



MÁSTER INTERUNIVERSITARIO EN FÍSICA NUCLEAR

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid

Estudio de la emisión de luz en los tubos fotomultiplicadores del experimento Double Chooz

José Ignacio Crespo Anadón

TRABAJO FIN DE MÁSTER. CURSO: 2010- 2011

TUTORES: Inés Gil Botella y Roberto Santorelli

CONTENIDOS

1.	Introducción.....	4
2.	Neutrinos	5
2.1.	Oscilaciones de neutrinos	6
3.	El experimento Double Chooz	10
3.1.	La central nuclear de Chooz	10
3.2.	La fuente de antineutrinos electrónicos	11
3.3.	El detector.....	13
4.	Producción de luz en los PMTs (“Glowing”).....	21
4.1.	Introducción.....	21
4.2.	Montaje experimental.....	23
4.3.	Calibración de los PMTs de 10”.....	26
4.4.	Características del “glowing”	29
4.5.	Dependencia del “glowing” con el voltaje y la temperatura	33
4.5.1.	Medidas del “rate”	33
4.5.2.	Medidas de la intensidad de la luz emitida.....	35
4.6.	Componente UV	43
4.7.	Supresión del “glowing”.....	46
4.7.1.	Diseños de cubiertas para la base del PMT	46
4.7.2.	Efecto sobre el “rate”	49
4.7.3.	Estudio de la transmitancia de la lámina de 80 μm	50
5.	Conclusiones.....	52
	Referencias	53

Autor:

José Ignacio Crespo Anadón

joseignacio.crespo@ciemat.es

Directores:

Inés Gil Botella

ines.gil@ciemat.es

Roberto Santorelli

roberto.santorelli@ciemat.es

Título: Estudio de la emisión de luz en los tubos fotomultiplicadores del experimento Double Chooz.

Palabras clave: Neutrino, Oscilaciones de neutrinos, θ_{13} , Double Chooz, Neutrinos de reactores, Fotomultiplicador, Ruido de luz.

Title: Study of light emission in the photomultiplier tubes of the Double Chooz experiment.

Keywords: Neutrino, Neutrino oscillations, θ_{13} , Double Chooz, Reactor neutrinos, Photomultiplier, Light noise.

Resumen

Double Chooz es un experimento de oscilaciones de neutrinos cuyo objetivo es determinar el ángulo de mezcla θ_{13} todavía desconocido. Para ello, utiliza los antineutrinos electrónicos generados en la central nuclear de Chooz (Francia).

En este Trabajo Fin de Máster se presenta el estudio del fenómeno de emisión de luz (denominado *glowing*) en las bases de los tubos fotomultiplicadores Hamamatsu R7081MOD-ASSY empleados en el experimento Double Chooz, que se ha realizado en el laboratorio del Departamento de Investigación Básica del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT).

Se ha estudiado el fenómeno empleando un tubo fotomultiplicador de dicho modelo, realizando una caracterización inicial, y concentrándose en la dependencia del ritmo de producción y la cantidad de la luz emitida con el voltaje y la temperatura. Además, se ha investigado la posible existencia de una componente ultravioleta en la luz que podría excitar los líquidos centelladores del experimento.

Por último, se ha ideado una forma de reducir la emisión de luz mediante el uso de una cubierta sobre la base del tubo fotomultiplicador.

Abstract

Double Chooz is a neutrino oscillation experiment whose objective is to measure the mixing angle θ_{13} which is still unknown. In order to do that, we use the electronic antineutrinos generated in the nuclear power plant in Chooz (France).

In this Master Thesis we present the study of the phenomenon of light emission (called *glowing*) in the bases of the Hamamatsu R7081MOD-ASSY photomultiplier tubes used in the Double Chooz experiment, which has been carried out at the laboratory of the Basic Research Department del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT).

We have studied the phenomenon using a photomultiplier tube of the same model, making a first characterization, and focusing on the dependence of the rate and the amount of light emitted on voltage and temperature. In addition, we have looked for the possible existence of an ultraviolet component in the light which would be able to excite the scintillator liquids of the experiment.

Finally, we propose a method to reduce the light emission using a covering on the base of the photomultiplier tube.

1. Introducción

La Física de neutrinos es una disciplina en la que la Física Nuclear, la Física de Partículas y la Astrofísica confluyen. El neutrino se presenta brevemente en el capítulo 2, enmarcado dentro del Modelo Estándar de Partículas Elementales, y se introduce la teoría de las oscilaciones de neutrinos.

En el capítulo 3 se describe el experimento de oscilaciones de neutrinos, Double Chooz. Comienza dando una visión general del funcionamiento de la central nuclear de Chooz (Francia), que constituye la fuente de (anti)neutrinos. A continuación se revisan las propiedades relevantes de dicha fuente. Por último, se explica brevemente el concepto del detector y cómo funciona.

El capítulo 4 recoge el trabajo experimental sobre un fenómeno de producción de luz (*glowing*) en la base de un tubo fotomultiplicador como los empleados en Double Chooz, que se ha llevado a cabo en el Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT). Inicialmente se presenta el fenómeno, pasando después a describir el montaje experimental utilizado. Seguidamente, se exponen sus características principales, y se realiza un estudio de su dependencia con el voltaje y la temperatura aplicados a la base del tubo fotomultiplicador, concentrándose en las medidas del *rate* y la cantidad de luz emitida. Asimismo, se investiga la posible existencia de una componente ultravioleta en el espectro de emisión. Por último, se propone una solución para reducir la luz emitida empleando una cubierta sobre la base del tubo fotomultiplicador.

2. Neutrinos

La existencia del neutrino fue propuesta por W. Pauli en 1930 como una manera de resolver la violación del principio de conservación de la energía que se observaba en la desintegración β . En 1956 fue detectado en el experimento de F. Reines y C. L. Cowan, usando los (anti)neutrinos producidos por un reactor nuclear [1].

Hoy en día, el Modelo Estándar, la teoría que describe las partículas elementales y las interacciones fuerte, electromagnética y débil, considera la existencia de 3 generaciones de neutrinos (y sus correspondientes antipartículas): el neutrino electrónico ν_e , el neutrino muónico ν_μ , y el neutrino tauónico ν_τ ; según acompañen al electrón e , al muón μ , o al tau τ . En la siguiente tabla se listan las partículas elementales, y sus propiedades más importantes [2]:

Tabla 1. Partículas elementales que componen el Modelo Estándar, junto con su espín, carga y masa.

	Fermiones ($s = 1/2$)			
	Generación			
	I	II	III	
Quarks	u q = +2/3 m = 2,49 MeV	c q = +2/3 m = 1,27 GeV	t q = +2/3 m = 172,0 GeV	
	d q = -1/3 m = 5,05 MeV	s q = -1/3 m = 101 MeV	b q = -1/3 m = 4,19 GeV	
Leptones	e^- q = -1 m = 0,511 MeV	μ^- q = -1 m = 105,7 MeV	τ^- q = -1 m = 1,777 GeV	
	ν_e q = 0 m < 2 eV	ν_μ q = 0 m < 0,17 MeV	ν_τ q = 0 m < 15,5 MeV	
Bosones mediadores ($s = 0$)	g q = 0 m = 0	γ q = 0 m = 0	W^\pm q = ± 1 m = 80,4 GeV	Z^0 q = 0 m = 91,2 GeV

Los neutrinos tienen diversas propiedades que los hacen especiales. Son los únicos fermiones neutros, por lo que no interactúan electromagnéticamente. El hecho de que sean leptones, esto es, que no estén sujetos a la interacción fuerte, hace que sólo puedan interactuar débilmente. Esto tiene importantes consecuencias a la hora de plantear experimentos para su detección.

De acuerdo con el Modelo Estándar, existen con un único estado de quiralidad (levógiro para los neutrinos, dextrógiro para los antineutrinos), lo que implica que sus masas deberían ser nulas. Sin embargo, el fenómeno observado de las oscilaciones de

neutrinos, sólo posible si los neutrinos tienen masa, contradice esta afirmación, constituyendo la primera evidencia de Física Más Allá del Modelo Estándar.

