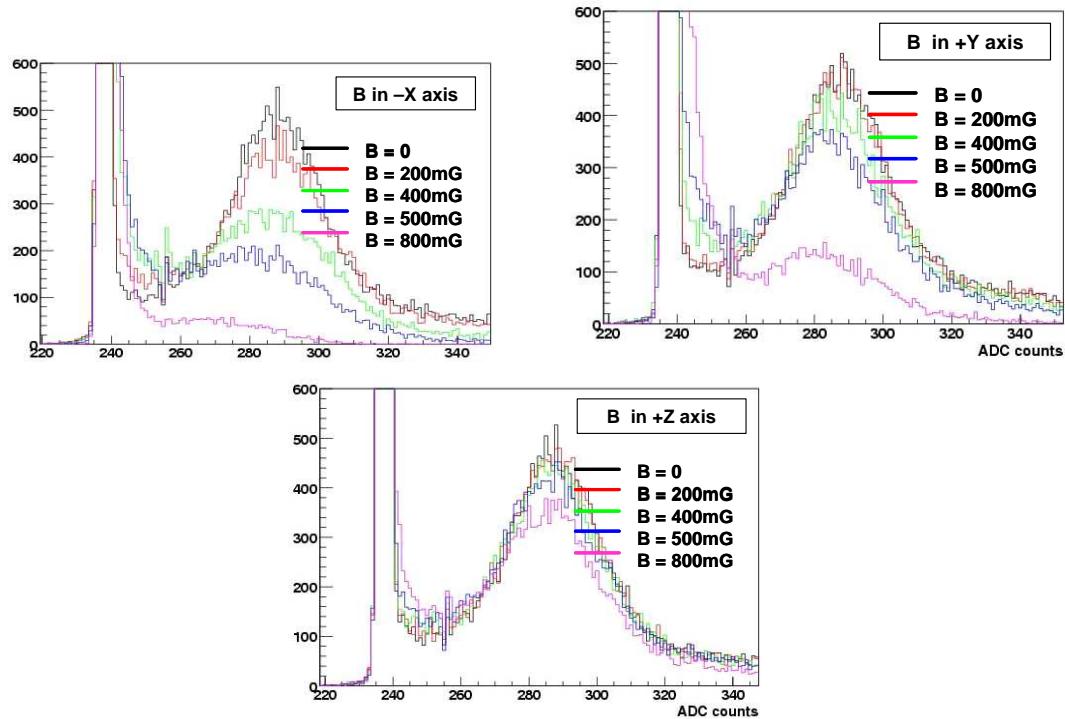


Figura 3.17: Comportamiento del espectro de 1 fotoelectrón para distintas direcciones y magnitudes de campo magnético (sup-izq: $-B_x$; sup-der: $+B_y$; inf: $+B_z$. Negro (0 G), rojo (200 mG), verde (400 mG), azul (500 mG), rosa (800 mG).

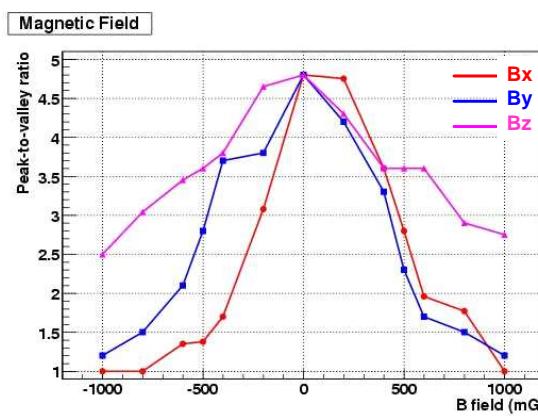


Figura 3.18: Cociente P/V del fotomultiplicador frente al campo magnético. Rojo: B_x ; azul: B_y ; rosa: B_z .

dicho cociente y en el eje X se representan la magnitud y el sentido del campo aplicado. Cada curva representa el comportamiento del cociente pico/valle para el campo aplicado en las direcciones X, Y y Z. La dirección X es la más afectada con valores menores de 2.7 (peor que las especificaciones). Al igual que ocurría con la respuesta relativa a mucha luz la dirección más afectada por el campo y más asimétrica es la X, alcanzándose una razón pico-valle de 1.4 para -500 mG frente a un valor de 4.8 a campo magnético nulo. El efecto sobre la componente Y es también considerable. A 500 mG el cociente P/V es igual a 2.3. La componente Z es la que menos afecta ya que el cociente es del orden de 2.5 para campos de 1 G. Para campos de 1 G en el plano transversal al PM, la señal del spe está completamente degradada.

3.5.4. Posibles soluciones

Se puede creer que la pérdida de fotoelectrones debida a los efectos del campo magnético puede paliarse aumentando el voltaje de alimentación del fotomultiplicador, sin embargo tal método aumentaría la ganancia sin resolver el problema de la disminución en la eficiencia de colección, tal como se muestra en la figura 3.19 (izq.). Los pe's perdidos en su recorrido desde el photocátodo al primer dínode no se recuperan al aumentar globalmente el voltaje del PMT. Una solución más efectiva sería utilizar un apantallamiento magnético para el fotomultiplicador. Como se ve en la figura 3.19(der.), el espectro se mantiene inalterado incluso para campos de hasta 2 G.

Una vez visto que los PMT's de Double Chooz son muy sensibles al campo magnético (pérdidas > 80 % a $\approx 1G$) incluso para campos de igual magnitud que el terrestre, (pérdidas entre 20-60 % a 500 mG), es necesario eliminar este efecto para evitar la pérdida de la señal y suprimir diferencias entre las respuestas de los detectores debido a diferencias de respuesta de los PMT's. Tal como se ha comprobado, una solución efectiva consiste en blindar los fotomultiplicadores por lo que nuestro próximo objetivo será diseñar y optimizar un blindaje magnético para los PMT's de Double Chooz.

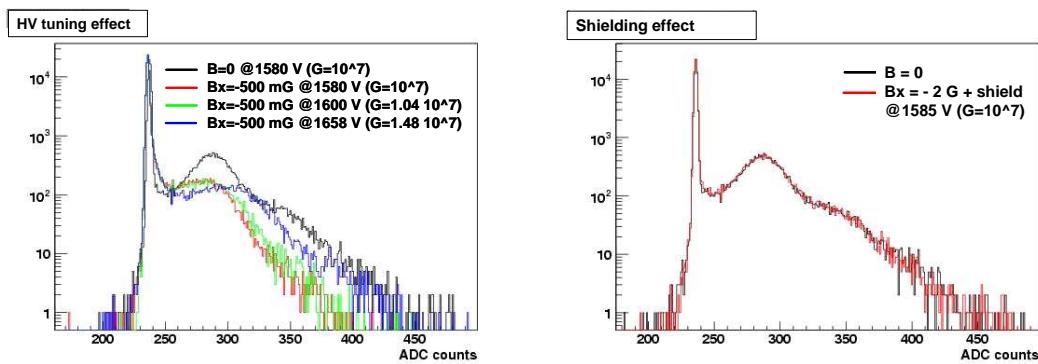


Figura 3.19: Izq: Efecto del ajuste de voltaje sobre el espectro del spe para un campo de -500 mG en dirección X. Negro: 1580 V a 0 G; rojo: 1580 V a -500 mG; verde: 1600 V a -500 mG; azul: 1658 V a -500 mG. Der: Efecto del blindaje magnético. Negro: 0 G a 1585 V; rojo: -2 G a 1585 V.

Capítulo 4

Diseño y optimización de un apantallamiento magnético para los fotomultiplicadores de Double Chooz

Como ya se dijo en la sección 3.1, la respuesta de un fotomultiplicador cualquiera viene determinada entre otros factores por la eficiencia cuántica y la eficiencia de colección. La primera es inherente al material del photocátodo, pero la segunda depende no sólo del diseño geométrico del photocátodo, cadena de díodos y ánodo sino también del campo magnético presente que, sobre todo en el camino entre el photocátodo y el primer díodo, desvía los fotoelectrones. Esto se traduce en una distorsión y pérdida de conversión de luz en fotoelectrones en el fotomultiplicador. La componente de campo magnético que más afecta es el transversal al eje del PMT ya que los fotoelectrones son enfocados por el sistema electro-óptico de entrada en la dirección axial. Esto hace que la fuerza magnética y por tanto la desviación de los pe's sea máxima. Por ello nos hemos centrado en el apantallamiento de campos transversales a los blindajes.

Ya sabemos por la subsección 3.5.1 que el blindaje de acero que recubre al detector de Double Chooz para aislarlo de la radioactividad circundante puede introducir campos magnéticos adicionales en la zona de los PMT's [71]. Después de ser desmagnetizado se espera que sea menor de 500 mG. Aún así consideraremos como margen de seguridad que nuestros PMT's dentro del detector pueden estar sometidos hasta 1 G en cualquier dirección. Tal como se vió en la sección 3.16 del capítulo anterior, a esos valores de campo la respuesta global del fotomultiplicador sufre pérdidas de hasta el 80 % de la señal por lo que se ha decidido apantallar individualmente a los PMT's. Se pretende que la pérdida de señal en el PM sea $< 10\%$ para cualquier dirección del campo aplicado. Esto implicaría diseñar blindajes que consigan apantallar en un factor ~ 10 en la región del photocátodo al primer díodo dejando completamente abierta toda la superficie del photocátodo en el plano transversal para no perder luz. Tales

requisitos llevan a diseñar apantallamientos cilíndricos. Las dimensiones exactas y disposición del blindaje final dependerán de los resultados de las medidas con el PMT, que se expondrán en el capítulo 5.

El problema que se presenta no es fácil de resolver debido a diversos factores:

1. el tamaño del PMT ($10''$) a apantallar.
2. se necesitan grandes aberturas en el blindaje para no perder luz: el apantallamiento magnético disminuye con el aumento de aberturas en el cilindro (se explica en la sección 4.1).
3. los campos magnéticos externos son muy bajos, y se pretende llevar a niveles de campo interno extremadamente bajos ($\sim 100 \text{ mG}$).
4. el blindaje debe estar compuesto por paredes finas para evitar demasiado peso y gastos elevados.

El material usado para su construcción es μ -metal, del cual se presenta la siguiente curva de primera magnetización.

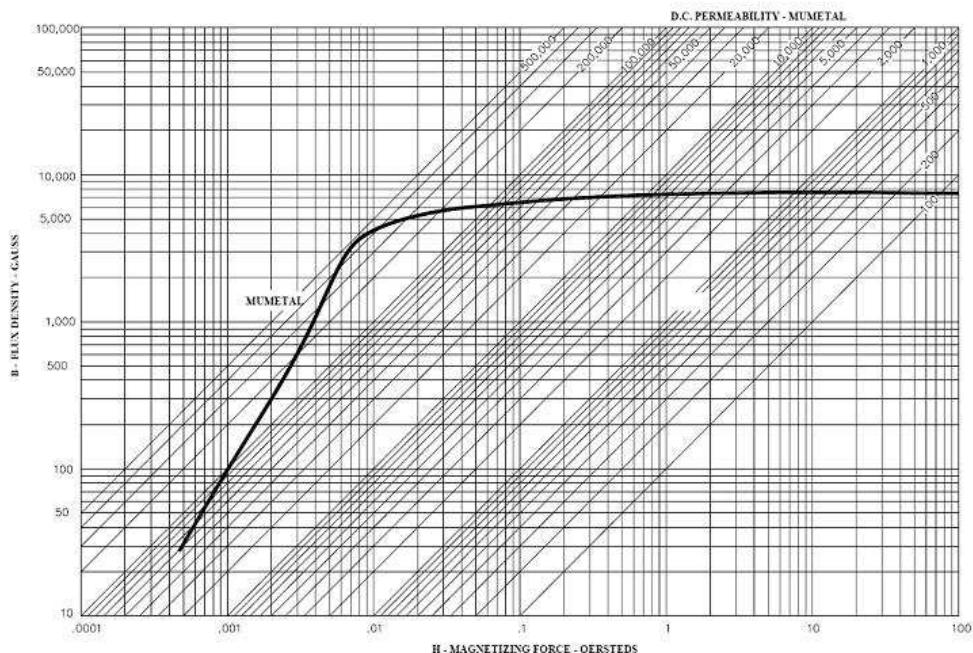


Figura 4.1: Curva de primera magnetización para μ -metal del tipo Co-Netic AA Perfection Annealed de Magnetic Shield Co.([82]).

El μ -metal es una aleación de Niquel (80 %), Molibdeno, Silicio, Manganeso, Carbono y Hierro en diferentes cantidades. El material se satura a unos 0.8 T y presenta campos coercitivos y remanentes de 0.6 A/m y 0.5 T respectivamente. Alcanza permeabilidades relativas de hasta 450000 [82].

La elección del μ -metal se debe a la necesidad de utilizar un material de alta permeabilidad magnética relativa μ_r , fácilmente magnetizable, bajos campos coercitivo y remanente, con curvas de magnetización estrechas y alargadas en el eje de ordenadas (eje de densidad de flujo magnético). Estos materiales se conocen como materiales magnéticos “blandos”.

También se probaron cilindros de otros materiales como por ejemplo supermimphy L [85] cedido por Mecamagnetic [84]. Este material presenta mejores propiedades magnéticas que el μ -metal, es decir, mayor permeabilidad: $\mu_{max} = 570000$.

4.1. Cálculos analíticos

Debemos tener en cuenta el hecho de que es conveniente trabajar en la zona de la curva de magnetización en la que aún no se notan los efectos de la saturación del μ -metal. Según la curva de la figura 4.1 un buen valor sería la zona de 2500 G, que se corresponde con una permeabilidad de 400000. Sin embargo, a la hora de hacer cálculos analíticos, ya que no conocemos la permeabilidad del material, sólo su valor máximo, tomaremos un valor medio de 200000 para ser conservadores, ya que los campos a apantallar en las medidas son muy bajos.

El factor de apantallamiento se define como

$$S = B_e/B_i \quad (4.1)$$

donde B_e y B_i representan el campo externo (generado por una de las bobinas en nuestro caso) y el campo interno (medido por el sensor).

En primer lugar, para el caso de un cilindro, por cuestiones de simetría, tenemos que diferenciar entre el apantallamiento de campo magnético que se conseguiría según si éste fuera paralelo o transversal al eje del cilindro. Esta cantidad puede calcularse teóricamente y a través de la experimentación. Para nuestra caracterización lo haremos desde los dos puntos de vista.

En lo que se refiere a la teoría se debe estimar el punto de trabajo del material, es decir conocer su permeabilidad magnética. Para ello tenemos que hacer una aproximación global ya que el material no trabaja a una permeabilidad uniforme en todo su volumen, sino que se debería tratar el problema mediante el uso de permeabilidades magnéticas locales que varíen de acuerdo con la dirección del campo generado respecto de la muestra y de la geometría intrínseca a un cilindro.