2.1. Oscilaciones de neutrinos

Las oscilaciones de neutrinos se entienden como un fenómeno mecánico-cuántico que surge de considerar que los autoestados de masa o de propagación (ν_1, ν_2, ν_3) no coinciden con los autoestados de sabor o de interacción (ν_e, ν_μ, ν_τ).

Sea $|\bar{\nu}_\alpha\rangle$ un ket que representa un antineutrino en un autoestado de sabor α . Dicho estado se puede escribir como una superposición de autoestados de masa $|\bar{\nu}_k\rangle$ [3]:

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k} |\bar{\nu}_k\rangle \quad (1)$$

donde el sumatorio se extiende sobre todos los autoestados de masa, y $U_{\alpha k}$ son los elementos de una matriz unitaria.

La evolución temporal de dicho estado viene dada por el operador $\exp(-iH(t-t_0))$, donde H es el operador hamiltoniano. Como los autoestados de masa son autoestados de H , se cumple:

$$H|\bar{\nu}_k\rangle = E_k|\bar{\nu}_k\rangle \quad (2)$$

donde $E_k = \sqrt{|\vec{p}_k|^2 + m_k^2}$. Definiendo $t_0 = 0$, y tomando como condición inicial $|\bar{\nu}_\alpha(t=0)\rangle = |\bar{\nu}_\alpha\rangle$, es decir, el estado inicial es un autoestado de sabor, la evolución temporal de dicho estado para un tiempo t posterior es:

$$|\bar{\nu}_\alpha(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k} e^{-iE_k t} |\bar{\nu}_k\rangle \quad (3)$$

Como U es una matriz unitaria,

$$U^+ U = 1 \Leftrightarrow \sum_\alpha U_{j\alpha}^* U_{\alpha k} = \delta_{jk},$$

podemos invertir la ecuación (1), y expresar un autoestado de masa como superposición de autoestados de sabor:

$$|\bar{\nu}_k\rangle = \sum_\beta U_{k\beta}^* |\bar{\nu}_\beta\rangle \quad (4)$$

Sustituyendo (4) en (3), llegamos a la siguiente expresión:

$$|\bar{\nu}_\alpha(t)\rangle = \sum_\beta \sum_k U_{\alpha k} e^{-iE_k t} U_{k\beta}^* |\bar{\nu}_\beta\rangle \quad (5)$$

La probabilidad de que un antineutrino de sabor α en el origen ($t = 0$) se transforme en un antineutrino de sabor β después de un tiempo t viene dada por:

$$\begin{aligned} P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(t) &= \left| \langle \bar{\nu}_\beta | \bar{\nu}_\alpha(t) \rangle \right|^2 = \left| \sum_k U_{\alpha k} e^{-iE_k t} U_{k\beta}^* \right|^2 = \\ &= \sum_j \sum_k U_{\alpha j}^* U_{j\beta} U_{\alpha k} U_{k\beta}^* \exp(-i(E_k - E_j)t) \end{aligned} \quad (6)$$

Puesto que las energías de los antineutrinos en los experimentos son mucho mayores que su masa, podemos considerarlos ultrarrelativistas y realizar el siguiente desarrollo en serie a primer orden, con $m_i \ll |\vec{p}_i|$:

$$E_i = \sqrt{|\vec{p}_i|^2 + m_i^2} = |\vec{p}_i| \sqrt{1 + \left(\frac{m_i}{|\vec{p}_i|}\right)^2} \approx |\vec{p}_i| \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_i}{|\vec{p}_i|}\right)^2 \right] = |\vec{p}_i| + \frac{m_i^2}{2|\vec{p}_i|} \quad (7)$$

Entonces:

$$E_k - E_j \approx |\vec{p}_k| - |\vec{p}_j| + \frac{m_k^2}{2|\vec{p}_k|} - \frac{m_j^2}{2|\vec{p}_j|} \quad (8)$$

Suponiendo $E = |\vec{p}_k| = |\vec{p}_j|$, y definiendo $\Delta m_{kj}^2 \equiv m_k^2 - m_j^2$, podemos escribir:

$$E_k - E_j \approx \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} \quad (9)$$

Usando (9) en (6), la probabilidad de transición queda:

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(t) = \sum_j \sum_k U_{\alpha j}^* U_{j\beta} U_{\alpha k} U_{k\beta}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} t\right) \quad (10)$$

Esta probabilidad puede expresarse en función del espacio recorrido por el antineutrino desde la fuente hasta el detector, L , recordando que son ultrarrelativistas, luego $L \approx t$. Por tanto:

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(L) = \sum_j \sum_k U_{\alpha j}^* U_{j\beta} U_{\alpha k} U_{k\beta}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L\right) \quad (11)$$

Reescribiendo (11) como:

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(L) = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{k\beta}|^2 + 2\Re \left\{ \sum_{k>j} U_{\alpha j}^* U_{j\beta} U_{\alpha k} U_{k\beta}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L\right) \right\} \quad (12)$$

y haciendo uso de la unitariedad de la matriz U , elevándola al cuadrado:

$$\begin{aligned} \left(\sum_{\alpha} U_{\alpha k} U_{k\beta}^* \right)^2 &= (\delta_{\alpha\beta})^2 \Rightarrow \\ \Rightarrow \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{k\beta}|^2 + 2\Re e \left\{ \sum_{k>j} U_{\alpha j}^* U_{j\beta} U_{\alpha k} U_{k\beta}^* \right\} &= \delta_{\alpha\beta} \end{aligned} \quad (13)$$

podemos escribir la probabilidad de transición de un antineutrino de sabor α en un antineutrino de sabor β como:

$$\begin{aligned} P_{\bar{\nu}_{\alpha} \rightarrow \bar{\nu}_{\beta}}(L) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \Re e \left\{ U_{\alpha j}^* U_{j\beta} U_{\alpha k} U_{k\beta}^* \right\} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{4E} L \right) + \\ + 2 \sum_{k>j} \Im m \left\{ U_{\alpha j}^* U_{j\beta} U_{\alpha k} U_{k\beta}^* \right\} \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \right) \end{aligned} \quad (14)$$

En caso de que en el detector se desee medir $|\bar{\nu}_{\beta}\rangle = |\bar{\nu}_{\alpha}\rangle$ (como es nuestro caso), entonces se habla de la probabilidad de supervivencia del antineutrino de sabor α , cuya expresión es:

$$P_{\bar{\nu}_{\alpha} \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha}}(L) = 1 - 4 \sum_{k>j} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{4E} L \right) \quad (15)$$

La matriz U que determina la relación entre autoestados de sabor ($\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$) y autoestados de masa (ν_1, ν_2, ν_3) se conoce como matriz PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata), y puede ser parametrizada de la siguiente forma:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & c_{23} & s_{23} \\ & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} & \\ & 1 & \\ -s_{13} e^{i\delta} & & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & \\ -s_{12} & c_{12} & \\ & & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & e^{i\alpha} & \\ & & e^{i\beta} \end{pmatrix} \quad (16)$$

donde $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, δ es una fase de violación CP de Dirac y α y β son fases de Majorana. Éstas últimas no pueden ser medidas en los experimentos de oscilaciones de neutrinos debido a que el producto cuádruple de matrices U es invariante bajo una transformación del tipo $U_{\alpha k} \rightarrow e^{i\psi_{\alpha}} U_{\alpha k} e^{i\phi_k}$.

Los valores actuales para los ángulos y las diferencias de masas son (con 3σ) [4]:

$$\begin{aligned} \sin^2(2\theta_{12}) &= 0,75 - 0,93 & \Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2] &= 7,05 - 8,34 \\ \sin^2(2\theta_{23}) &= 0,88 - 0,92 & \Delta m_{32}^2 &= \Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2 \\ \sin^2(2\theta_{13}) &< 0,21 & |\Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]| &= 2,07 - 2,75 \end{aligned}$$

El objetivo del experimento Double Chooz [5] es determinar $\sin^2(2\theta_{13})$ hasta 0,05 con 3σ o establecer el límite en $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,03$ (90% C.L.) en 3 años de toma de datos,

mediendo para ello la probabilidad de supervivencia de los antineutrinos electrónicos generados en la central nuclear de Chooz (Francia). La expresión para dicha probabilidad obtenida a partir de (15) y (16) es [6]:

$$\begin{aligned}
P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \cong & 1 - \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) + \\
& - \cos^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right) + \\
& - \sin^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right)
\end{aligned} \tag{17}$$

Sin embargo, para experimentos con $L < 5$ km, como es el caso, y suponiendo $\Delta m_{32}^2 \approx \Delta m_{31}^2$, se puede usar como probabilidad de supervivencia:

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \cong 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 [eV^2] \cdot L [m]}{E_\nu [MeV]}\right) \tag{18}$$

donde se indican explícitamente las unidades.

3. El experimento Double Chooz

3.1. La central nuclear de Chooz

La central nuclear de Chooz (en la región de las Ardenas, Francia) es una central tipo PWR (*Pressurized Water Reactor*) N4, que cuenta con 2 reactores de 4,27 GW_{th}. El combustible empleado es dióxido de uranio, UO₂, enriquecido con un 3,45% de ²³⁵U. La fisión del ²³⁵U es la principal fuente de energía, iniciándose con neutrones térmicos, y liberando en promedio unos 200 MeV/fisión y 2 neutrones. Dichos neutrones necesitan ser termalizados para que induzcan nuevas fisiones, por lo que usa agua como moderador. Además, para controlar la reacción se dispone de barras de control y ácido bórico disuelto en agua, que actúan como venenos neutrónicos, absorbiendo neutrones, evitando una reacción en cadena descontrolada. Tanto la longitud de inserción de las barras dentro del combustible como la concentración de boro son regulables, manteniendo así la criticidad del reactor.

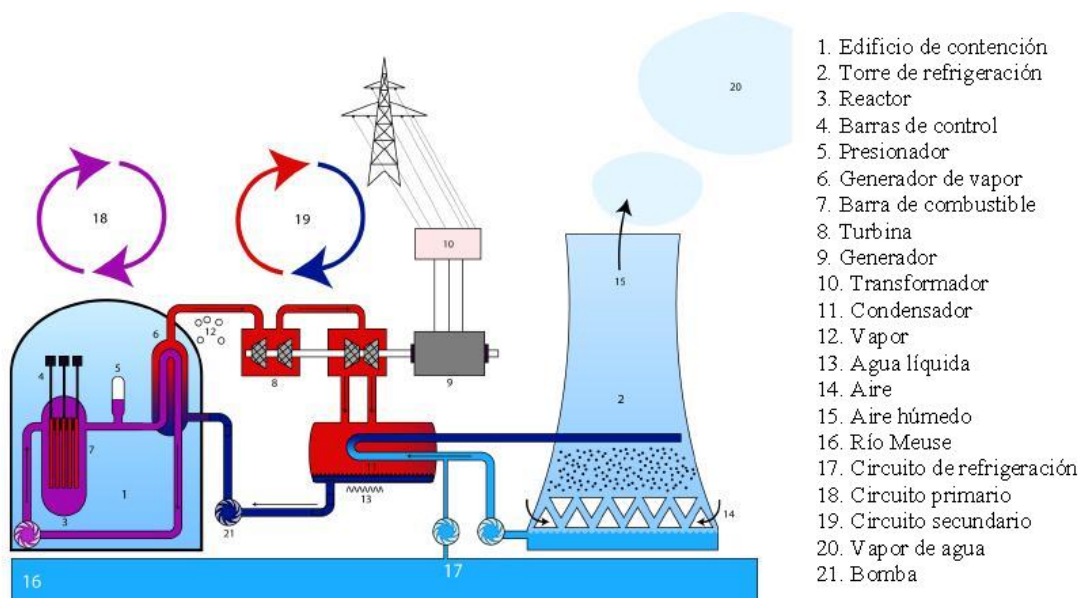


Figura 1. Esquema de una central PWR. [7]

La principal característica de las centrales PWR (ver figura 1) es que se componen de dos circuitos:

El circuito primario extrae el calor generado en el núcleo del reactor y lo conduce hasta el generador de vapor, donde se emplea para transformar el agua que rellena el circuito secundario en vapor. El fluido empleado es agua a una presión de 150 – 160 atm, por lo que a pesar de la alta temperatura (el agua llega a alcanzar 327 °C), no se produce evaporación.

El circuito secundario contiene agua no presurizada, por lo que el intercambio de calor con el circuito primario provoca su ebullición. El vapor así generado se conduce hasta una turbina, haciéndola rotar. La turbina está acoplada a un alternador, por lo que al rotar produce energía eléctrica. La eficiencia del proceso es un 33%, por lo que cada

reactor produce 1450 MW eléctricos. Posteriormente, el vapor es enfriado en un condensador con agua tomada del río Meuse, retornando al estado líquido, cerrando el ciclo. El calor evacuado se disipa empleando torres de refrigeración.

3.2. La fuente de antineutrinos electrónicos

La fisión produce núcleos con exceso de neutrones, que se desintegran vía β^- , constituyendo la fuente de antineutrinos electrónicos. El isótopo ^{235}U se fisiona en 2 núcleos, y cada uno de ellos experimenta en promedio 3 desintegraciones β^- , lo que da un número medio de 6 antineutrinos por fisión.

Tabla 2. Distribución aproximada de energía por fisión [8, 9]

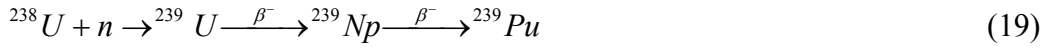
Tipo	Energía (MeV)	Porcentaje (%)
Energía cinética de los fragmentos de fisión	166,2	82
Energía de los rayos γ instantáneos	8	4
Energía cinética de los neutrones de fisión	4,8	2
Radiación β de los productos de fisión	7	3
Rayos γ de los productos de fisión	7,2	4
Neutrinos	9,6	5
Total	202,8	100

Examinando la tabla 2, se comprueba que más del 80% de energía liberada en una fisión corresponde a la energía cinética de los núcleos resultantes, que instantáneamente se manifiesta como calor. Además, hay un 6% adicional, correspondiente a la energía de los rayos γ instantáneos y a la energía cinética de los neutrones, que también se convierte en calor inmediatamente. Con retraso respecto a estas contribuciones, aparece la energía de los rayos β (e^-) y los rayos γ emitidos conforme se van desintegrando los productos de fisión, y que acaba absorbiéndose y convirtiéndose en calor. A esto hay que añadir la energía que se recupera como resultado de la captura de neutrones. No obstante, siempre hay un 5% de energía que se pierde. Esta precisamente, es la energía que se llevan los antineutrinos.

Tabla 3. Principales contribuyentes al espectro de antineutrinos. [7]

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
Energía por fisión (MeV)	$201,7 \pm 0,6$	$205,0 \pm 0,9$	$210,0 \pm 0,9$	$212,4 \pm 1,0$
Energía promedio del $\bar{\nu}_e$ (MeV)	1,46	1,56	1,32	1,44
$\bar{\nu}_e$ por fisión	5,58	6,69	5,09	5,89
$\bar{\nu}_e$ detectables por fisión	$1,92 \pm 0,04$	$2,38 \pm 0,05$	$1,45 \pm 0,03$	$1,83 \pm 0,04$
Inicio del ciclo de operación	60,5%	7,7%	27,2%	4,6%
Final del ciclo de operación	45,0%	8,3%	38,8%	7,9%

En la tabla 3 se muestran los 4 contribuyentes más relevantes al espectro de antineutrinos emitidos (a través de sus productos de fisión). Además del isótopo fisil dominante ^{235}U , aparece el ^{238}U , un isótopo fisionable con un umbral de 0,8 MeV. El resto de fuentes se obtienen como resultado de la captura de neutrones térmicos por parte del ^{238}U , en combinación con desintegraciones β^- , de acuerdo a las siguientes cadenas:



Los núcleos resultantes de ${}^{239}\text{Pu}$ y ${}^{241}\text{Pu}$ tienen semividas $t_{1/2} = 24110$ a y $t_{1/2} = 14,290$ a, respectivamente.