Por lo tanto, aunque debemos tener cuidado al interpretar el sentido de la permeabilidad magnética (tomamos un valor medio de 200000), las ecuaciones con las que se calcula el apantallamiento debido a una placa cilíndrica de material magnético en caso de alta permeabilidad son:

$$S_T = \frac{1}{4}\mu\left(1 - \frac{D_i^2}{D_o^2}\right) + 1 = \left(\frac{\mu d}{D_o}\right)\left(\frac{D_m}{D_o}\right) + 1 \quad (\text{cilindro infinito}) \quad [81] \quad (4.2)$$

$$S_L = 4NS_T + 1 \quad (4.3)$$

donde D_o y D_i son los diámetros interno y externo del cilindro, mientras que D_m y d son el diámetro medio $\frac{1}{2}(D_o + D_i)$ y el espesor $\frac{1}{2}(D_o - D_i)$ respectivamente. El factor de apantallamiento longitudinal depende de N , que es un factor empírico dado por:

$$N = \frac{1}{p^2 - 1} \left\{ \frac{p}{\sqrt{p^2 - 1}} \ln[p + \sqrt{p^2 - 1}] - 1 \right\} \quad (4.4)$$

donde p es la relación L/D .

Si suponemos que el espesor del apantallamiento es mucho menor que su diámetro, para altas permeabilidades tenemos que

$$S_T = \frac{\mu d}{D} + 1 \quad (4.5)$$

donde podemos tomar $D = D_o$

o si $\frac{\mu d}{D} \gg 1$ tenemos que

$$S_T = \frac{\mu d}{D} \quad (4.6)$$

Si se trabaja con apantallamientos de poco espesor tenemos que tener en cuenta que el material no alcance la saturación, ya que esto supondría pérdida de apantallamiento (se tiene que prever esto cuando los campos a apantallar son elevados).

Partiendo de que la densidad media de flujo en una pared de grosor d es

$$B \approx \left(\frac{D_o}{d} \right) B_e \quad (4.7)$$

siendo $B_e = \mu_0 H_e$ obtenemos la condición

$$H_e \times \left(\frac{D_o}{d} \right) \ll \left(\frac{B_s}{\mu_0} \right) \quad (4.8)$$

donde B_s es la magnetización de saturación. Sin embargo, en nuestro caso estamos trabajando con materiales de altísima permeabilidad que se saturan a 8000 G mientras que los campos que inducimos son de 2 G como máximo. Este campo externo induce un campo interno (2500 G) en el material muy por debajo del que causa la saturación del material.

Deberíamos tener en cuenta que obtendremos un valor determinado de factor de apantallamiento transversal, que debemos comparar con el apantallamiento producido si giramos el

cilindro 180 grados con respecto a su eje. De esta forma, debido al campo remanente de la anterior magnetización, obtendremos un apantallamiento menor.

El factor total (S) sería

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{S_{inicial}} + \frac{1}{S_{180}} \right) \quad (4.9)$$

sin embargo en nuestras medidas experimentales se utilizó un sistema de ciclado después de aplicar cada campo al apantallamiento para evitar el problema de los campos remanentes (ver sección 4.2).

Hasta ahora hemos supuesto para el apantallamiento transversal que el cilindro era de longitud infinita, mientras para el caso de campos longitudinales a un cilindro infinito el factor de apantallamiento es 1. En la realidad trabajamos con cilindros de longitud finita por lo que tenemos que añadir el efecto de las aperturas (obviamente no usamos cilindros cerrados).

Los campos magnéticos en el interior de los cilindros decaen exponencialmente en la dirección axial según $e^{-k(z/R_i)}$ dependiendo k de la dirección del campo ($k_T = 3.52$ o $k_L = 2.26$ [81]). Los factores de apantallamiento en el centro del cilindro debidos a las aperturas son:

$$S_{T_{op}} \approx 1.5e^{[k_T(L/D_i)]} \quad (4.10)$$

$$S_{L_{op}} \approx \frac{1}{2.6(L/D_o)^{1/2}} e^{[k_L(L/D_i)]} \quad (4.11)$$

El factor de apantallamiento efectivo se puede calcular añadiendo el efecto de dichas aperturas al efecto del material de la siguiente forma:

$$\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{S} + \frac{1}{S_{op}} \quad (4.12)$$

Por ejemplo, para un cilindro de 0.3 m de diámetro, 0.381 m de altura y 0.25 mm de espesor se calcula analíticamente $S_T = 167.66$ y $S_{T_{op}} = 131.08$ lo cual corresponde a $S_{T_{eff}} = 73.56$ (para $\mu = 200000$). Por otra parte, el factor longitudinal se calcularía para un valor de $p = L/D = 0.381/0.3 = 1.27$. Así, el factor de apantallamiento longitudinal debido al material magnético será:

$$S_L = 4NS_T + 1 \approx 4 \cdot 0.2721 \frac{\mu d}{D} + 1 = 182.4 \quad (4.13)$$

También hay que considerar en este caso las aperturas del cilindro para el cálculo del factor de escudo longitudinal en su centro:

$$S_{L_{op}} = \frac{1}{2.6(L/D)^{0.5}} e^{k_L(L/D)} = \frac{1}{2.6(0.381/0.3)^{0.5}} e^{2.26 \frac{0.381}{0.3}} = 6.02 \quad (4.14)$$

Por lo tanto, el factor de escudo longitudinal efectivo en el centro del blindaje es:

$$\frac{1}{S_{L_{eff}}} = \frac{1}{S_L} + \frac{1}{S_{L_{op}}} \Rightarrow S_{L_{eff}} = 5.82 \quad (4.15)$$

A continuación se presentan algunas gráficas que muestran el comportamiento del factor de apantallamiento transversal en el centro del cilindro. Se tiene en cuenta en ellas tanto la componente “magnética” (contiene la permeabilidad μ) como la componente geométrica. No se presenta el factor de escudo longitudinal ya que el comportamiento será similar aunque con menor efecto del término magnético (ver fórmula 4.3) y mayor efecto del término geométrico (ver ecuación 4.11). Esto se traduce en que el apantallamiento que se consigue para campos magnéticos longitudinales es menor que el que se obtiene para campos magnéticos transversales. Se comprueba que la variable que más afecta al apantallamiento es el diámetro de la lámina, mientras que la que menos afecta es la longitud del cilindro formado con ella.

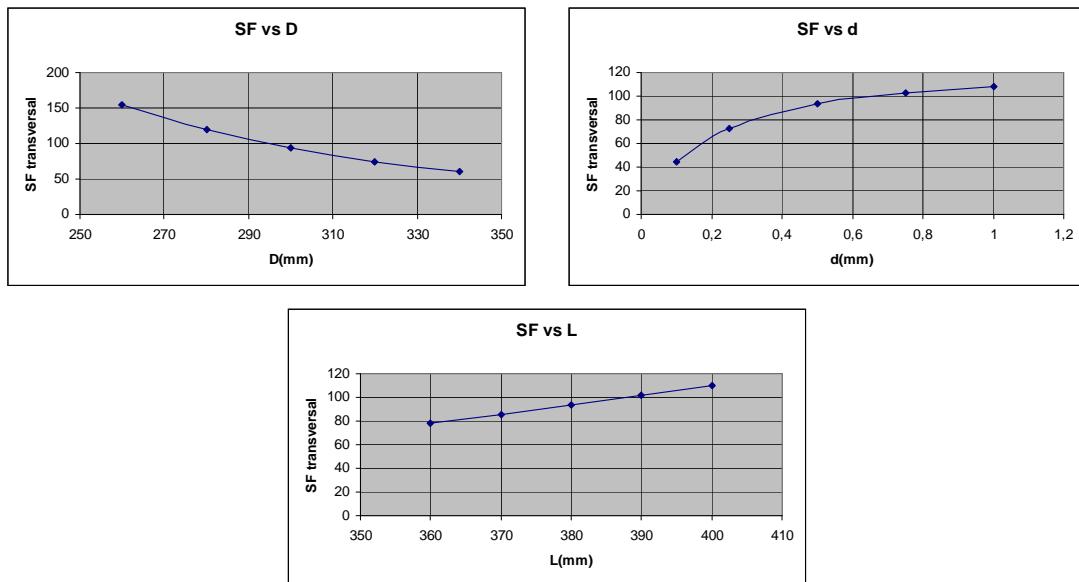


Figura 4.2: Comportamiento del factor de apantallamiento transversal en el centro de un cilindro: en función del diámetro (sup-izq.); respecto al espesor (sup-der.); frente a la altura ($\mu = 200000$).

Por lo tanto, la dependencia que según los cálculos analíticos (ver gráficas 4.2) tiene el blindaje con sus dimensiones, es decir, el factor de apantallamiento:

- aumenta al reducir el diámetro. Por lo tanto, hay que intentar usar el mínimo diámetro posible.
- aumenta al incrementar la altura. Se debe apantallar lo máximo posible la zona sobre el fotocátodo.

- se reduce al rotar el cilindro inmerso en el campo externo. El peor caso es aquél en el cual el campo externo es transversal al eje (ángulo de incidencia = 0).
- el espesor no es un factor crítico ya que incrementar el grosor por encima de 0.50mm no es aumentar demasiado el apantallamiento, sino aumentar el peso y el gasto.

4.2. Descripción del montaje experimental



Figura 4.3: Montaje experimental para las medidas del factor de apantallamiento de los cilindros.

El montaje experimental para la medida del factor de apantallamiento de diferentes cilindros de μ -metal lo formaban las bobinas de Helmholtz, sus fuentes de alimentación y un sensor magnético, de los cuales se habló en la subsección 3.5.2. A éstos se añade un sistema de posicionamiento en 3D para el sensor magnético (ver figura 4.4), que se puede distinguir en la parte superior de la figura 4.3. Esto permite situar al sensor, y por tanto, medir el campo en cualquier punto del volumen contenido entre las bobinas. El cilindro se sitúa en el centro del volumen de forma que el campo aplicado es uniforme.

Los pasos que se siguieron en las medidas del campo magnético dentro del cilindro fueron:

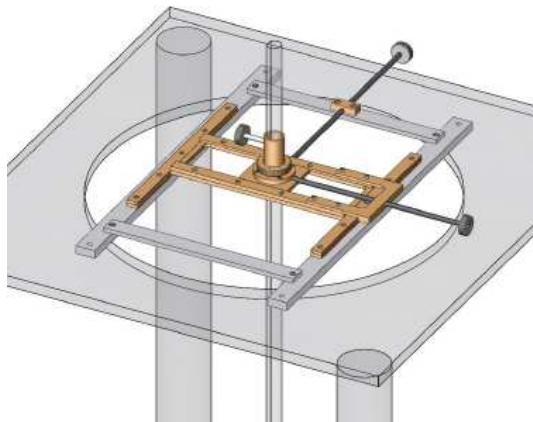


Figura 4.4: Sistema de posicionamiento en 3D para el sensor magnético.

1. compensación del campo magnético terrestre mediante un campo generado por las bobinas.
2. generación de campo magnético transversal (X) o longitudinal (Z) al apantallamiento cilíndrico.
3. medidas del campo en el centro del cilindro y a lo largo de su eje.
4. ciclado a 50 Hz del apantallamiento (desmagnetización) mediante un transformador y una resistencia variable conectadas en serie para desorientar los dipolos magnéticos formados en el material del cilindro durante el apantallamiento.

Se disponía de distintos cilindros de μ -metal de diferentes proveedores, dimensiones, espesores e incluso distintas técnicas de solapamiento (remaches de Al, soldadura por puntos, soldadura completa, cinta adhesiva de kapton, etc...). Ya que la soldadura (por puntos o “a tope”) es complicada de realizar y requiere un tratamiento térmico posterior del cilindro completo, para el primer prototipo se optó por una unión de la chapa mediante solapamiento de varios centímetros (sujeción mediante remaches de aluminio o cinta adhesiva kapton). La cinta adhesiva kapton no interfiere en las propiedades magnéticas del blindaje mientras que el remache podría afectar mecánicamente sobre dichas propiedades.



Figura 4.5: Distintos tipos de solapamiento usado en las medidas. remaches de aluminio (izq.) y cinta adhesiva kapton (der.).

4.3. Medidas experimentales

Se pretende caracterizar los materiales utilizados en la construcción de los cilindros, así como optimizar sus dimensiones para conseguir el mejor factor de apantallamiento a campos hasta de 2 G.

4.3.1. Apantallamiento transversal en el centro

En la figura 4.6 (izq.) se presenta la medida de campo en el centro de un cilindro de 320 mm de diámetro, 0.25 mm de grosor y 380 mm de altura en función del campo externo aplicado en el eje transversal al cilindro. La gráfica de la derecha representa ese mismo factor de apantallamiento calculado a partir de la ecuación 4.1.

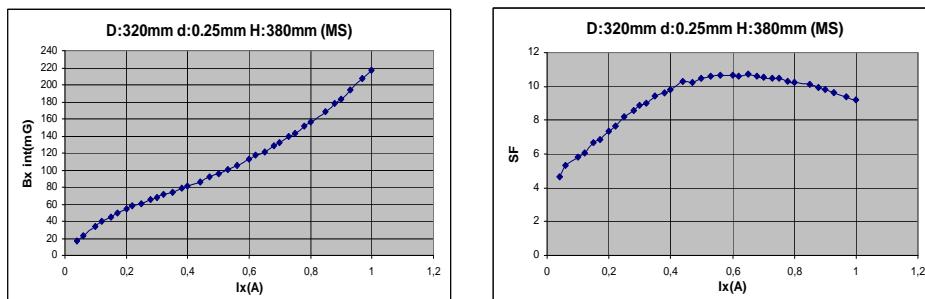


Figura 4.6: Campo magnético en el eje transversal (izquierda) y factor de apantallamiento transversal (derecha) en el centro de un cilindro en función del campo externo aplicado a lo largo del eje X. La correspondencia entre corriente aplicada a las bobinas y campo producido es $B(Gauss) = 2 \times I(A)$.

El comportamiento del campo se puede diferenciar en tres regiones: un rápido incremento al principio, seguido de una zona lineal y terminando con un nuevo aumento de la pendiente. Por su parte, el factor de apantallamiento transversal va aumentando, llega suavemente a su valor máximo y posteriormente disminuye. Este comportamiento puede comprenderse si tenemos en cuenta que para campos de muy baja magnitud los dipolos magnéticos del material se van orientando rápidamente en el sentido del campo. A medida que el campo externo aplicado aumenta se van orientando más y más los dipolos (zona lineal de la gráfica de la izquierda y constante de la derecha) hasta que se llega a un valor de saturación (que ya dijimos que no era posible), que se alcanza a ≈ 1.3 G. A partir de ahí el material ya no puede magnetizarse más por lo que el material empieza a perder poder de apantallamiento y a aumentar más rápido el campo magnético en el interior del cilindro.