Como resultado de la desintegración β^- de los productos de fisión, se obtiene un espectro energético de antineutrinos electrónicos que se extiende desde 0 hasta el valor Q. Dicho espectro puede escribirse como:

$$S_{\text{tot}}(E) = \sum_{PF} Y_{PF} \sum_b BR_{PF,b} S_{PF,b}(Z_{PF}, Q_{PF,b}, E) \quad (21)$$

donde S_{tot} es el espectro total, PF es el índice del sumatorio que recorre todos los productos de fisión, Y_{PF} es la proporción relativa de cada producto de fisión, b es el índice que recorre todas las ramas de desintegración β^- de un producto de fisión dado, $BR_{PF,b}$ es el *branching ratio* de cierta rama β^- de cierto producto de fisión, y $S_{PF,b}$ es el espectro de dicha rama (que depende del número atómico del producto de fisión, Z_{PF} , y del valor $Q_{PF,b}$ de la reacción de desintegración β^- de dicho producto a través de la rama b-ésima).

En Double Chooz, el espectro de antineutrinos electrónicos se obtiene a partir del espectro de electrones, aplicando conservación de la energía y suponiendo que el retroceso del núcleo padre es nulo. Para ello, se consideran 10000 ramas de desintegración β^- que representan el 95% del espectro de electrones medido. El 5% restante se describe con 5 ramas “virtuales”, exigiendo una discrepancia menor al 1%. El resultado es un espectro con un error sistemático del 3%. [10]

Sin embargo, el espectro de antineutrinos cambia en el tiempo como consecuencia del cambio en la composición del combustible del reactor durante su ciclo de operación (el ${}^{235}\text{U}$ se consume, y se crea ${}^{239}\text{Pu}$ y ${}^{241}\text{Pu}$ a costa de ${}^{238}\text{U}$). Por tanto, es necesario modelar la evolución temporal de la composición del combustible. En Double Chooz se usan los códigos MURE (*MNCP Utility for Reactor Evolution*) y DRAGON [11, 12], en los que se tiene en cuenta la geometría del reactor, la composición del combustible al inicio del ciclo, el flujo de neutrones y su Física, y los efectos de equilibrio. Con ello se consigue predecir el flujo de antineutrinos electrónicos y su espectro en función del tiempo y de la potencia térmica de la central. Estos cálculos son esenciales durante la primera fase de Double Chooz (en la que sólo se cuenta con un detector), y de aquí surge el error sistemático dominante.

3.3. El detector

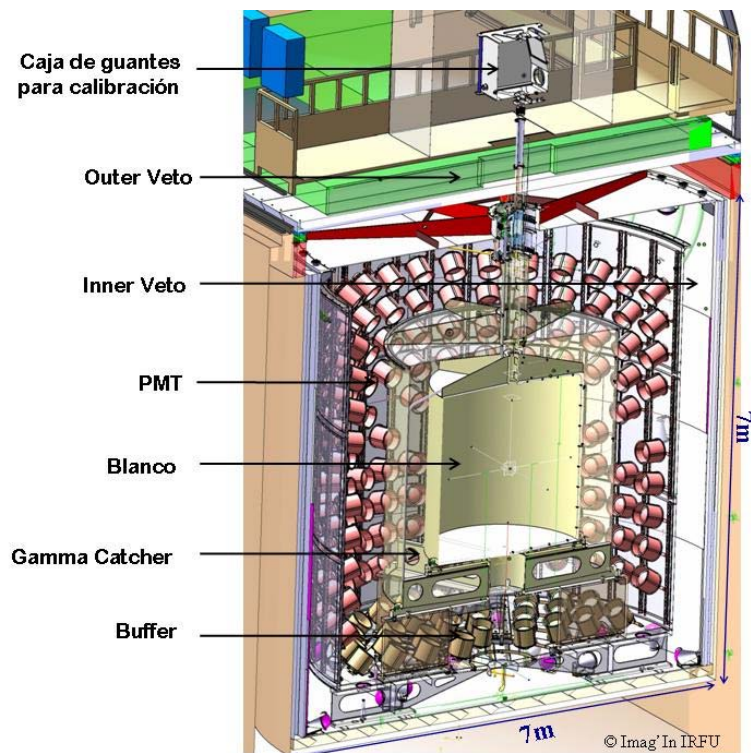


Figura 2. Diseño del detector de Double Chooz.

En la figura 2 se muestra una sección longitudinal del detector empleado en Double Chooz, en la cual se han identificado las distintas partes que lo componen y que pasamos a describir:

Blanco

Es la parte en la que se detecta la interacción del antineutrino electrónico. Se trata de una vasija cilíndrica de radio 1,150 m y altura 2,458 m, con un volumen de 10,212 m³ de líquido centellador: 80% dodecano y 20% PXE (fenil-o-xilyletano), con 7 g/L de PPO (2,5-difenil-oxazol), 20 mg/L de bis-MSB (1,4-bis-(2-metilestiril) benceno) y 1g/L de Gd.

La reacción a través de la cual se detectan los antineutrinos electrónicos es la desintegración β^- inversa: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (ver figura 3). Puesto que la masa de las partículas salientes es mayor que la masa de las partículas entrantes, el proceso mostrado posee una energía umbral para que sea posible, que corresponde a aquella energía del antineutrino tal que el neutrón y el positrón son creados en reposo en el sistema centro de masas. Para conocerla, calculamos primero s , la suma al cuadrado de los cuadrimomentos iniciales o finales. Como s es invariante bajo transformaciones de Lorentz, podemos evaluarla en el sistema de referencia que más nos convenga.

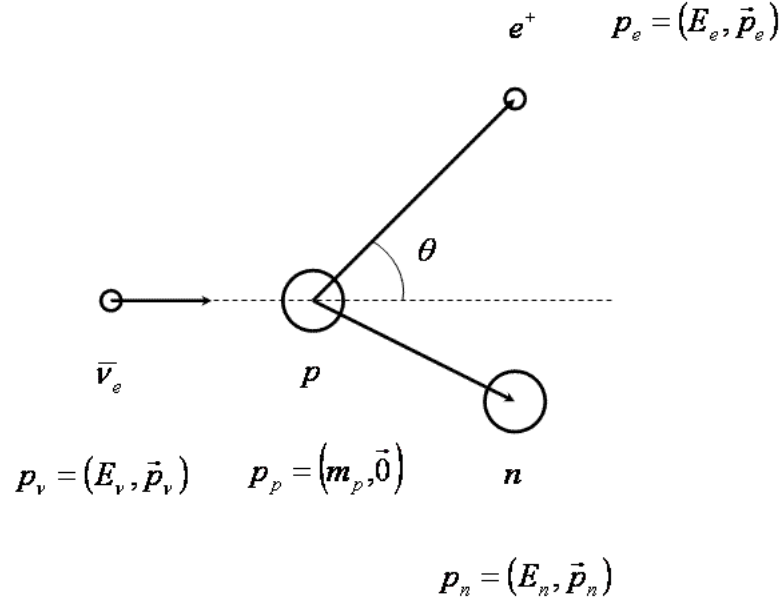


Figura 3. Diagrama para el proceso de interacción del antineutrino electrónico. Los cuadrimomentos se muestran en el sistema de referencia del laboratorio.

Para los cuadrimomentos iniciales, calculamos s en el sistema de referencia del laboratorio:

$$s = (p_\nu + p_p)^2 = 2E_\nu m_p + m_p^2 \quad (22)$$

donde suponemos que el protón está en reposo y que la masa del antineutrino electrónico es nula.