El resultado que más se puede resaltar de este ejemplo es la falta de acuerdo entre el valor de apantallamiento que se consigue, que para 2 G es de 9.2 (217 mG), frente al calculado a partir de la fórmula 4.12, que es de 60.4 (para 2 G externos se esperaría un valor cercano a 30 mG) teniendo en cuenta las aperturas y asumiendo un valor conservador de la permeabilidad de $\mu \approx 200000$ según la gráfica B-H proporcionada por el fabricante. El mismo desacuerdo se observó con cilindros de otras dimensiones y fabricantes.

En un primer momento se pensó que tales discrepancias podrían estar relacionadas con las siguientes características del blindaje:

- Solapamiento del cilindro: las medidas se hicieron para varios tipos y posiciones del solapamiento del cilindro respecto al campo aplicado sin que se observaran variaciones que pudieran explicar el desajuste antes mencionado.
- Magnetización permanente del material: Después de que el material esté sometido a 2 G de campo externo se comprobó que éste quedaba magnetizado permanentemente. Medimos la curva de histéresis para uno de los cilindros (ver figura 4.7). En ella se observa la subida inicial del campo interno a medida que incrementamos el campo externo (línea de cruces). Posteriormente, a medida que disminuimos la corriente que produce el campo externo, el interno disminuye más rápido a causa de la magnetización de forma que tenemos campo coercitivo (corte con el eje X) y campo remanente (corte con el eje Y). Los campos coercitivo y remanente son de $\approx 1 G$ y $\approx 60 mG$. Por ello se decidió que cada vez que se fuera a tomar una nueva medida de un cilindro se debía ciclar éste con un campo alterno de 50 Hz para volver a desorientar los dipolos y evitar así en lo posible los efectos de un campo remanente no nulo. Sin embargo las sucesivas repeticiones de las medidas volvían a presentar los mismos resultados de la figura 4.6.
- Desviaciones de la sonda: como se mostró en la subsección 3.5.2 la sonda magnetoresistiva sufre desviaciones en sus medidas debidas a dos causas principalmente. Por un lado sus ejes internos no son completamente perpendiculares. Además existen diferencias de $\approx 20 mG$ al invertir cualquiera de sus ejes. Aún así, estas desviaciones no son lo suficientemente importantes para ser la causa de la diferencia entre los valores medidos y calculados del factor de apantallamiento del cilindro.
- Características de la chapa magnética: El μ -metal soporta pequeñas deformaciones plásticas sin alterar sus propiedades magnéticas por lo que los cilindros se conformaban a partir de un procedimiento de deformación mediante rodillos. No obstante nos aseguramos que ésta no podía ser la causa de los desajustes en las medidas construyendo varios cilindros manualmente sin deformar la chapa utilizando cinta adhesiva de kapton. El comportamiento del blindaje no variaba. Lo mismo se observó con cilindros tratados térmicamente después de la construcción.

Se han medido los factores de apantallamiento de cilindros muy diversos:

- diferente material (μ -metal y supermimphy)
- diferente fabricante (MM, MS, VS)
- diferente espesor
- diferentes dimensiones
- diferentes solapamientos (soldadura por puntos, completa, remaches de Al, cinta adhesiva de kapton)

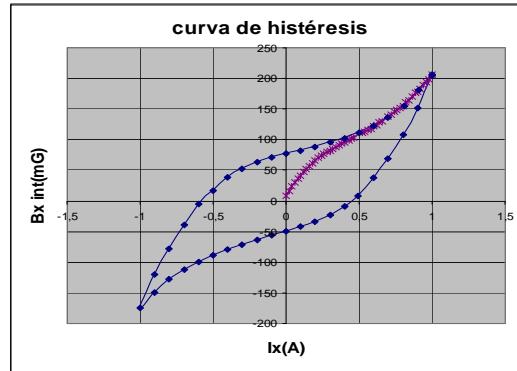


Figura 4.7: Curva de histéresis obtenida para uno de los cilindros.

- diferentes tratamientos térmicos (1 h. a 1070°C en atm. de vacío; 3 h. a 1080°C en atm. de vacío)

Estas medidas se resumen en la tabla 4.1. En ella, centrandonos en los cilindros de MS [82], se hace patente la disminución del factor de apantallamiento a causa del efecto cada vez mayor de las aperturas al aumentar el diámetro de los cilindros. Si comparamos el poder de blindaje del cilindro de 0.1 mm de grosor con el de 0.25 mm se comprueba cómo el más grueso apantalla más (los efectos de saturación son menos importantes) de acuerdo con la fórmula 4.5. Por otro lado, aún siendo el doble de grueso que los anteriores, el cilindro de VS [83] da el peor factor de apantallamiento, lo cual implica que es el de peor permeabilidad efectiva. El factor de apantallamiento teórico se calcula teniendo en cuenta tanto la componente “magnética” como la geométrica.

Los cilindros de MM [84] son los que mejor factor de escudo ofrecen debido posiblemente a que han sido tratados térmicamente después de su construcción, son el doble de gruesos que los de MS y a que el material debe ser de mejor calidad. También se comprueba a partir de los cilindros de μ -metal de MM que un tratamiento térmico durante más tiempo lleva a mejores valores de apantallamiento, ya que desorienta los posibles dominios magnéticos que se hayan creado en el material durante su manipulación. En las gráficas de la figura 4.8 se presenta el comportamiento de los cilindros de μ -metal de Mecamagnetic. Comienzan con elevados factores de apantallamiento ($\sim 20-25$) a campos magnéticos bajos y que siguen creciendo con el campo externo aplicado. No se observa que el transversal llegue a la saturación en ningún momento.

4.3.2. Apantallamiento transversal a lo largo del eje

Las medidas de la subsección 4.3.1 corresponden al mínimo valor de campo magnético y el máximo factor de apantallamiento que se pueden obtener para campos transversales en el interior de estos cilindros, ya que están realizadas en el punto de mayor apantallamiento (centro del cilindro). Sin embargo realmente nos interesa conocer el valor del campo que encontraremos en la región del photocátodo del fotomultiplicador. Eso significa que nos interesa medir los valores de campo transversal a lo largo del eje axial y del diámetro de los cilindros.

D (mm)	d (mm)	H (mm)	compañía	$S_T(1\text{ G})$	$S_T(2\text{ G})$	$S_{T_{teo}}$
300	0.25	380	MS	11.1	10.8	73.6
260	0.25	380	MS	10.7	11.4	110.4
280	0.1	380	MS	7.2	3.7	51.5
280	0.5	305	VS	5.1	5.2	58.1
280	0.25	380	MS	11.9	11.8	89.4
320	0.25	380	MS	10.5	9.2	60.4
340	0.25	380	MS	9.7	8.6	50.5
280	0.5	305	MM(super)	39.7	44.1	58.1
320	0.5	305	MM(super)	26.5	28.6	37.8
280	0.50	305	MM(μ)	29.2	33.5	58.1
280	0.50	305	MM(μ)	37.2	42.2	58.1

Tabla 4.1: Medidas del factor de apantallamiento transversal en el centro de distintos cilindros de μ -metal. Los cilindros MM (super) son de supermimphy (ver [85]) y han sido tratados térmicamente durante 3h a 1080°C después de su construcción. Los cilindros MM (μ) son de μ -metal pero el primero fue tratado durante 1h a 1070°C mientras que el segundo lo fue 3h a 1080°C. Para el cálculo del factor de apantallamiento teórico se ($S_{T_{teo}}$) toma una permeabilidad por defecto $\mu_{eff} = 200000$.

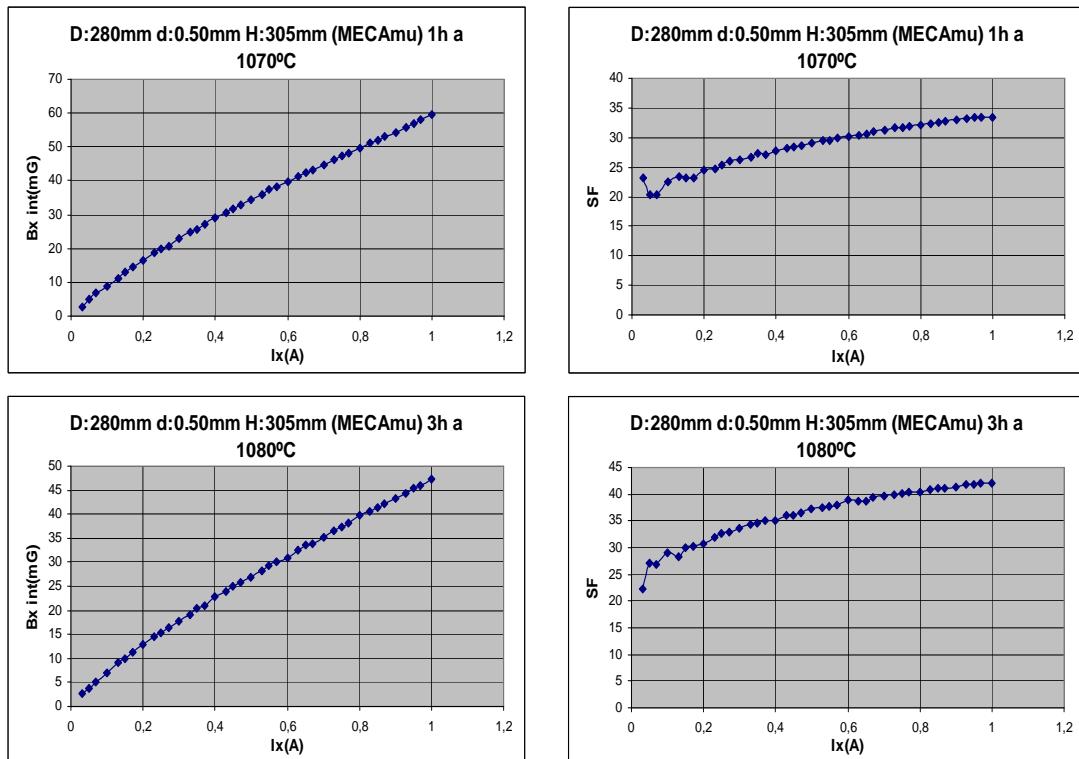


Figura 4.8: Campos magnéticos internos en el eje X (izquierda) y factores de apantallamiento (derecha) en el centro de los cilindros en función de la corriente aplicada a la bobina en el eje X ($B(G) = 2 \times I(A)$).

De las ecuaciones 4.5, 4.10 y 4.12 se obtiene que la fórmula para hallar el campo magnético interno (para campos transversales) es, en función de la posición Z a lo largo del eje axial del cilindro:

$$B_{int} = \left(\frac{1}{3}e^{-3.52(\frac{z}{D/2})} + \frac{1}{3}e^{-3.52(\frac{L-z}{D/2})} + \frac{1}{\mu_r d} \right) B_{ext} \quad (4.16)$$

En la figura 4.9 ($D=280$ mm; $d=0.5$ mm; $H=305$ mm) se representa el comportamiento del factor de apantallamiento según la fórmula 4.16 en función de la posición Z a lo largo del eje axial del cilindro. De la fórmula se deduce que en los bordes dominan los términos exponenciales (componente geométrica de la ecuación) mientras que en el centro el término importante es el que contiene la permeabilidad (término magnético).

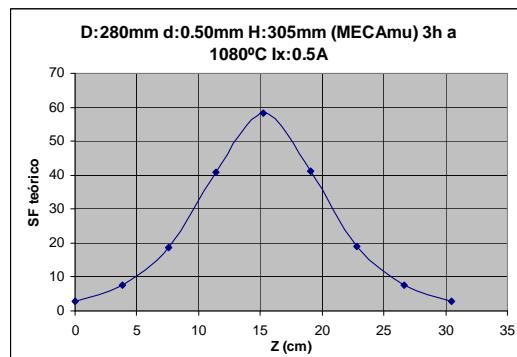


Figura 4.9: Factor de apantallamiento teórico para un cilindro de 280 mm de diámetro, 0.5 mm de espesor y 305 mm de altura. Se toma $\mu = 200000$.

D (mm)	d (mm)	H (mm)	compañía	$S_T(1\text{ G})$	$S_T(2\text{ G})$	$S_{T_{teo}}$
280	0.25	380	MS	3.1-2.9	3.2-2.9	3
320	0.25	380	MS	3.2-2.9	3.0-2.8	3
280	0.50	305	MM(super)	3.9-3.3	3.9-3.3	3
320	0.50	305	MM(super)	3.8-3.3	3.8-3.3	3
280	0.50	305	MM(μ)	3.7-3.2	3.9-3.3	3
280	0.50	305	MM(μ)	3.9-3.3	3.9-3.3	3

Tabla 4.2: Medidas del factor de apantallamiento transversal en los extremos de distintos cilindros de μ -metal. Los cilindros MM (super) son de supermimphy que ha sido tratado térmicamente durante 3h a 1080°C . Los cilindros MM (μ) son de μ -metal, el primero fue tratado durante 1h a 1070°C mientras que el segundo lo fue 3h a 1080°C . Para el cálculo teórico se toma una permeabilidad por defecto $\mu_{eff} = 200000$.

Se realizaron medidas del campo interno a lo largo del eje axial de diferentes cilindros para campos externos transversales de 1 G y 2 G. La tabla 4.2 y las gráficas 4.10 muestran que los factores de apantallamiento de los cilindros calculados analíticamente coinciden prácticamente con los medidos cuando se trata de los valores en sus extremos (en los puntos del eje que intersectan a las aperturas de los cilindros). Estos valores en los extremos, al contrario que los valores en el centro, parecen no depender de la permeabilidad magnética de los materiales ya que ésta es elevada y el término en el que interviene en la ecuación 4.16 es despreciable frente a los otros. Sólo dependen de la geometría de la apertura y es independiente del campo

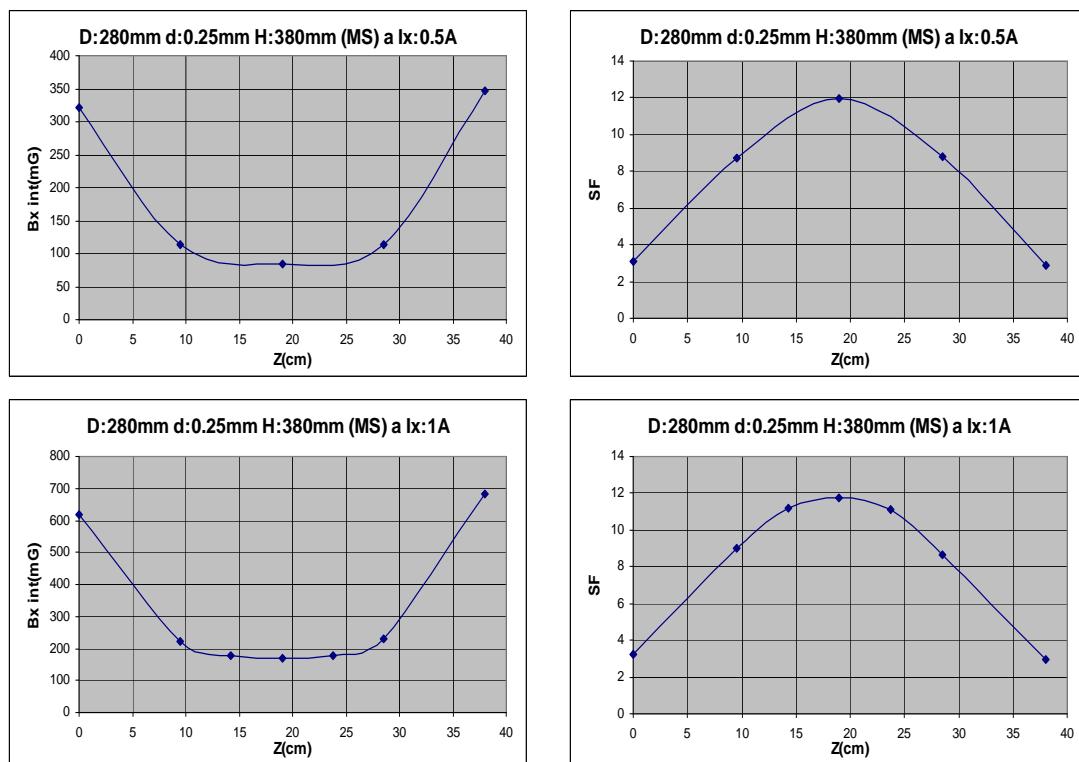


Figura 4.10: Variación del campo magnético interno en el eje X (izquierda) y factores de apantallamiento (derecha) a lo largo del eje del cilindro de Magnetic Shield de 380 mm de altura, espesor de 0.25 mm y 280 mm de diámetro para campos externos transversales de 1 G (arriba) y 2 G (abajo).

externo aplicado. Se comprueba esto en la figura 4.10 donde se expone un cilindro de MS (280 mm de diámetro, 0.25 mm de espesor, 380 mm de altura) a 2 intensidades distintas, 0.5 A y 1 A (1 G y 2 G). Se comprueba que los valores en los extremos no varían apreciablemente.