Para los cuadrimomentos finales, calculamos s en el sistema centro de masas, donde suponemos que el positrón y el neutrón son creados en reposo, luego $p_e = (m_e, \mathbf{0})$; $p_n = (m_n, \mathbf{0})$:

$$s = (p_e + p_n)^2 = m_e^2 + 2m_e m_n + m_n^2 \quad (23)$$

Igualando ambas expresiones, se llega a que la energía umbral para esta reacción es:

$$E_\nu^{umbral} = \frac{m_e^2 + 2m_e m_n + m_n^2 - m_p^2}{2m_p} = 1,806 MeV \quad (24)$$

Para obtener la energía del antineutrino en el caso general en función de los datos conocidos, recalculamos s con los cuadrimomentos finales en el sistema laboratorio, como se muestra en la figura 3:

$$s = (p_e + p_n)^2 = m_e^2 + 2(E_e E_n - \vec{p}_e \vec{p}_n) + m_n^2 \quad (25)$$

Como no tenemos forma de conocer la energía del neutrón ni su momento lineal, reexpresamos dichas variables en función de observables del experimento, llegando a:

$$s = m_n^2 + 2E_\nu(E_e - \sqrt{E_e^2 - m_e^2} \cos \theta) + 2m_p E_e - m_e^2 \quad (26)$$

donde θ es el ángulo que forman los momentos del antineutrino y el positrón. Entonces, igualando las ecuaciones (23) y (26), se encuentra que:

$$E_\nu = \frac{m_n^2 - m_e^2 + 2m_p E_e - m_p^2}{2[m_p - E_e - \sqrt{E_e^2 - m_e^2} \cos \theta]} \quad (27)$$

La sección eficaz de este proceso viene dada por:

$$\sigma = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{m_e^5 f \tau_n} |\bar{p}_e| E_e (1 + \delta) \quad (28)$$

donde f es el factor del espacio de fases para la desintegración del neutrón libre, τ_n es la vida media del neutrón y δ agrupa las correcciones radiativas y de magnetismo débil (del orden del 1% cada una).

Las señales para saber que se ha producido un evento son dos. La primera es la detección de la energía del positrón (que la pierde rápidamente ionizando y excitando las moléculas del centellador líquido¹), junto con los dos γ de 511 keV procedentes de su aniquilación con un electrón del medio. Esta señal se conoce como deposición de energía primaria, y debe estar en el intervalo de 1 a 9 MeV. La segunda señal es la captura del neutrón: el neutrón, de baja energía cinética, se termaliza colisionando con protones, cuya energía no se observa. Después de $\sim 30 \mu\text{s}$, el neutrón es capturado por el Gd, que presenta una sección eficaz de captura de neutrones térmicos especialmente alta, y al desexcitarse libera 8 MeV distribuidos en 3 γ en promedio. Ésta es la deposición secundaria de energía, y debe detectarse en una ventana de coincidencia de 100 μs con la primera señal.

Gamma “Catcher”

Rodeando el blanco, está el Gamma “Catcher”, un cilindro acrílico de radio 1,708 m y altura 3,572 m, con 22,3 m³ de centellador líquido sin Gd (30% dodecano, 66% ondina 909 y 4% PXE, con 2 g/L de PPO y 20 mg/L de bis-MSB) cuya misión es contener los γ producidos en las reacciones $e^+ + e^-$ y $n + \text{Gd}$.

“Buffer”

Se trata de un tanque cilíndrico de acero de 2,758 m de radio y 5,675 m de altura que encierra en su interior el Gamma “Catcher” con el blanco. Contiene 114 m³ de líquido no centellador (el $\sim 50\%$ es una mezcla de decano, undecano, dodecano y tridecano, el otro $\sim 50\%$ es ondina 917). Su finalidad es reducir la radiactividad ambiental γ , especialmente la de los 390 tubos fotomultiplicadores (PMTs) de 10” (Hamamatsu R7081MOD-ASSY [13]) instalados en sus paredes, y que proporcionan un

¹ El dodecano y el PXE son hidrocarburos aromáticos que se excitan e ionizan fácilmente con la energía depositada. Posteriormente, la energía se transmite no radiativamente a una molécula de PPO, y finalmente al bis-MSB, que desplaza la frecuencia de emisión en el rango de la eficiencia cuántica de los tubos fotomultiplicadores.

13% de cobertura. Cada PMT posee un blindaje magnético y está orientado hacia el blanco.

Los materiales empleados garantizan una elevada transparencia para fotones con longitudes de onda superiores a 420 nm. Se esperan 180 fotoelectrones/MeV, y una resolución de $\sim 7,5\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$.

“Inner Veto”

Rodeando el “buffer”, existe un cilindro de radio 3,250 m y altura 6,830 m con 90 m³ de líquido centellador: 50% una mezcla de decano, undecano, dodecano y tridecano, 50% LAB (alquilbencenos lineales) con 2g/L de PPO y 20 mg/L de bis-MSB. Su utilidad es detectar muones de los rayos cósmicos. Para ello, en sus paredes hay instalados 78 PMTs de 8” (Hamamatsu R1408). Además, para incrementar la recolección de luz, las paredes han sido pintadas con pintura blanca reflectante y el exterior del “buffer” está forrado con láminas reflectantes.

“Shielding”

Circundando el “inner veto” existe un blindaje de acero desmagnetizado con un radio de 3,300 m y una altura de 7,150 m, de 150 mm de grosor para apantallar la radiactividad externa

“Outer Veto”

Se compone de bandas ortogonales de centellador plástico acopladas a fibras *wavelength shifters* que permiten detectar y situar en 2-D los muones incidentes. Se extiende más allá de los límites del detector para poder incluir los muones que pasan cerca y pueden inducir neutrones rápidos. Usado conjuntamente con el “inner veto”, proporciona una gran eficiencia en la detección de muones que podrían generar isótopos cosmogénicos.

El empleo de la desintegración β^- inversa como medio para detectar antineutrinos comporta una serie de ventajas respecto a otras reacciones: es mejor que el *scattering* elástico con electrones ya que éste presenta una sección eficaz menor a estas energías; es mejor que la reacción con el deuterón porque ésta implica disociar el deuterón, incrementado el umbral hasta 2,2 MeV; y es mejor que la interacción con un núcleo, pues ésta última es difícilmente detectable (sólo son unos keV de retroceso). Además, los 8 MeV liberados tras la captura del neutrón están por encima del fondo de radiactividad γ (hasta 2,6 MeV) y α (hasta 7 MeV, pero con un factor de atenuación 10). Adicionalmente, el hecho de que la detección de los antineutrinos se haga a través de la desintegración β^- inversa, cuyo umbral hemos visto que es de 1,806 MeV, hace que el número de antineutrinos detectables sea aproximadamente de un 25% de los emitidos por los reactores. Por otro lado, debido a que la semivida de un isótopo es inversamente proporcional al espacio de fases disponible, y por tanto es inversamente proporcional al valor Q de la desintegración, concluimos que sólo se detectan los antineutrinos procedentes de isótopos con semividas cortas, lo que nos permite ignorar en nuestros cálculos para la fuente de antineutrinos los desechos almacenados en la central, cuyas vidas medias son largas.

Tomando 1,5 como el número promedio de antineutrinos detectables por fisión, se puede hacer una estimación del flujo de antineutrinos detectables emitidos por la central cada segundo:

$$N(\bar{\nu}_e / s) = \frac{2 \text{ reactores} \cdot 4,27 \text{ GW}_{th} \cdot 1,5 \bar{\nu}_e / \text{fisión}}{\frac{200 \text{ MeV}}{\text{fisión}} \cdot \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{1 \text{ eV}}} \approx 4 \cdot 10^{20} \frac{\bar{\nu}_e}{s} \quad (29)$$

Cada reactor emite isotrópicamente, por lo que el flujo de antineutrinos decrece de acuerdo a $1/4\pi L^2$. Como la sensibilidad a θ_{13} viene dada por la razón señal/ruido, necesitamos minimizar todo lo posible el ruido de fondo, que viene originado mayoritariamente por los rayos cósmicos. Por ello, es necesario una localización subterránea, y un entorno con la menor radiactividad posible.