Se presentan en la figura 4.11 algunas de las medidas para los cilindros de Mecamagnetic. Como se aprecia en ellas, el factor de apantallamiento en los extremos de los cilindros se acercan también al valor teórico calculado en la figura 4.9 mientras que en el centro del cilindro no se corresponde con el teórico. Esto es debido, como ya se ha dicho para las anteriores gráficas, debido a la naturaleza geométrica del apantallamiento en los extremos de los cilindros, mientras que en el centro hay discrepancias debidas a la diferente permeabilidad del material. Esta diferencia se debe al distinto periodo de tiempo en que han sido tratados los cilindros.

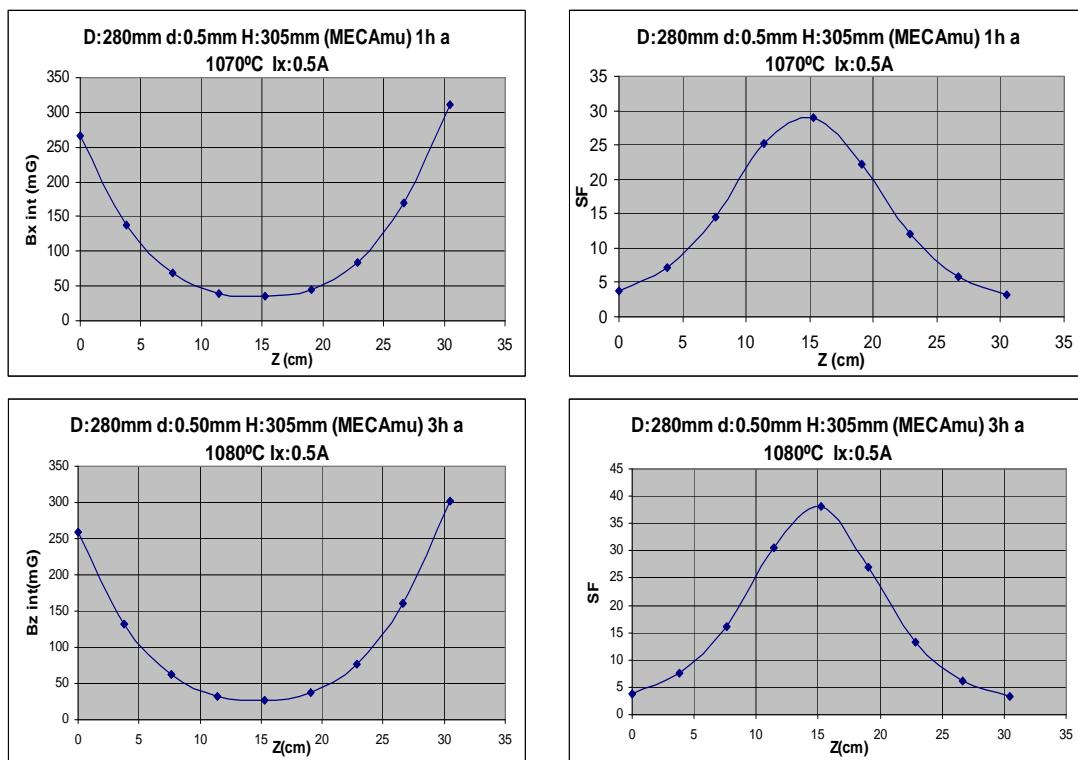


Figura 4.11: Variación del campo magnético interno en el eje X (izquierda) y factores de apantallamiento (derecha) a lo largo del cilindro de Mecamagnetic de 305 mm de altura, 0.5 mm de espesor y 280 mm de diámetro para campos externos transversales de 1 G a diferentes tratamientos térmicos (arriba y abajo).

4.3.3. Apantallamiento transversal a lo largo del diámetro

Se hicieron también medidas del campo magnético a lo largo del diámetro de la sección media del cilindro en dos direcciones: paralela y perpendicular al campo (ejes X e Y del cilindro). En la figura 4.12 se muestra que las variaciones del campo están dentro del error que presenta la sonda ($\approx 20 \text{ mG}$) por lo que se suponen despreciables. El campo magnético dentro del cilindro es prácticamente independiente de su posición a lo largo del diámetro del

cilindro.

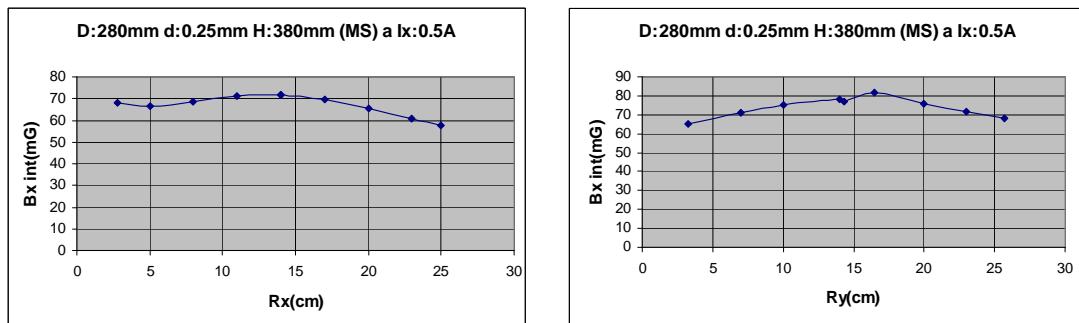


Figura 4.12: Medida del campo magnético transversal en el centro del cilindro en función del diámetro del cilindro para un campo externo aplicado de 1 G.

4.3.4. Apantallamiento longitudinal en el centro

Se tomaron medidas de apantallamiento longitudinal en el centro de algunos cilindros, ya que aunque un campo magnético en esa dirección afecta menos que en las transversales, sin embargo analíticamente se comprueba que es más difícil de apantallar por lo que hay que tenerlo en cuenta. Tenemos un ejemplo de Magnetic Shield en la figura 4.13. Se obtienen valores de ≈ 3.9 y ≈ 4.1 a 1 G y 2 G respectivamente. Se hicieron medidas también para el cilindro de Mecamagnetic con tratamiento térmico a 1080°C durante 3 horas y se midieron ≈ 3.8 para los mismos valores de campo externo longitudinal que el anterior. Ambos cilindros tienen permeabilidades magnéticas distintas, el de Mecamagnetic apantalla mucho más que el de Magnetic Shield, por lo que el factor de escudo longitudinal está dominado por la geometría de las aperturas. De hecho si calculamos los factores longitudinales tomando las permeabilidades medias que concuerdan con los factores transversales medidos de cada uno de estos cilindros (ver tabla 4.1) (la razón para esto se explica en la sección 4.4), que son 13000 para el de MS y 22000 para el de MM, se obtienen valores de ≈ 3.5 y ≈ 3.8 respectivamente. El cálculo del factor longitudinal a partir del transversal se hizo a partir de la fórmula 4.15.

4.4. Explicación de las discrepancias entre medidas y cálculos

El desajuste observado no puede deberse a efectos de los solapamientos ya que se efectuaron pruebas con los solapamientos en distintas posiciones respecto al campo aplicado (paralelos y perpendiculares al campo externo) y con distintas técnicas (remaches, cinta adhesiva kapton) sin que se encontraran diferencias apreciables.

Los campos remanentes en los cilindros tampoco podrían ser la causa de tal desacuerdo puesto que usábamos un sistema de ciclado después de cada medida para cada eje del blindaje.

La solución al problema de la diferencia entre los valores medidos y calculados en el centro de los cilindros, que no se da en las aperturas, consiste en tener en cuenta la fórmula 4.16.

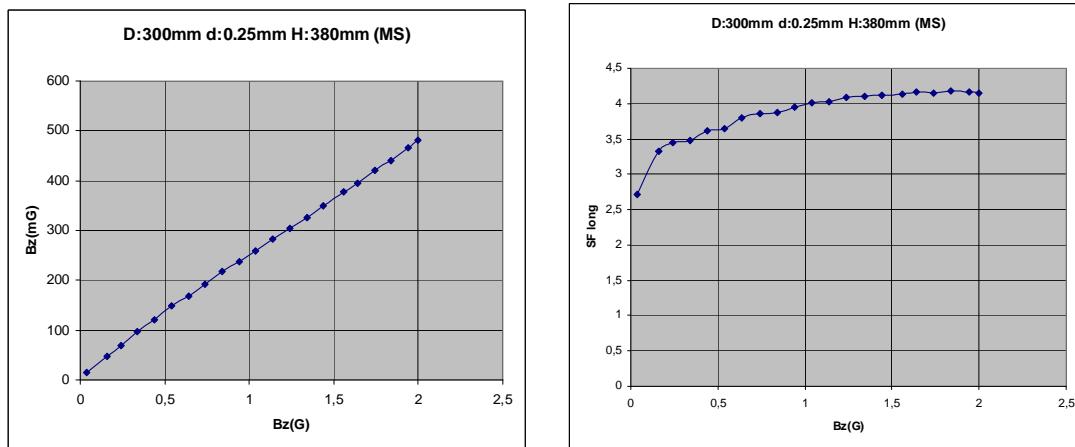


Figura 4.13: Medidas de campo magnético interno en el eje Z y factor de apantallamiento longitudinales a un cilindro en función del campo externo a lo largo del eje Z.

En ella vemos que hay tres términos: dos de ellos representan los efectos de las aperturas del cilindro; la otra porta las características magnéticas del material. En el caso de medir el campo en los extremos del cilindro los términos a tener en cuenta son los primeros, mientras que para medir el campo en zonas interiores el término principal es el último (el campo tiene mayores dificultades para penetrar por las aperturas hasta la zona media del cilindro). Ya que las medidas y los cálculos concuerdan bastante bien en la zona de las aperturas del cilindro, se deduce que el problema debe surgir del tercer término de la ecuación, es decir, de las propiedades magnéticas del material. El valor de la permeabilidad magnética que concuerda con las medidas del cilindro tomado como ejemplo en la figura 4.6 que se calcula a partir de la fórmula 4.16 es de ≈ 13400 , que es mucho menor que el valor que se estimó de la curva del fabricante (ocurre lo mismo para el resto de los cilindros) (ver sección 4.1). De hecho, es un valor que no se contempla en curva de primera magnetización del material (figura 4.1).

Por otro lado, debido a la geometría del cilindro hay zonas en las que el flujo magnético es mayor (actúan a mayor alta permeabilidad) que en otras (baja permeabilidad), tal como se trata de reflejar en la figura 4.14. El flujo magnético, y por lo tanto la magnetización, es mayor en los laterales que en las zonas frontal y posterior (respecto de la dirección del campo). Esto hace que la permeabilidad no sea constante en todo el material y su valor medio se vea modificado.

Ésta es la causa del comportamiento del campo y el factor de apantallamiento en las gráficas de la figura 4.6. Inicialmente, al aumentar el campo magnético externo el factor de apantallamiento crece rápidamente a causa del mayor flujo, y por tanto, mayor permeabilidad global que va adquiriendo la pantalla. No obstante se llega a un punto en el que dicho factor de escudo empieza a disminuir lentamente. Ya que no hemos podido llegar al codo de saturación del material (ver figura 4.1) la solución al problema debe ser geométrico. El aumento de flujo magnético en el resto de la pantalla no es suficiente para contrarrestar el poco flujo de la zona central, que casi no aumenta a partir de cierto valor del campo.

Los problemas que nos hemos encontrado están relacionados con el hecho de que estamos

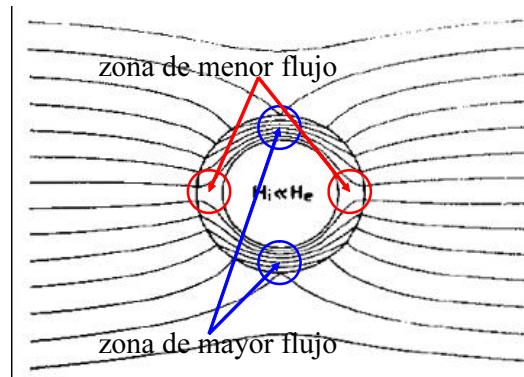


Figura 4.14: Esquema del flujo magnético a su paso por un cilindro de material magnético.

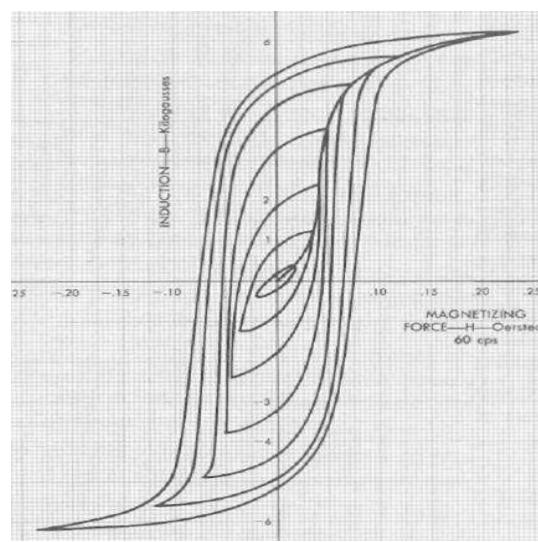


Figura 4.15: Curva anhisterética de permalloy.

apantallando campos de muy baja amplitud, de forma que el comportamiento magnético del material no queda definido por el fabricante (figura 4.1). De hecho, las curvas que suelen dar los fabricantes se denominan anhisteréticas. Tales curvas se calculan mediante ciclos de histéresis del material en campos alternos (ver figura 4.15). Estos campos alternos agitan los dominios magnéticos disminuyendo las restricciones que ejercen unos sobre los otros (son más libres para orientarse en la dirección del campo). Esto lleva a mayores valores de permeabilidad. Sin embargo, la agitación de dominios magnéticos en los blindajes de los PMT's no puede tener lugar durante el funcionamiento del detector, y por tanto, el factor de apantallamiento típico será realmente el medido en nuestras pruebas (condiciones estáticas de campo).

En resumen, no se puede considerar como real la constante de permeabilidad dada por el fabricante para explicar nuestras medidas. La permeabilidad real es mucho más baja ya que nuestros campos son muy bajos y los dominios no se orientan completamente, por lo que la permeabilidad no es constante a lo largo del material.

4.5. Múltiples soluciones

Otra posibilidad que permite incrementar el factor de apantallamiento de manera más eficaz que aumentar el espesor del cilindro, es usar doble apantallamiento cilíndrico. La ecuación analítica para el factor de apantallamiento transversal global es

$$S_T = S_{T_1} S_{T_2} \left(1 - D_i^2/D_o^2\right) + S_{T_1} + S_{T_2} + 1 = S_{T_1} S_{T_2} (4\Delta/D_o)(D_m/D_o) + S_{T_1} + S_{T_2} + 1 \quad [81] \quad (4.17)$$

siendo la distancia entre las capas $\Delta = \frac{1}{2}(D_o - D_i)$ y el diámetro medio de la región intermedia $D_m = \frac{1}{2}(D_o + D_i)$. S_{T_1} y S_{T_2} son los factores de apantallamiento transversales individuales de cada cilindro.

Según las fórmulas analíticas anteriores hay que tener en cuenta:

- la capa externa debilita el campo visto por la capa interna.
- como se sigue de la fórmula 4.17 debemos separar lo máximo posible las capas para aumentar el factor de apantallamiento (sin disminuir demasiado ninguno de los individuales).

La tabla 4.3 representa todas las medidas que se hicieron para campos externos transversales con la configuración de doble apantallamiento. Se puede comprobar que los factores de apantallamiento son mayores, siendo los más elevados los fabricados por Mecamagnetic. Los cálculos teóricos se efectúan tomando el factor de escudo externo para el campo aplicado y el factor de escudo interno para el campo que deja el blindaje externo.

Se presentan medidas del apantallamiento transversal de algunos de los dobles blindajes en la figura 4.16. Se puede comprobar a partir de las gráficas que con esta doble configuración

D (mm)	d (mm)	H (mm)	compañía	$S_T(1\text{ G})$	$S_T(2\text{ G})$	$S_{Teo}(1\text{ G})$	$S_{Teo}(2\text{ G})$
260+300	0.25+0.25	380+380	MS+MS	27.0	33.5	35.1	35.0
280+300	0.1+0.25	380+380	MS+MS	13.8	19.2	18.9	19.5
280+300	0.5+0.25	305+380	VS+MS	13.9	15.9	19.4	19.0
280+320	0.25+0.25	380+380	MS+MS	27.0	33.4	30.9	30.7
280+340	0.25+0.25	380+380	MS+MS	27.8	32.9	33.8	34.1
280+320	0.50+0.50	305+305	MM(super)	63.7	65.6	187.6	200.6

Tabla 4.3: Medidas del factor de apantallamiento transversal en el centro de distintas configuraciones de doble apantallamiento de μ -metal. La última configuración corresponde a 2 cilindros de supermimphy tratado térmicamente durante 3h a 1080°C . Para el cálculo de S_{Teo} se toma una permeabilidad por defecto $\mu_{eff} = 200000$.

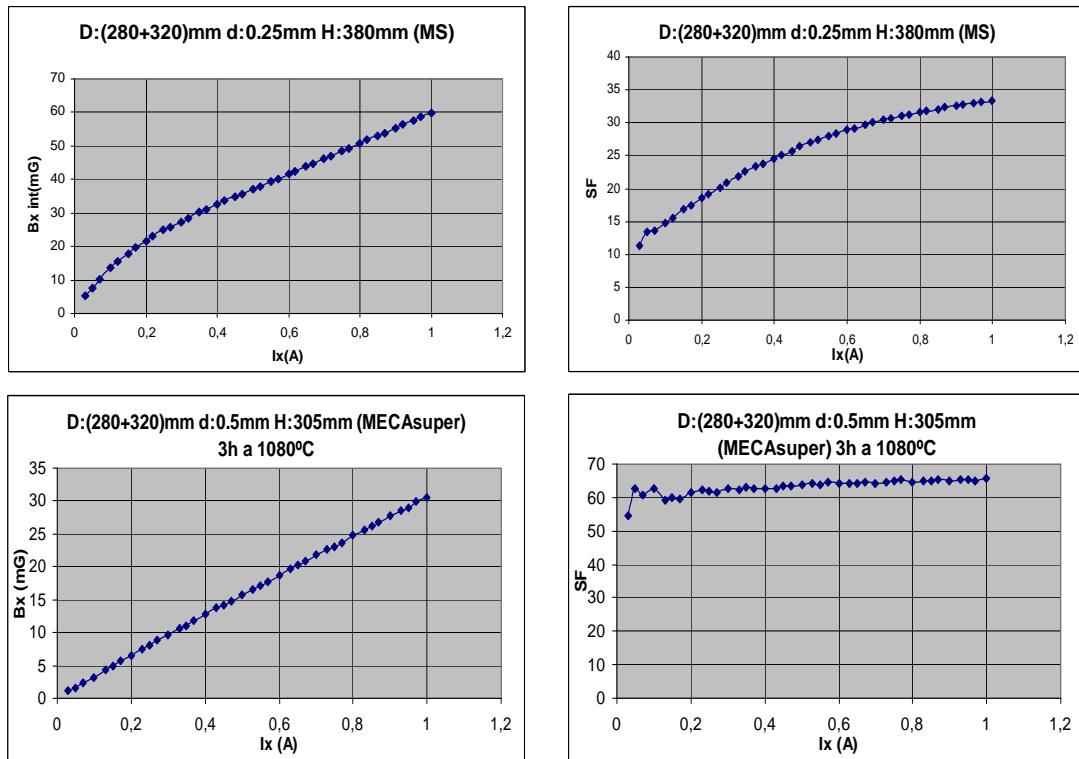


Figura 4.16: Ejemplos del comportamiento de la componente X de los campos magnéticos (izquierda) y los factores de apantallamiento (derecha) en el centro de la configuración de doble cilindro cuando se aplica un campo externo a lo largo del eje X ($B(G) = 2 \times I(A)$).

no aparece el comportamiento de falsa saturación del material ya que como se comentó anteriormente, cuando el cilindro externo empieza a presentar tal comportamiento comienza a hacerse notar el interno. El comportamiento del apantallamiento doble de supermimphy no sólo es el más elevado sino que es el más estable alcanzando ya desde el campo aplicado más bajo un factor de apantallamiento mayor de 50, es decir, los campos internos obtenidos están por debajo del “offset” de la sonda con que lo medimos. En la tabla 4.3 vemos que los factores de apantallamiento medidos y los teóricos utilizando la fórmula 4.17 están en acuerdo. Este cálculo sólo añade factores geométricos ya que los factores individuales que se introducen en la fórmula corresponden a los obtenidos experimentalmente. La única discrepancia que se observa es para el último valor y es debido muy probablemente a que en las medidas de ese apantallamiento doble se obtuvieron valores de campo muy bajos de forma que el error de la sonda no permite distinguir entre un factor de apantallamiento 65 ($Bx_{int} = 30 \text{ mG}$) y 200 ($Bx_{int} = 20 \text{ mG}$).

La mejor combinación para un doble apantallamiento es un cilindro interno de 280mm rodeado por otro de 320 ó 340 mm. En concreto para 280+320 ó 280+340, los valores de campo transversal que se obtienen son muy bajos (menores de 60mG). Hay que tener en cuenta que para grandes diámetros los efectos de las aperturas individuales son importantes.

En la tabla 4.4 y en la figura 4.17 se muestran las medidas de campo magnético a lo largo del eje axial para doble apantallamiento.

D (mm)	d (mm)	H (mm)	compañía	$S_T(1 \text{ G})$	$S_T(2 \text{ G})$
280+320	0.25+0.25	380+380	MS+MS	4.1-3.6	3.6-4.2
280+340	0.25+0.25	380+380	MS+MS	4.2-3.9	4.4-4.0
280+320	0.50+0.50	305+305	MM(super)	4.7-3.9	4.7-4.0

Tabla 4.4: Medidas del factor de apantallamiento transversal en los extremos de distintas configuraciones de doble apantallamiento de μ -metal. La última combinación corresponde a 2 cilindros de supermimphy tratado térmicamente durante 3h a 1070 °C.

Se comprueba en la tabla 4.4 y en las gráficas 4.17 que el valor del campo magnético medido en las aperturas se puede considerar afectado sólo por la geometría del cilindro en cuestión tal como ocurría para el apantallamiento simple (tabla 4.2 y figuras 4.10 y 4.11), pero consiguiendo ahora un ligeramente mejor apantallamiento en ellas.

4.6. Conclusiones

Se ha llevado a cabo un análisis de los valores de apantallamiento transversal donde se han detectado discrepancias entre los valores medidos y calculados (los medidos son mucho menores que los calculados) llegándose a la conclusión de que el origen del problema se encuentra en la naturaleza local de la permeabilidad y el rango en el que realmente se encuentra, ya que, como se ha dicho anteriormente, las propiedades magnéticas de los blindajes dependen de la forma en que se aplique el campo y de su magnitud.

Sabemos que el campo al que estarán sometidos los PMT's después de la magnetización

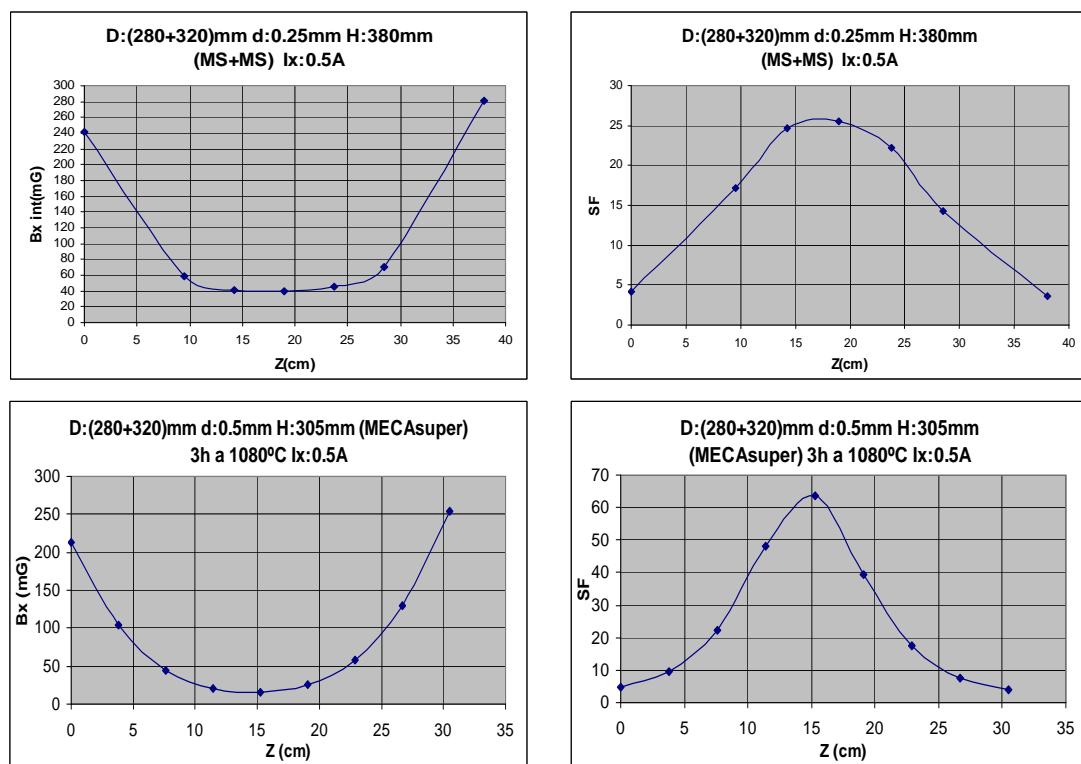


Figura 4.17: Ejemplos del comportamiento de la componente X de los campos magnéticos (izquierda) y los factores de apantallamiento transversales (derecha) a lo largo del eje axial para dobles cilindros cuando se aplica un campo externo de 1 G en el eje transversal X del cilindro.

del apantallamiento de acero de los detectores será menor o del orden de 500 mG. Hemos comprobado que los apantallamientos simples de Mecamagnetic, tanto de supermimphy como de μ -metal serían suficientes para obtener valores de campo magnético muy bajos. Por lo tanto lo más probable es que el material para apantallar individualmente a los PMT's de Double Chooz sea suministrado por Mecamagnetic y que el blindaje sea simple.

Hemos estudiado la eficacia de los blindajes no sólo en su centro (que da el mejor valor), sino también a lo largo de su eje. Los resultados de estas últimas medidas reflejan la importancia de elegir una disposición adecuada en lo que se refiere a la distancia entre el photocátodo y las aperturas del cilindro. Tal cuestión se estudiará en el capítulo siguiente. Se ha visto que si se sitúa el photocátodo del PMT entre 0 y 5 cm de la apertura superior del cilindro de Mecamagnetic el campo que sufrirá éste será de $\approx 50 - 250 \text{ mG}$ (el factor de escudo varía entre $\approx 4 - 16$) a 1 G transversal (figura 4.11).

Para el caso de apantallamiento longitudinal, hemos visto que por su naturaleza geométrica (efecto de las aperturas), aunque es el que menos afecta a la respuesta global del PMT, es el más difícil de apantallar. Incluso en el centro, que es la mejor zona, se obtienen valores de 3.8 para el factor longitudinal. Esto representa campos $> 250 \text{ mG}$ y $> 500 \text{ mG}$ para 1 G y 2 G externos longitudinales.

Se concluye que el cilindro de Mecamagnetic de 280 mm de diámetro apantalla a valores muy bajos (39.7 a 1 G), aunque es superado por el blindaje doble del mismo material ($\approx 15 \text{ mG}$ a 1 G, que es un valor inferior a nuestro error de medida). Sin embargo, consideramos que el simple será suficiente a priori. Se probará esto en el siguiente capítulo.