En caso de no haber oscilación, la tasa de interacciones por día vendría dada por:

$$N\left(\frac{\text{eventos}}{\text{día}}\right) \approx \varepsilon_{\text{eff}} \cdot \varepsilon_{\text{Gd}} \cdot \frac{N\left(\frac{\bar{\nu}_e}{\text{día}}\right) \cdot \sigma_p \cdot n_p \cdot V}{4\pi L^2} \quad (30)$$

donde:

- ε_{eff} : eficiencia del detector: 90% (aproximadamente)
- ε_{Gd} : porcentaje de neutrones capturados por el gadolinio del blanco: 80% (aproximadamente)
- $N(\bar{\nu}_e/\text{día})$: número de antineutrinos electrónicos detectables por día: $\sim 3,5 \cdot 10^{25} \bar{\nu}_e/\text{día}$
- σ_p : sección eficaz para el proceso $\bar{\nu}_e + p$ (libre) para $\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle = 3 \text{ MeV}$: $2,7 \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$
- n_p : densidad de protones en el blanco de centellador líquido: $6,6 \cdot 10^{19} \text{ p/mm}^3$ (aproximadamente)
- V : volumen del blanco: $1,02 \cdot 10^{10} \text{ mm}^3$ (aproximadamente)

El resultado de introducir los valores es:

$$N\left(\frac{\text{eventos}}{\text{día}}\right) \approx \frac{3,6 \cdot 10^{11}}{L^2 [\text{cm}^2]} \quad (31)$$



Figura 4. Fotografía de la central nuclear de Chooz (Francia). Se ha señalado la posición de los dos reactores y la de los dos detectores que conforman el experimento Double Chooz.

Double Chooz consta de dos detectores como el que acabamos de describir, siendo idénticos para reducir los errores sistemáticos. Se denominan, respectivamente, *Near* y *Far* por la posición que ocupan respecto a los reactores (ver figura 4).

El detector lejano (*Far*, actualmente tomando datos), está situado a una distancia media de 1,05 km de los reactores, cerca del primer mínimo en la oscilación debida sólo a θ_{13} , que se sitúa en 1,5 km aproximadamente (para una energía de antineutrinos promedio de 3 MeV, ver figura 5). La localización elegida es la del antiguo experimento CHOOZ, que aprovecha la existencia de una montaña que proporciona un blindaje de 300 m.w.e. (metros equivalentes de agua), lo que permitió ahorrar tiempo y costes en su construcción. Esta posición recibe el mismo flujo de ambos reactores. Se esperan 48 antineutrinos detectados por día, con un fondo de 2 eventos/día accidentales y 1,6 eventos/día correlacionados. La tasa prevista de muones es 10 por segundo, con un *dead time* del 0,5%.

El detector cercano (*Near*, que se prevé que esté listo para tomar datos en 2012) se sitúa a 400 m de los reactores, donde no se espera oscilación significativa, y se empleará para monitorizar el flujo de antineutrinos. Con ello se conseguirá eliminar la incertidumbre en el flujo y el espectro de energías de los antineutrinos emitidos por los reactores, reduciendo el error sistemático total hasta el 0,6%. Al estar cerca de la fuente, experimenta un mayor flujo, por lo que precisa un menor blindaje, situándose a una profundidad de 120 m.w. e., en la que se espera una tasa de 50 muones/s, induciendo un *dead time* del 5%. La predicción de antineutrinos es 532 eventos/día, con 11 eventos/día en fondo accidental y 5,2 eventos/día en fondo correlacionado.

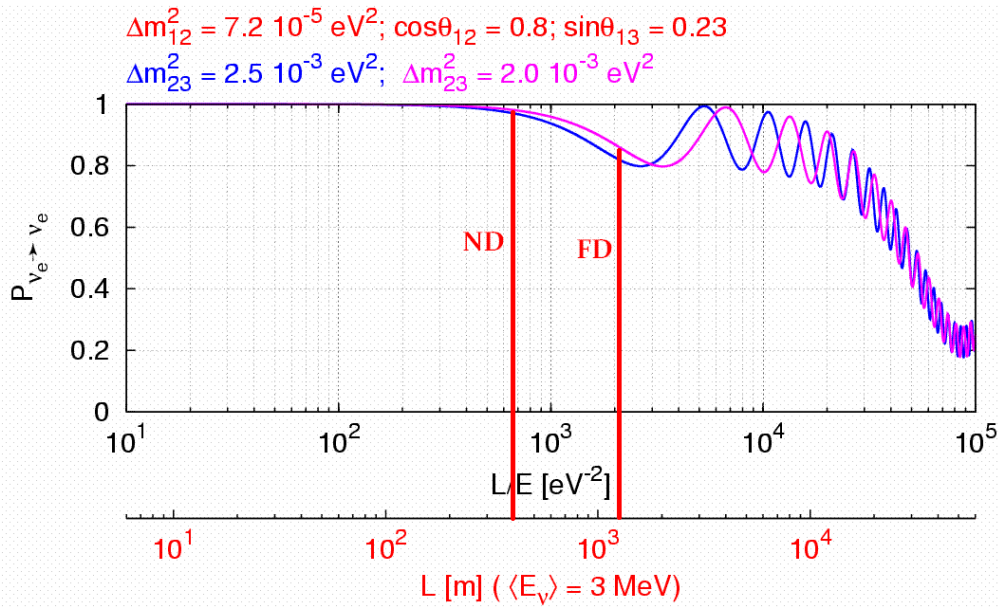


Figura 5. Probabilidad de supervivencia de los antineutrinos electrónicos en función de la distancia recorrida para una energía promedio de 3 MeV, para distintos valores de Δm_{23}^2 . Se han marcado las posiciones de los detectores de Double Chooz.

Calibración del detector

Para poder seleccionar los eventos de manera eficiente es importante realizar una calibración del detector que permita determinar con precisión la respuesta de los centelladores a las radiaciones β , γ y a los neutrones, las propiedades de transporte de la luz y el comportamiento de los PMTs.

Para el estudio del centellador líquido y los PMTs se usan como fuentes de luz LEDs acoplados a fibras ópticas situadas en el interior del detector ($\lambda = 425 \text{ nm}$ y 475 nm) y en el “outer veto” ($\lambda = 365 \text{ nm}$ y 475 nm), junto con un láser ($\lambda = 337 \text{ nm}$ y 470 nm) y un LED central azul acoplado a un difusor.

Se usan fuentes de radiación γ (^{203}Hg : 0,289 MeV; ^{137}Cs : 0,667 MeV; ^{68}Ge : 2 de 0,511 MeV; ^{60}Co : 1,173 MeV y 1,333 MeV) para la calibración de la escala de la energía del positrón, así como contrastar los resultados obtenidos con las fuentes de luz.

Para comprobar la eficiencia en la detección de la captura del neutrón y lograr una simulación correcta del espectro de energías de retroceso de protones provocado por la interacción con neutrones rápidos se usan fuentes emisoras de neutrones: ^{252}Cf , que emite neutrones por fisión espontánea, y una fuente Am-Be (que emite neutrones a través de la combinación: $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np} + \alpha$; $^9\text{Be} + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + n$).

Para la manipulación de dichas fuentes se cuenta con una caja de guantes impermeable a la luz, en una atmósfera de N_2 libre de aire (que contiene O_2 , dañino para el centellador líquido, y Rn radiactivo).

Sistema de adquisición de datos

Cuando se produce un evento, la energía depositada es transformada por los centelladores en luz que captan los tubos fotomultiplicadores (PMTs). La señal del PMT viaja por el mismo cable con el que se le suministra la tensión, por lo que se emplea un circuito separador para aislar dicha señal, que después se manda al FEE (*front-end electronics*), que la amplifica, adecuándola al rango de operación de los Flash-ADCs, donde se digitaliza. Paralelamente, las señales son sumadas y enviadas a unidades de *trigger* en las se analizan y se decide si deben ser almacenadas. En caso afirmativo, el evento se almacena en la memoria interna de los Flash-ADCs, de donde es leído por los ordenadores.