En cuanto a la elección entre μ -metal y supermimphy, se decidirá según los resultados de las medidas de radiopureza para estos materiales.

Capítulo 5

Efecto de los blindajes en el fotomultiplicador

De las medidas del blindaje solo, sabemos que los mejores factores de apantallamiento se obtienen con el cilindro de MM de 0.5 mm. Del análisis de los datos obtenidos en las medidas experimentales del apantallamiento de los blindajes sabemos que para campos externos de 1 G transversales obtendremos valores de campo muy bajos en el centro del cilindro ($< 250 \text{ mG}$). A estos campos externos hemos visto que se pierde un 10 % de señal. Ya que el campo longitudinal, como se vió en la sección 4.3, es el más difícil de apantallar (se obtienen campos internos mayores de 250 mG para campos longitudinales externos de $\approx 1 \text{ G}$), esta medida decidirá la disposición del conjunto PMT-blindaje. Para decidir el diseño final del cilindro y su distancia con respecto al extremo superior del PMT vamos a requerir que la pérdida de señal del PMT para campos de hasta 1 G sea menor del 10 %.

5.1. Descripción del montaje experimental

Una vez que llegamos a la conclusión de que la única forma de resolver la pérdida de fotoelectrones es usando apantallamientos magnéticos nos disponemos a tomar las medidas de la respuesta relativa del fotomultiplicador con blindaje en función del campo así como la razón pico-valle que presenta su espectro de spe. El montaje experimental para medir la respuesta del PMT apantallado era el mismo que el descrito en el capítulo 3. La única diferencia era que esta vez se introducía dentro de la caja oscura el PMT cubierto por el apantallamiento. Las medidas se tomaban siguiendo estos pasos:

- generación de campos magnéticos de hasta 2 G en cada eje (para cada sentido) con las bobinas.

- desmagnetización del cilindro al final de las medidas sobre cada eje. Así nos asegurábamos de suprimir el campo remanente que hubiera quedado en el cilindro (mediante el mismo procedimiento que en el diseño y optimización de blindajes (ver capítulo 3)
- pruebas a 2 niveles de luz:
 - spe, que en nuestro montaje se obtenía mediante una anchura de pulso del LED de 11 ns. (ver capítulo 2).
 - $\sim 45 \text{ pe}'s$, que se conseguía con pulsos de LED de 100 ns de duración. (ver capítulo 2).

Cuando se midió la respuesta del campo sobre el PMT con blindaje, ya no nos podíamos guiar por la medida de la sonda ya que ésta se encontraba próxima a los cilindros y la presencia del μ -metal modificaba el valor del campo en sus cercanías. Es decir, para el mismo valor de intensidad circulando por una bobina determinada el campo medido por el sensor magnético no se correspondía con el que registraba sin blindaje. La razón de esto consiste en que el sensor se situaba muy cerca del cilindro y éste, debido a sus propiedades magnéticas, deformaba el campo. Por tanto utilizamos la calibración de las bobinas, es decir, la corriente a aplicar en cada bobina, para generar el campo, en vez de guarnos por el valor del campo medido por la sonda. También se estudió la variación de la distancia entre la apertura superior del cilindro y el photocátodo para obtener la posición relativa óptima de ambos elementos. Para ello el PMT estaba fijo y se iba moviendo el cilindro con respecto al PMT. Por otro lado, al variar la altura del cilindro el valor del ángulo sólido que puede aprovechar el PMT para colectar luz cambia. Para resolver esto se cubrió las paredes internas de los cilindros con una cartulina negra, (que además hacía despreciables las reflexiones de la luz del LED en las caras internas del cilindro) colocándola en la posición más alta respecto al photocátodo. De esta forma se mantenía el ángulo sólido en todas las medidas efectuadas.

5.2. Medidas experimentales

5.2.1. Comparación entre apantallamiento doble y simple

En primer lugar se pretende ver cuál es el efecto sobre la respuesta del PMT del uso de los apantallamientos cilíndricos estudiados en el capítulo anterior. Para comparar los efectos en la respuesta del PMT usando un apantallamiento simple o doble se utilizó el doble cilindro de MS (280+320 mm diámetro, 0.25 mm espesor, 380 mm altura) a 7.5 cm entre el photocátodo y la apertura del cilindro (ver figura 5.3). Posteriormente se estudió el caso de apantallamiento simple con el cilindro de Magnetic Shield (300 mm diámetro, 0.25 mm espesor, 380 mm altura).

Después de hacer las pruebas de campo para un eje, el apantallamiento era desmagnetizado en la misma dirección del campo aplicado. Posteriormente se pasaba al eje siguiente. Las medidas de la respuesta del PMT son relativas a la tomada a campo magnético nulo en las mismas condiciones.

Las medidas de la respuesta del fotomultiplicador y de la razón pico-valle de su espectro de spe para apantallamiento doble se presentan a continuación. Corresponden a una altura de 7.5 cm respecto al fotocátodo.

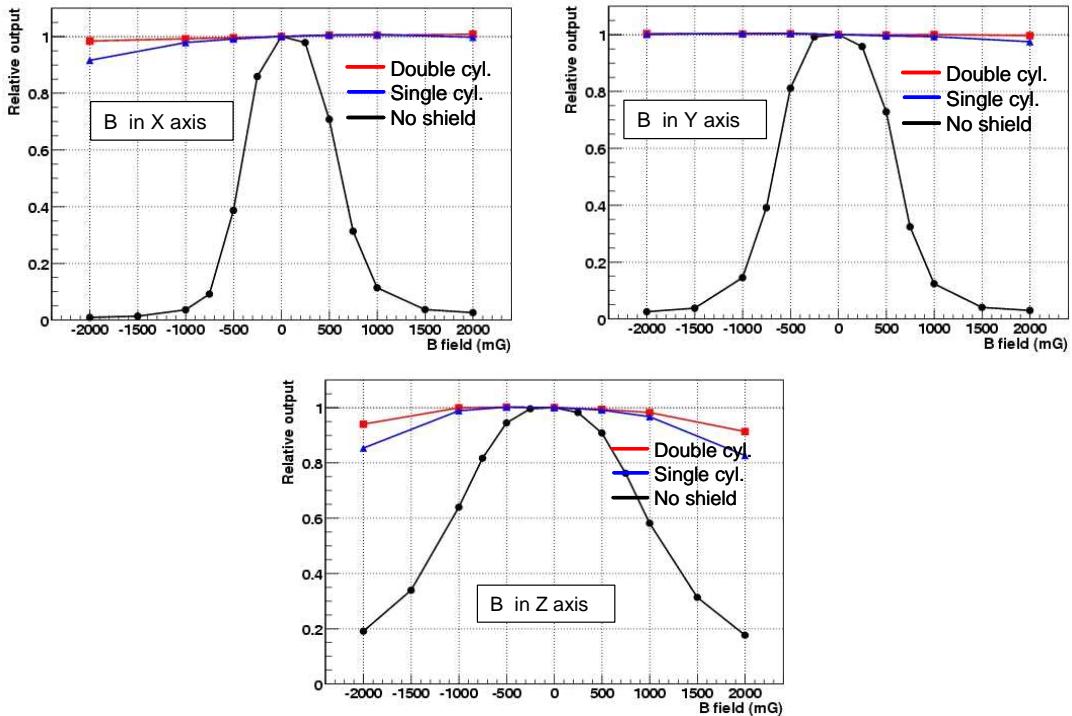


Figura 5.1: Respuesta global del fotomultiplicador (relativa a campo 0) inmerso en un campo magnético externo controlado (sup-izq: B_x ; sup-der: B_y ; inf: B_z). La curva roja corresponde al caso de apantallamiento doble; la curva azul al caso de apantallamiento simple; La curva negra, representa la respuesta del PMT sin apantallar.

La figura 5.1 muestra la respuesta del PMT en función del campo externo aplicado relativa a campo 0. Se compara la respuesta del PMT sin blindaje con el PMT+blindaje simple y PMT+blindaje doble. Podemos afirmar que el apantallamiento del fotomultiplicador es muy bueno para la configuración doble ya que prácticamente la respuesta no se ve afectada por el campo (variación nula hasta 1 G en cualquier dirección). Aún así, se ve que la componente de campo que más afecta es la axial al apantallamiento, debido a la presencia de la apertura superior del cilindro (pérdidas del 5 % para 2 G). Para el apantallamiento simple de Magnetic Shielding (300 mm diámetro, 0.25 mm espesor, 380 mm altura) los valores de respuesta que se obtienen para apertura superior del cilindro distante 7.5 cm del fotocátodo son muy buenos. Se ve que la componente Y es la que menos afecta a la respuesta del PMT (pérdidas menores del 5 %) mientras que la X es la más asimétrica por lo que ya se explicó en la sección 3.5.3 (pérdidas del 10 % para -2000 G; sin pérdidas para campo en dirección +X). Por otro lado, la componente Z es la más afectada llegándose a pérdidas de respuesta del 15 % a 2 G (despreciable a 1 G).

En la figura 5.2 se muestra la relación P/V vs. campo magnético para el doble apantallamiento. Se comprueba que los valores de la razón pico-valle toman valores superiores a 3 para 2 G en cualquier dirección (por encima de los requisitos de Double Chooz), frente a los valores ya muy inferiores a 3 para 1 G que se conseguían en el caso de no apantallamiento (figura

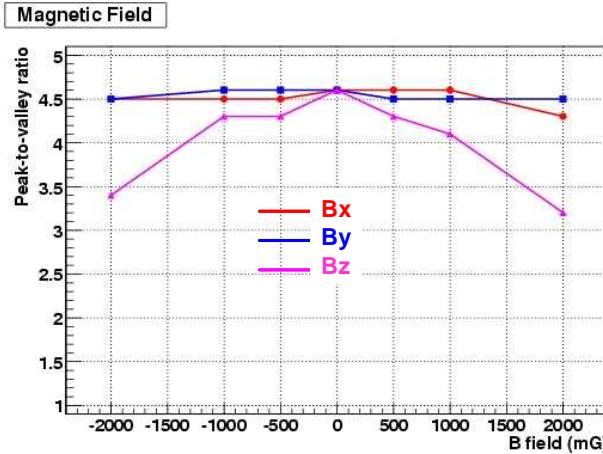


Figura 5.2: Razón pico-valle del espectro de 1 fotoelectrón para doble apantallamiento. rojo: B_x ; azul: B_y ; rosa: B_z .

3.18). Se desprende de esta gráfica que los espectros de spe están bastante bien definidos para cualquier dirección del campo con el apantallamiento doble. Como se esperaba la dirección de campo que más afecta a la definición del spe es la Z (debido a las aperturas). En esta dirección se pasa a valores de 3.2 mientras que en X y en Y no se baja de 4.3 (a comparar con el valor de P/V a campo nulo, de 4.5).

5.2.2. Búsqueda de la disposición en altura

Una vez visto el efecto de los blindajes en el PMT, es importante ajustar la altura relativa al PMT. Se necesita llegar a un compromiso entre la cantidad de luz que recoge el PMT (inversamente proporcional a la altura) y el factor de apantallamiento (directamente proporcional a la altura). Las medidas con apantallamiento simple se tomaron para las siguientes alturas (respecto al photocátodo): -8.5 cm, 0 cm, 2.5 cm, 5 cm y 7.5 cm. La medida para -8.5 cm se hizo para conocer cuánto afectaba el campo magnético a la respuesta apantallando sólo la cadena de díodos. De esta forma se pretendía conocer cuál es realmente el efecto del campo sobre el photocátodo. Un esquema del significado de las alturas se presenta en la figura 5.3. La altura de -8.5 cm significa que el photocátodo sobresale del blindaje en 8.5 cm.

La figura 5.4 muestra que para el apantallamiento de Magnetic Shield (300 mm diámetro, 0.25 mm espesor, 380 mm altura) los valores de respuesta que se obtienen para apertura superior del cilindro distante 7.5 cm del photocátodo son muy buenos ya que el photocátodo se encuentra más cerca del centro del cilindro. Se ve que la componente Y es la que mejor se comporta, con pérdidas menores del 10 % siempre que el PMT no sobresalga del apantallamiento, mientras que la X es la más asimétrica. Las pérdidas son inferiores al 20 % para campo en sentido -X (hasta 2 G) y despreciable en sentido +X siempre que el photocátodo no sobresalga del cilindro. Por otro lado, la componente Z es la más afectada. La respuesta del PMT inmerso en un campo en dirección Z disminuye rápidamente al aproximar el photocátodo a la apertura superior del cilindro. Se comprueba que el caso de altura -8.5 cm es más desfavorable que aunque parecería lógico pensar que la respuesta fuera mejor que para el caso del PMT

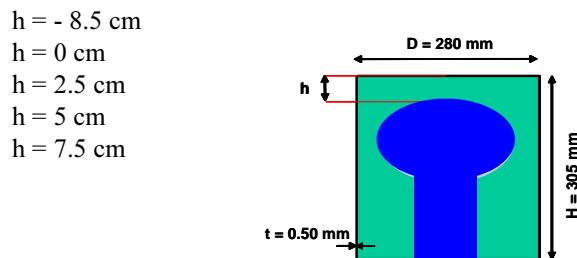


Figura 5.3: Esquema simple de la posición del blindaje respecto al PMT.

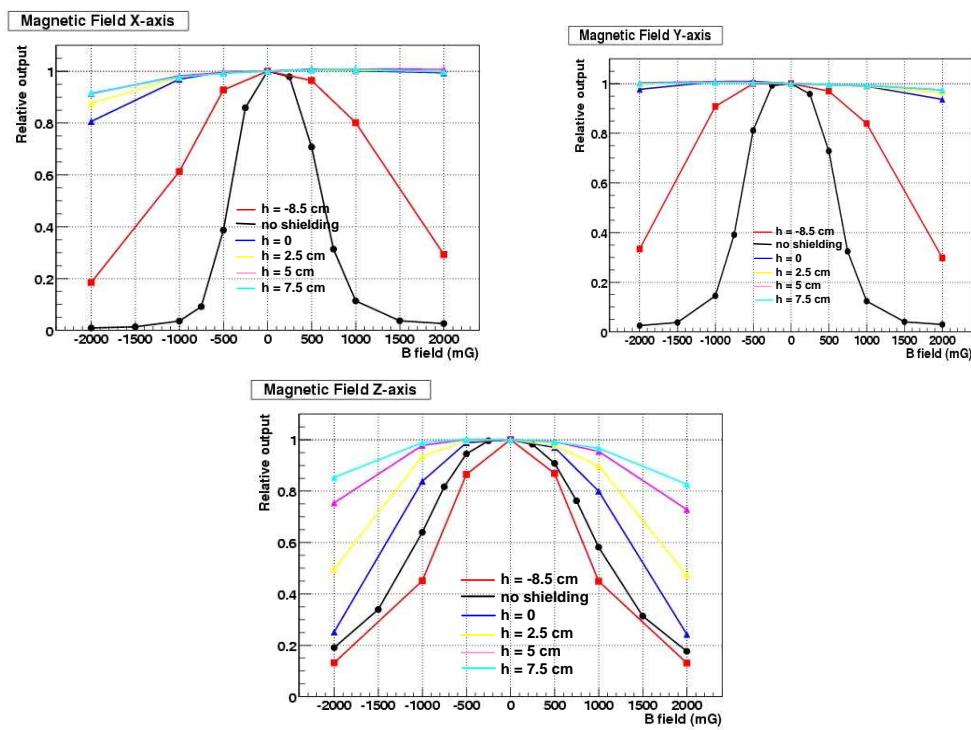


Figura 5.4: Respuesta global (relativa a campo 0) del fotomultiplicador inmerso en un campo magnético externo controlado (sup-izq: B_x ; sup-der: B_y ; inf: B_z). La curva roja corresponde a una distancia entre el borde superior del cilindro y el photocátodo de -8.5 cm (fotocátodo sobresaliendo del blindaje); negro: respuesta del PMT sin apantallar; azul: 0 cm; amarillo: 2.5 cm; rosa: 5 cm; celeste: 7.5 cm.

sin apantallar. Es posible que el cilindro en esa disposición, con la apertura en el ecuador del photocátodo, afecte al mismo mediante algún tipo de distorsión del campo debido a su borde. Para distancias de la apertura del apantallamiento al photocátodo mayores o iguales a 2.5 cm se obtienen pérdidas de señal menores del 10 % para campos de 500 mG de magnitud (campo esperado en Double Chooz). Este hecho nos permite tomar 5 cm entre el photocátodo del PMT y la apertura superior del cilindro como disposición aceptable.