4. Producción de luz en los PMTs (“Glowing”)

4.1. Introducción

Un tubo fotomultiplicador (PMT) es un instrumento que transforma la luz en una corriente eléctrica.

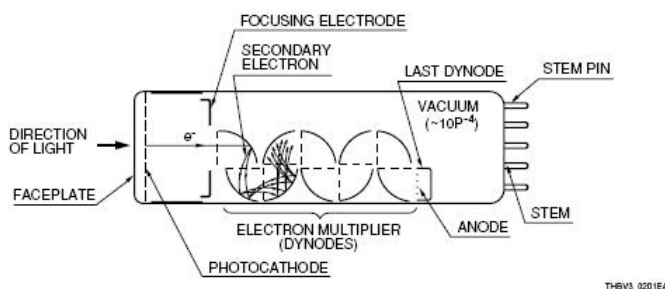


Figura 6. Esquema del interior de un fotomultiplicador. [13]

En la figura 6 se muestra cómo funciona el fotomultiplicador. Un fotón incide sobre el fotocátodo, provocando la emisión de un electrón por efecto fotoeléctrico. Dicho electrón es focalizado por unos electrodos y acelerado por una diferencia de potencial hasta chocar contra el primer dínodo. Ello provoca la emisión de más electrones, que nuevamente son acelerados hasta chocar contra el siguiente dínodo. Este proceso se repite varias veces, aumentando el número de electrones participantes. Al final, la corriente se recolecta en el ánodo. Todo este proceso debe hacerse en vacío para que los electrones no se pierdan por el camino, y requiere el empleo de una fuente de alta tensión que establezca la diferencia de potencial necesaria.

Para distribuir el voltaje proporcionado por la fuente de alta tensión a los diferentes dínodos se emplea un circuito divisor de tensión contenido en la base, acoplada al tubo fotomultiplicador.

El fenómeno denominado *glowing* consiste en emisión de luz, de forma discontinua y pulsada, procedente de la base de los tubos fotomultiplicadores empleados en Double Chooz. El mecanismo de dicha emisión no ha sido establecido definitivamente. No obstante, hay certeza de que se trata de luz real (como se probará en este trabajo) y no de un efecto en la señal electrónica del PMT. Actualmente, la explicación más probable es que se trataría de luz emitida por las resistencias señaladas en el esquema de la figura 7. Tras estudiar la base en funcionamiento con una cámara termográfica, se concluye que no es posible que se trate de emisión de radiación térmica, ya que la máxima temperatura alcanzada en la base (ver figura 7) es 34,2 °C, claramente insuficiente para tener luz dentro del rango sensible de los PMT (300 – 700 nm).

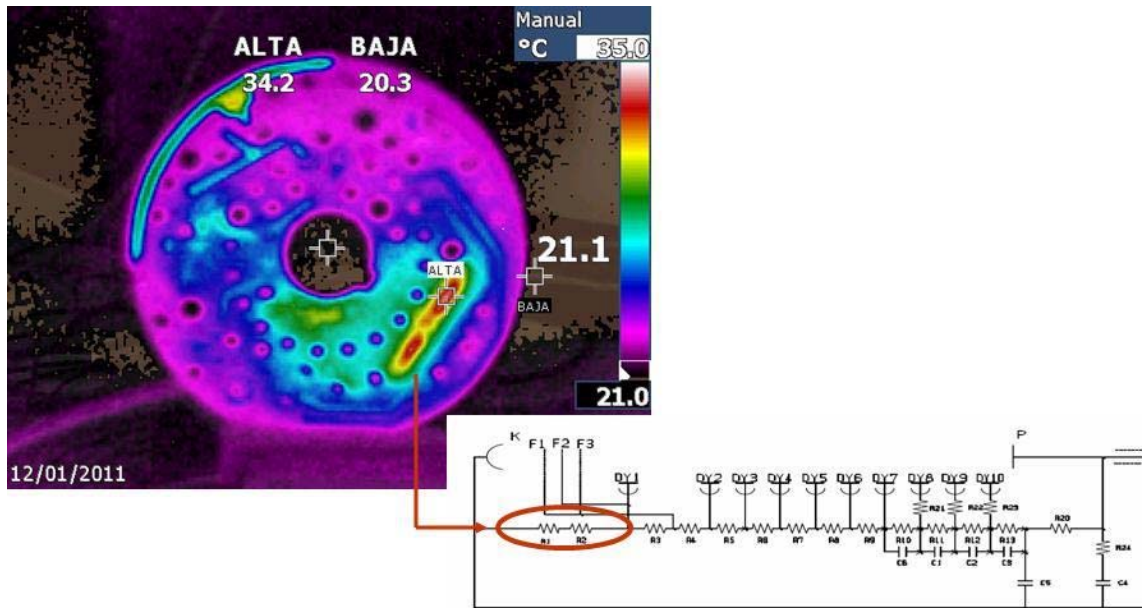


Figura 7. Izquierda: Fotografía con cámara termográfica de la base del PMT. Derecha: Esquema de la electrónica de la base del PMT. [14]

El objetivo de este trabajo es estudiar en profundidad el *glowing* con vista a una mejor comprensión del mismo. Primeros estudios han revelado la influencia de la temperatura ambiente y el voltaje aplicado al PMT en este fenómeno. Por tanto, examinaremos su dependencia con el voltaje, su variación con la temperatura, y además, la existencia de una componente ultravioleta en la luz emitida que podría inducir centelleo en los líquidos centelladores; y finalmente, propondremos una manera de suprimirlo, o al menos, reducirlo.

4.2. Montaje experimental

Con el fin de estudiar el fenómeno de la emisión de luz desde la base del PMT Hamamatsu R7081 de Double Chooz (al que llamaremos PMT G), lo introducimos en una cámara climática (Binder MKF 240). La finalidad de la cámara es doble: por un lado permite variar la temperatura del PMT para estudiar la influencia en el *glowing*. Por otro lado, permite crear un entorno libre de luz en el que operar con el PMT. Para monitorizar la luz emitida por la base del PMT G, introducimos también dos PMT de 10" del mismo modelo (R7081), pero con un diseño de base diferente que se ha comprobado que no emite luz (a los que llamaremos PMT 1 y PMT 2). Asimismo, colocamos tres PMT de 2" (Hamamatsu ETL9954B) apuntando directamente a la base con el fin de disparar nuestra adquisición sólo cuando se produzca una triple coincidencia en la señal de salida de estos tres PMTs, minimizando los disparos accidentales.

En la figura 8 puede observarse la disposición de los PMTs en el interior de la cámara climática:

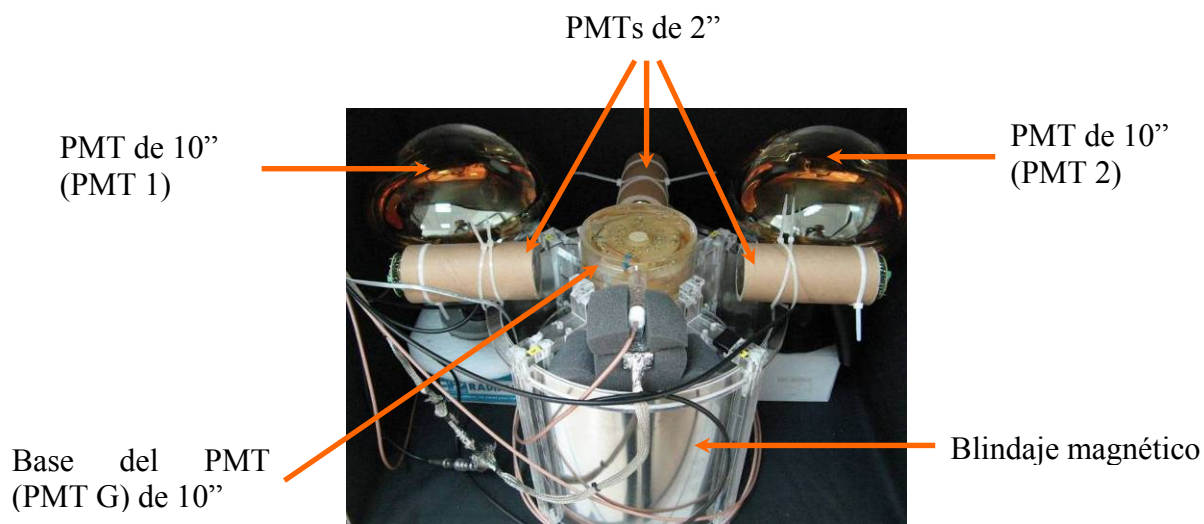


Figura 8. Fotografía del interior de la cámara climática. En el centro, dentro del blindaje magnético, se muestra el PMT emisor de luz (PMT G), colocado hacia abajo. Al fondo se disponen los dos PMT monitores de 10" (PMT 1 y 2). Rodeando la base del PMT G se colocan los tres PMT de 2". Las paredes de la cámara climática están recubiertas con tela negra para evitar reflexiones.