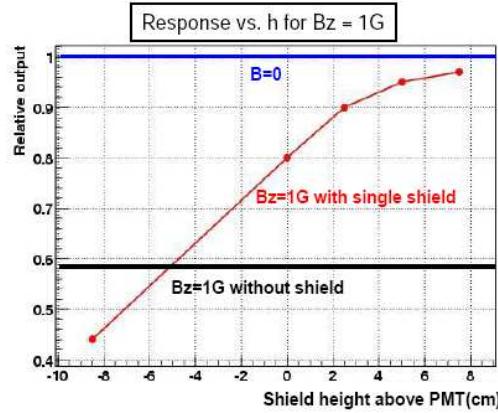


Figura 5.5: Resumen de la respuesta relativa del PMT en función de la distancia entre el photocátodo y la apertura superior del cilindro para campos externos longitudinales de 1 G.

Se comprueba en la figura 5.5 que la mejora de la respuesta del PMT cuando el campo magnético externo apunta en dirección longitudinal es lineal con la distancia hasta 2.5 cm donde la pérdida de señal es menor del 10 % para un campo externo en Z de 1 G frente a la pérdida del 40 % sin apantallamiento. A partir de esta distancia la mejora va suavizándose llegando a ser menor del 5 % para 5 cm. Se puede tomar, por lo tanto, como límite de buena respuesta la distancia de 2.5 cm.

5.2.3. Últimos cilindros medidos

Posteriormente a estas medidas (figuras 5.1 y 5.4) se llevaron a cabo otras, pero esta vez con los cilindros de Mecamagnetic que habían dado tan buen resultado (tabla 4.1).

La figura 5.6 muestra la respuesta del PMT a un campo magnético dado relativa a campo nulo (izq.) así como el cociente pico-valle de su espectro de spe (der.) con un blindaje de μ -metal. Cada gráfica corresponde a una altura determinada (0, 2.5 y 5 cm) entre el photocátodo y el borde del cilindro y cada curva se refiere a un campo generado en las direcciones X, Y y Z. La figura 5.7 es similar a la 5.6 con un apantallamiento de supermimphy a 5 cm de altura.

Tal como se esperaba por los valores de apantallamiento que se alcanzaban con los cilindros de Mecamagnetic (ver tabla 4.1 en la sección 4.3) las respuestas globales de los PMT's mejoran mucho con respecto a las obtenidas con otros cilindros, hasta el punto de que las pérdidas para campos externos transversales al PMT son prácticamente nulas (< 5 % hasta 2 G), lo cual es muy buen resultado para Double Chooz. Claramente la componente Z del campo magnético

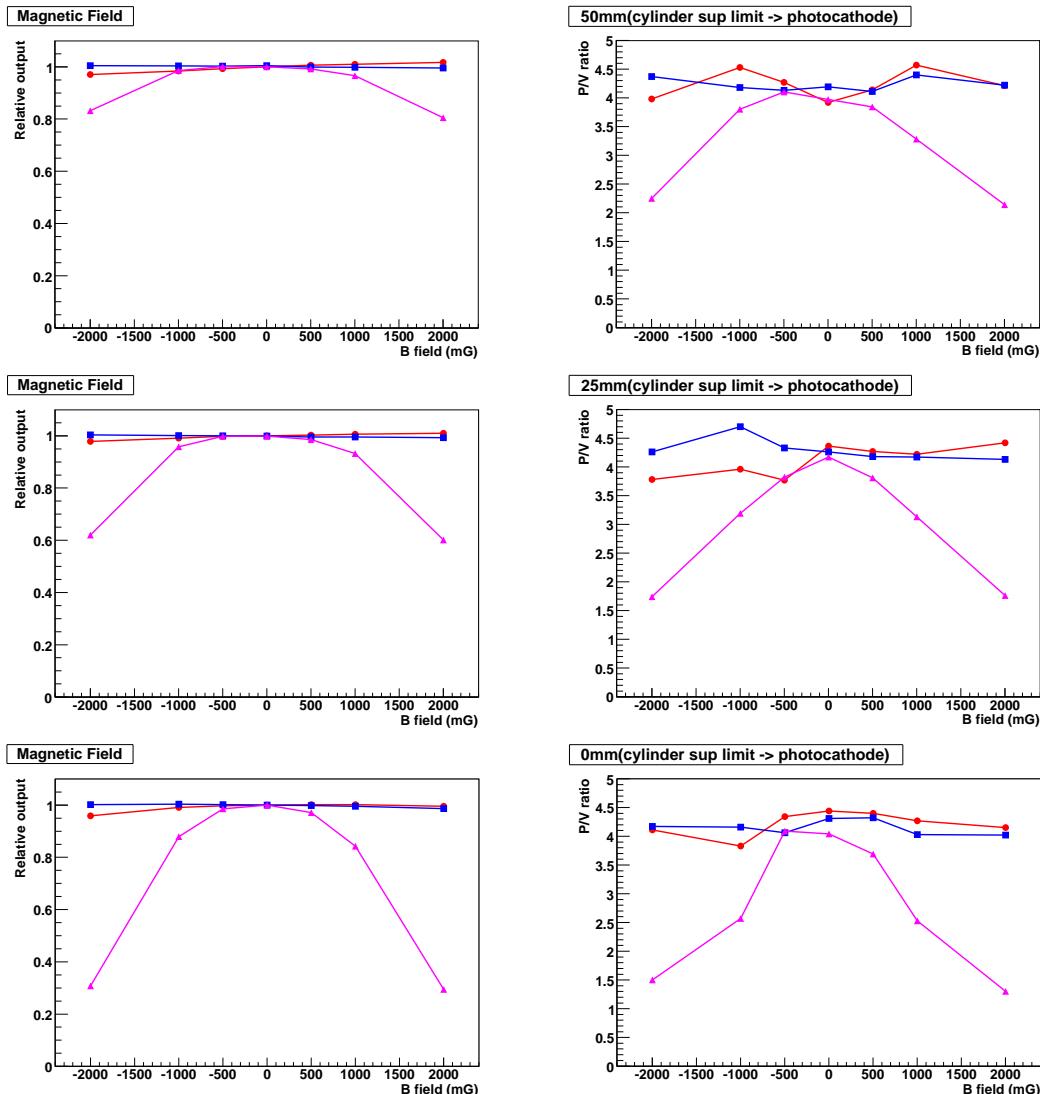


Figura 5.6: Respuesta relativa del PMT (izq.) y cociente P/V (der.) apantallado con un blindaje de μ -metal de Mecamagnetic colocado a una distancia de 5 cm, 2.5 cm y 0 cm entre el photocátodo y la apertura superior del cilindro. La curva roja representa: B_x ; la azul: B_y ; la rosa: B_z .

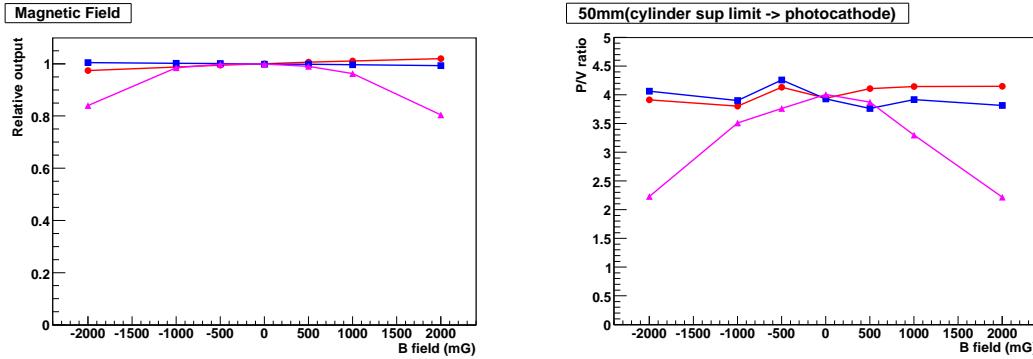


Figura 5.7: Respuesta relativa del PMT (izq.) y cociente P/V (der.) apantallado con un blindaje de supermimphy de Mecamagnetic colocado a una distancia de 5 cm entre el photocátodo y la apertura superior del cilindro. La curva roja representa: B_x ; la azul: B_y ; la rosa: B_z .

es la que más influye en la respuesta global del PMT de forma que cuanto más cerca esté el photocátodo de la apertura del cilindro se darán mayores pérdidas. Como ejemplo, para 2 G aplicados en dirección longitudinal con PMT a 5 cm de la abertura del blindaje se pierde menos del 20 % de la respuesta global y se conserva un $P/V > 2$.

En lo referente a los cocientes pico-valle se ve que en general empeoran en el mismo sentido que la respuesta relativa. El comportamiento cualitativo de la pérdida de definición del espectro del spe es similar al de la respuesta global del PMT. Aparecen fluctuaciones en las medidas del cociente P/V cuando el campo magnético se dirige transversalmente al cilindro pero están dentro de los errores del ajuste por lo que se pueden considerar sin variación apreciable con el campo. El mejor valor de este parámetro se obtiene de nuevo, como era de esperar, cuando la distancia del photocátodo a la apertura del cilindro es de 50 mm, siendo el cociente P/V superior a 3 para 1 G. Ambos valores (respuesta relativa y P/V) se encuentran por encima de los requisitos de Hamamatsu. En el caso del cilindro de supermimphy el comportamiento de la respuesta y del cociente pico-valle es muy similar al de μ -metal. La decisión entre ambos materiales vendrá determinada por las pruebas de radiopureza.

5.3. Conclusiones

Se ha estudiado la respuesta del PMT (relativa a campo 0) y la razón P/V para diferentes cilindros. Se ha estudiado también la distancia mínima a la que situar el blindaje respecto al PMT para que la pérdida de señal fuese < 10 % para 1 G de campo externo en cualquier dirección. Se ha comprobado experimentalmente que el campo magnético más difícil de apantallar es el longitudinal al PMT y que lógicamente el apantallamiento para cualquier dirección del campo magnético es mayor cuanto más cerca del centro del cilindro esté el photocátodo.

Estos requisitos se cumplen de manera ajustada para una distancia de 25 mm entre el photocátodo y la apertura superior del cilindro. A 2 G el campo longitudinal causa una pérdida del 40 % para esta altura. Sin embargo, la disposición de 50 mm cumple holgadamente nuestros requisitos disminuyendo también el efecto del campo longitudinal a 2 G (< 20 %). Además

obtenemos valores del cociente P/V, que se puede tomar como una medida de la definición del espectro del spe, superiores a 3.

De este estudio se concluye que las características óptimas del blindaje magnético para los PMT's Hamamatsu R7081 de Double Chooz son:

- Material: fabricado por Mecamagnetic. La decisión del material concreto (μ -metal o supermimphy) se tomará de acuerdo con las medidas de radiopureza.
- Construcción: las láminas se cerrarán mediante soldadura por puntos y el cilindro así formado pasará un posterior tratamiento térmico a 1080 °C durante 3 horas.
- Diámetro: 290 mm (± 1 mm). Es el más pequeño que se adapta al soporte mecánico del PMT.
- Altura: \approx 270 mm (± 1 mm). Cubrirá desde la base del PMT hasta 50 mm por encima del fotocátodo. La altura debe ser un compromiso entre el factor de escudo y la pérdida de colección de luz en el detector.
- Grosor de la lámina: 50 mm. Es el mínimo espesor para un blindaje simple que asegura factores de apantallamiento elevados. Un espesor mayor haría al cilindro más pesado y caro.
- Peso estimado del blindaje: 1.1 kg.

Conclusiones

El objetivo de este trabajo consiste en estudiar el efecto del campo magnético sobre los fotomultiplicadores Hamamatsu R7081 del experimento de oscilaciones de neutrinos Double Chooz y diseñar un sistema que resuelva este problema.

Este estudio sobre el apantallamiento de campos magnéticos muy bajos llevado a cabo en el CIEMAT ha permitido medir las pérdidas que sufre el fotomultiplicador no sólo en señal sino también en definición del espectro del spe. Aunque se espera que después de la desmagnetización individual de las piezas del blindaje de acero que rodea al detector el valor del campo en la zona donde se montan los PMT's sea menor de 500 mG, por seguridad hemos asumido en la resolución de nuestro problema campos de hasta 1 G en cualquier dirección.

Gracias al sistema de bobinas, con el que produjimos hasta 2 G de campo magnético en las direcciones transversales (X e Y) y longitudinal (Z) del PMT, se ha comprobado, como se esperaba teóricamente, que el campo generado en las primeras afecta más al PMT que el generado en la última (pérdidas de más del 80 % en las transversales frente a algo menos del 40 % en la longitudinal para 2 G).

El blindaje propuesto para apantallar estos campos es individual en forma cilíndrica, efectuándose un estudio experimental del comportamiento de tales blindajes divididos en varias fases.

En primer lugar vimos que el comportamiento experimental de los apantallamientos era bastante peor que el esperado teóricamente según las referencias. Por una parte, concluimos que este problema se debía por un lado al hecho de estar apantallando campos magnéticos tan bajos que los dominios del material no se orientan completamente al campo. Por otro lado el fabricante no daba información referente al comportamiento de los blindajes para los valores de campo que nos interesan en Double Chooz.

En segundo lugar hemos efectuado un estudio del factor de apantallamiento de los cilindros confeccionados de muy diversos tipos: dimensiones, materiales y solapamientos. Se han medido factores de apantallamiento transversales y longitudinales en la zona media de los blindajes (caso más favorable). Tales medidas han servido para comprobar la dificultad de apantallar campos longitudinales a los cilindros.

En tercer lugar se ha medido el apantallamiento transversal a lo largo del eje de los blindajes. Esta medida ha sido de gran importancia para estimar la distancia a la que el photocátodo de los PMT's debe situarse con respecto a las aperturas. Tal distancia debe tener en cuenta no sólo la mejora en colección de fotoelectrones al apantallarse el campo externo sino también la pérdida de colección de luz debida a la presencia del blindaje.

Llegados a tal punto hemos decidido el material y el espesor de las láminas para confeccionar los cilindros, fijándose que se construirían con láminas de Mecamagnetic (μ -metal o supermimphy) de 0.50 mm de grosor. Mayor espesor llevaría a mayor factor de apantallamiento pero también incrementos en el peso y el coste de los blindajes. Ya que el cilindro debe ajustarse al soporte mecánico del PMT en el detector se ha tomado el mínimo diámetro posible que cumpla tal condición: (290 ± 1) mm.

Por último se ha llevado a cabo un estudio directo de la respuesta del PMT apantallado a diferentes alturas para así obtener la mejor disposición del sistema PMT-blindaje en lo que se refiere a la distancia del photocátodo a la apertura superior del cilindro. Para elegir la distancia óptima hemos seguido la condición de conservar más del 90 % de la señal del fotomultiplicador para campos transversales de hasta 1 G. La decisión final se ha tomado de acuerdo con el requisito de perder menos del 20 % de la respuesta hasta 2 G para la componente más difícil de apantallar, la longitudinal. La altura que cumplía con todas estas especificaciones ha sido 50 mm. Teniendo en cuenta el tamaño del PMT desde el borde superior de la base a la zona más elevada del photocátodo la altura final del cilindro será $\approx (270 \pm 1)$ mm.

Ya que nuestras expectativas en cuanto a la desmagnetización del apantallamiento externo de acero que rodea al detector han sido conservadoras esperamos que las pérdidas de respuesta global y de definición de la señal del spe en los PMT's de Double Chooz con el apantallamiento que hemos diseñado sean prácticamente despreciables para los valores de campo magnético que este experimento considera.

Bibliografía

- [1] J.Chadwick, “Intensittsverteilung im magnetischen Spektrum der b-Strahlen von Radium B + C”, Verhandl.Dtsch.phys.Ges. **16** (1914) 383.
- [2] W.Pauli, carta a “radioactive ladies and gentlemen” en la Tbingen Conference, 4 Dec. 1930.
- [3] E.Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, Nuovo Cim. **11** (1934) 1; “Versuch einer Theorie der β -Strahlen”, Zeitschrift fr Physik **88** (1934) 161.
- [4] J.Chadwick, Possible Existence of a Neutron, Nature, p. 312, 27 Feb. 1932.
- [5] F.Reines, C.L.Cowan; *Phys. Rev.* **113** (1959) 273-279.
- [6] S.M.Bilenky A Lecture of Neutrino Masses, Mixing and Oscillations, hep-ph/0210128 v1 8 Oct 2002
- [7] Ch.Kraus *et al.* Eur.Phys. J. **C40** (2005) 447.
V.M.Lobashev *et al.* Prog.Part.Nucl.Phys. **48** (2002) 123.
- [8] D.E.Groom *et al.*; Particle Data Group, *Eur. Phys.J.* **C15**, 1 (2000).
- [9] T.D.Lee, C.N.Yang; *Phys. Rev.* **104** (1956) 254.
- [10] C.S.Wu *et al.*; *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413.
- [11] E.Majorana, Nuovo Cimento, **5** (1937) 171.
- [12] solarnu_s067sol-web, pdg.lbl.gov/2006/reviews/contents_sports.html (Particle Data Group).
- [13] Super-Kamiokande Collaboration, S.Fukuda *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **81**, 1562 (1998); S.Fukuda *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **82**, 2644 (1999); S.Fukuda *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **85**, 3999-4003 (2000).
- [14] Soudan 2 Collaboration, W.W.M.Allison *et al.*, Physics Letters **449**, (1999) 137.
- [15] Kamiokande Collaboration, Y.Fukuda *et al.*, *Phys.Lett.* **43** (1994) 237; Y.Fukuda *et al.* Kamiokande Collaboration, *Phys.Rev.Lett.* **77** (1996) 1683.
- [16] IMB Collaboration, H.Clark *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **79**, (1997) 345; R.Becker-Szency *et al.*, *Phys.Rev. D* **46** (1992) 3720.

- [17] M.Ambrosio *et al.*, MACRO Collaboration, Phys.Lett. B **517** (2001) 59 [arXiv:hep-ex/0106049].
- [18] Super-Kamiokande Collaboration, S.Fukuda *et al.*, Phys.Rev.Lett.**86**, (2001) 5651; M.Smy, hep-ex/0208004.
- [19] SNO Collaboration, Q.R.Ahmad *et al.*, Phys.Rev.Lett.**87**, 071301 (1997).
- [20] Z.Maki, M.Nakagawa y S.Sakata, Prog.Theo.Phys.**28**, 870 (1962); M.Kobayashi y T.Maskawa, Prog.Theor.Phys.**49**, 652 (1973).
- [21] SNO Collaboration, Q.R.Ahmad *et al.*, Phys.Rev.Lett.**89**, 011301 (2002); nucl-ex/0204008.
- [22] SNO Collaboration, Q.R.Ahmad *et al.*, Phys.Rev.Lett.**89**, 011302 (2002); nucl-ex/0204009.
- [23] B.T.Cleveland *et al.*, Astrophys.J.**496**, (1998) 505.
- [24] GALLEX Collaboration, W.Hampel *et al.*, Phys.Lett.B **447**, (1999) 127; GNO Collaboration, M.Altman *et al.*, Phys.Lett.B **490**, (2000) 16; SAGE Collaboration, J.N.Abdurashitov *et al.*, J.Exp.Theor.Phys.**95**, 181 (2002); Nucl.Phys.Proc.Suppl.B **91**, (2001) 44.
- [25] Super-Kamiokande Collaboration, S.Fukuda *et al.*, Phys.Lett.B **539**, 179 (2002).
- [26] M.C.Gonzalez-Garcia, hep-ph/0211054v1 5 Nov 2002.
- [27] C.E.Ortiz, A.García, R.A.Waltz, M.Bhattacharya y A.K.Komives, Phys.Rev.Lett.**85**, 2909 (2000); nucl-ex/0003006.
- [28] M.C.Gonzalez-Garcia, hep-ph/0009350v2 7 Nov 2000
- [29] G.L.Fogli, E.Lisi, D.Montanino y A.Palazzo, Phys.Rev.D**62**, 113004 (2000); A.M.Gago, H.Nunokawa, R.Zukanovich Funchal, hep-ph/0007270
- [30] M.Doi, T.Kotani y E.Takasugi, Progr. Theor. Phys. Suppl. **83** (1985) 1; S.M.Bilenky y S.T.Petcov, Rev. Mod. Phys. **59** (1987) 671; J.D.Vergados, Phys. Rep. **361** (2002) 1; S.R.Elliott y P.Vogel, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **52** (2002) 11.
- [31] P.Langacker *et al.*, Nucl. Phys. **B 282** (1987) 589.
- [32] Heidelberg-Moscow collaboration, H.V.Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, Eur. Phys. J. **A12** (2001) 147; A.M.Bakalyarov *et al.*, Phys. Part. Nucl. Lett. 2 (2005) 77; Pisma Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra 2 (2005) 21.
- [33] CUORE Collaboration, Arnaboldi, C. *et al.* Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 142501; hep-ex/0501034.
- [34] H.V.Klapdor-Kleingrothaus, H.V., Eur. Phys.J. A **12** 147 (2001)
- [35] A.Blondel, A.Cervera-Villanueva, A.Donini, P.Huber, M.Mezzetto, P.Strolin, hep-ph/0606111 v1 9 Jun 2006.

- [36] F.Vissani, JHEP **9906**, 022 (1999); Y.Farzan, O.L.Peres y A.Y.Smirnov, Nucl.Phys.B **612**, 59 (2001); S.M.Bilenky, S.M., S.Pascoli y S.T.Petcov, Phys.Rev.D **64**, 053010 (2001); *ibid* 113003; S.Pascoli y T.S.Petcov hep-ph/0205022.
- [37] M.B.Smy *et al.* Super-Kamiokande Collaboration, Phys.Rev. D **69** (2004) 011104 [arXiv:hep-ex/0309011].
- [38] R.J.Davis, D.S.Harmer y K.C.Hoffman, Phys.Rev.Lett. **20** (1968) 1205.
- [39] J.N.Abdurashitov *et al.*, SAGE Collaboration, J.Exp.Theor.Phys. **95** (2002) 181 [Zh.Eksp.Teor.Fiz. **122** (2002) 211][arXiv:astro-ph/0204245].
- [40] W.Hampel *et al.*, GALLEX Collaboration, Phys.Lett. B **447** (1999) 127.
- [41] K.Daum *et al.*, Frejus Collaboration, Z.Phys. C**66** (1995) 417.
- [42] M.Aglietta *et al.*, NUSEX Collaboration, Europhys.Lett. **8** (1989) 611.
- [43] Y.Fukuda *et al.*, Super-Kamiokande Collaboration, Phys.Rev.Lett. **81** (1998) 1562 [arXib:hep-ex/9807003].
- [44] M.C.Sanchez *et al.*, Soudan 2 Collaboration, Phys.Rev. D **68** (2003) 113004 [arXiv:hep-ex/0307069].
- [45] G.Zacek *et al.*, CALTECH-SIN-TUM Collaboration, Phys.Rev. D **34** (1986) 2621.
- [46] G.S.Vidyakin *et al.*, JETP Lett. **59** (1994) 390 [Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz. **59** (1994) 364].
- [47] Y.Declais *et al.*, Nucl.Phys. B **434** (1995) 503.
- [48] M.Apollonio *et al.*, CHOOZ Collaboration, Phys.Lett. B **466** (1999) 415.
- [49] A.Piepke, Palo Verde Collaboration, Prog.Part.Nucl.Phys. **48** (2002) 113.
- [50] A.Piepke, KamLAND Collaboration, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **91** (2001) 99.
- [51] K2K Collaboration, E.Alliu *et al.*, Phys.Rev.Lett.**94**, 081802 (2005), hep-ex/0411038; M.H.Ahn *et al.*, hep-ex/0606032.
- [52] B.J.Rebel, MINOS Collaboration, arXiv: hep-ex/0701049.
- [53] A.G.Cocco, OPERA Collaboration, Nucl.Phys.Proc.Suppl.**85** (2000) 125.
- [54] A.Aguilar *et al.*, LSND Collaboration, Phys.Rev. D **64** (2001) 112007 [arXiv:hep-ex/0104049]
- [55] B.Armbuster *et al.*, KARMEN Collaboration, Phys.Rev. D **65** (2002) 112001 [arXiv:hep-ex/0203021].
- [56] A.Bazarko, MiniBooNE Collaboration, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **91** (2001) 210 [arXiv:hep-ex/0009056].
- [57] M.C.Gonzalez-García, arXiv:0704.1800v1 [hep-ph] 12 Apr 2007.
- [58] J.Bonn *et al.*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **91** (2001) 273.

- [59] V.M.Lobashev *et al.*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **91** (2001) 280.
- [60] A.Osipowicz *et al.*, KATRIN Collaboration, arXiv:hep-ex/0109033.
- [61] Yao, W.M. *et al.* [Particle Data Group], J.Phys.G **33** (2006) 1.
- [62] C.Marquet, NEMO Collaboration, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **87** (2000) 298; S.R.Elliott and J.Engel, J.Phys. G **30** (2004) R183 [arXiv:hep-ph/0405078].
- [63] Y.Itow *et al.*, arXiv:hep-ex/0106019.
- [64] D.Ayres *et al.*, Nova Collaboration, arXiv:hep-ex/0210005; D.S.Ayres *et al.*, Nova Collaboration, arXiv:hep-ex/0503053.
- [65] L.Bartoszek *et al.*, arXiv:hep-ex/0408121.
- [66] Zucchelli, P., Phys.Lett.B **532** (2002) 166.
- [67] Geer, S., Phys.Rev.D **57** (1998) 6989; De Rújula, A., Gavela, M.B., and Hernández, P., Nucl.Phys.B **547** (1999) 21; Blondel, A. *et al.*, Nucl.Instrum.Methods Phys.Res., A **451** (2000) 102; Gómez-Cadenas, J.J. and Harris, D.A., “Physics opportunities at neutrino factories”, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. **52** (2002) 253 and the annual proceedings of the International Nufact Workshop.
- [68] Horton-Smith, Glenn A., Lasserre, Thierry, World Scientific Review Volume, Double Chooz Review, May 9, 2007.
- [69] K.Anderson *et al.*, hep-ex/0402041.
- [70] G.Mention, PhD.Thesis, <http://doublechooz.in2p3.fr/>
- [71] F.Ardellier *et al.*, (Double Chooz Collaboration), hep-ex/0606025; F.Ardellier *et al.*, (Double Chooz Collaboration), hep-ex/0405032; S.Berridge *et al.*, (Double Chooz Collaboration), hep-ex/0410081; M.Goodman, Th.Lasserre *et al.*, hep-ex/0606025.
- [72] X.Guo, Daya Bay Collaboration, hep-ex/0701029; Yifang Wang, hep-ex/0610024; Seminar of D.Jaffe en CEA/Saclay del 23 de octubre de 2006, www-dapnia.cea.fr/Phocea/file.php?class=std&file=Seminaires/1425/1425.pdf.
- [73] <http://neutrino.snu.ac.kr/RENO/>
- [74] J.C.Anjos *et al.*, hep-ex/0511059.
- [75] Huber, P. and Schwetz, T., Phys.Rev.D70 (053011), 2004.
- [76] Huber, P., Lindner, M., Schwetz, T. y Winter, W., *Nucl.Phys. B* **665**, 487 (2003).
- [77] Hamamatsu Photonics S.A., PMT_handbook_ver2.pdf, <http://www.hamamatsu.com>.
- [78] Leo, W.R., Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, A How-to Approach, Second Revised Edition, Springer-Verlag 1994.
- [79] Double Chooz PMT Group page (http://www.awa.tohoku.ac.jp/%7Esuekane/DCHOOZ/TDR_PMT.doc file)

- [80] Large Photocathode Area Photomultiplier Tubes, Hamamatsu Photonics K.K. 2004
- [81] Macher, Albrecht J., Magnetic Shields, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.MAG-6, no.1, March 1970.
- [82] Magnetic Shield Corp., www.magnetic-shield.com.
- [83] Vacuumschmelze, www.vacuumschmelze.com.
- [84] Mecamagnetic (Arcelop Group), www.mecamagnetic.com.
- [85] Imphy Alloys, www.imphyalloys.com.