En la figura 9 se muestra un esquema de la electrónica empleada en nuestras pruebas. Todos los PMTs tienen un único cable por el que se aplica la alta tensión y se extrae la señal. Para separar ambas componentes, se emplea un circuito (*splitter*) que mediante el uso de un condensador separa la señal procedente del PMT de la alta tensión de alimentación. Una vez separadas las señales de los PMT, se envían a los módulos Fan In/Fan Out en los que se replican para utilizarlas en varios circuitos simultáneamente y además poder visualizarlas en el osciloscopio.

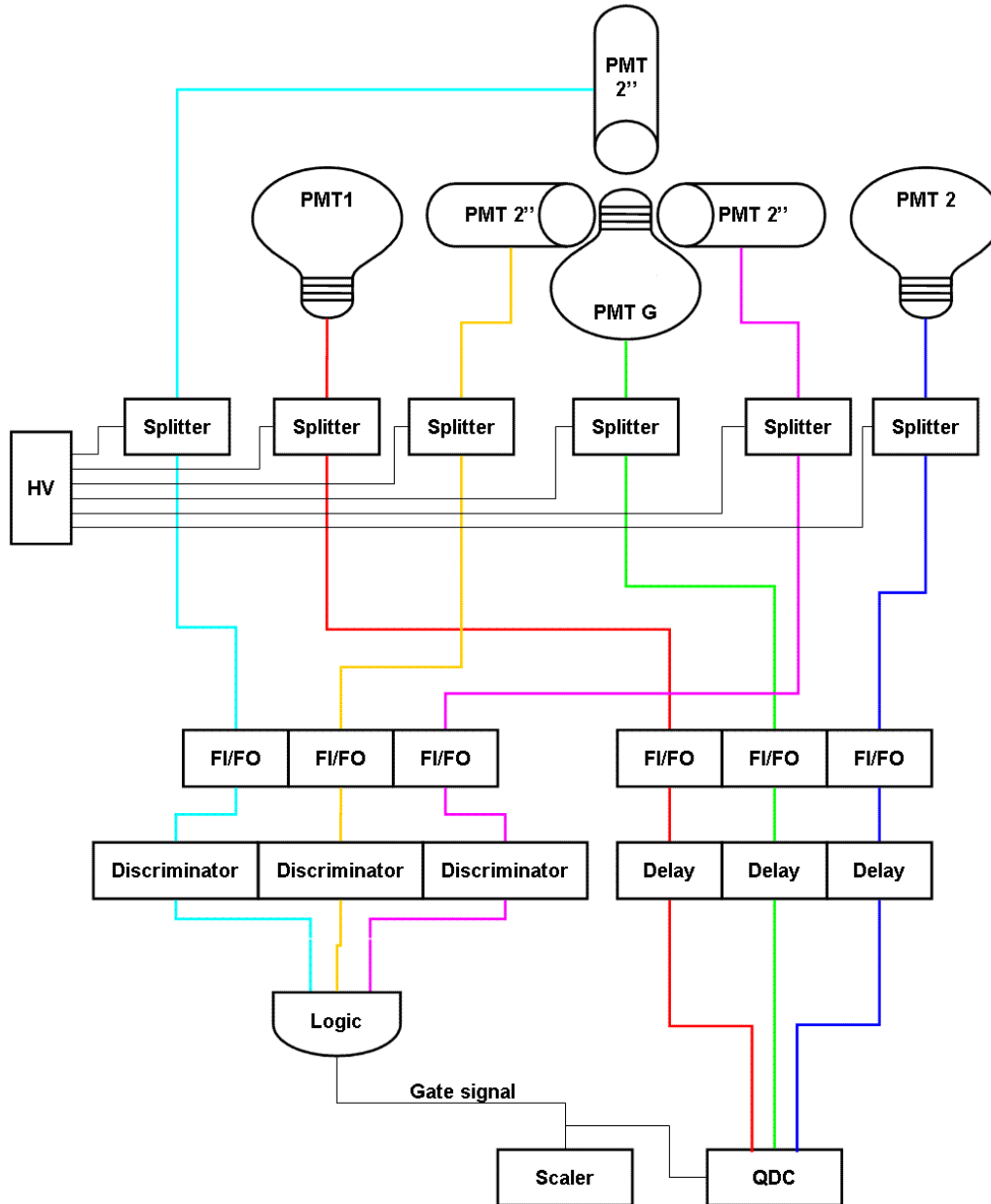


Figura 9. Esquema de la electrónica empleada en el montaje experimental.

La señal para disparar la adquisición de datos (*trigger*) se obtiene a partir de la señal de los tres PMTs de 2''. Para ello, se toma la salida del Fan In/Fan Out al que está conectado cada PMT, y se lleva a un módulo discriminador, que proporciona una señal lógica NIM de salida, y que se activa cada vez que la señal de entrada supera cierto umbral. El nivel de tensión del umbral se ha establecido en el equivalente a dos fotoelectrones. A continuación, la salida de los tres discriminadores se conecta a un circuito que detecta la triple coincidencia dentro de un intervalo de 100 ns. La salida de este circuito es un pulso de anchura variable, determinada por la duración de la coincidencia de las tres señales de entrada, con un valor mínimo de 250 ns. Este pulso se envía a la tarjeta de adquisición QDC, donde actúa como señal de *gate* (ventana de integración), regulando el inicio y el final de la integración.

El QDC es un integrador de carga CAEN modelo V965A de 8 canales con 12 bits. Cada canal adquiere datos en dos resoluciones: alta resolución (25 fC/bin hasta 100 pC)

y baja resolución (200 fC/bin hasta 800 pC). En el montaje, se adquiere la señal proveniente de los PMTs G, 1 y 2, durante el intervalo que marca la señal de *gate*. Las señales de los PMTs deben ser retrasadas para que lleguen al QDC a la vez que la señal de *gate*, que debido al proceso que sigue para ser generada, va con retraso. Por tanto, las salidas del Fan In/Fan Out con las señales de los PMTs se conectan al QDC mediante cables largos que introducen un retraso de unos 120 ns en cada canal.

Además de la medida de carga obtenida en el QDC, se adquiere el número de coincidencias por segundo (*rate*) mediante la lectura de un circuito contador (Scaler) CAEN modelo V560E, cuya entrada es la señal de *gate*, por lo que se cuenta un evento por cada coincidencia de los tres PMTs de 2". Dado que el QDC también permite calcular el *rate*, el Scaler se emplea como referencia para comparar dicho valor, dada su mayor velocidad (menor *dead time*). Adicionalmente, disponemos de un sensor de temperatura colocado en el interior de la cámara, adyacente al PMT G.

Finalmente, los datos generados (carga de los tres PMTs de 10", el número de coincidencias por segundo y la temperatura en el interior de la cámara) son enviados a un PC, donde se almacenan en un fichero para su posterior análisis. El control de los dispositivos y la adquisición de datos se realizan mediante un programa en LabView. En la figura 10 puede verse una fotografía del laboratorio con el montaje experimental completo utilizado en las pruebas.

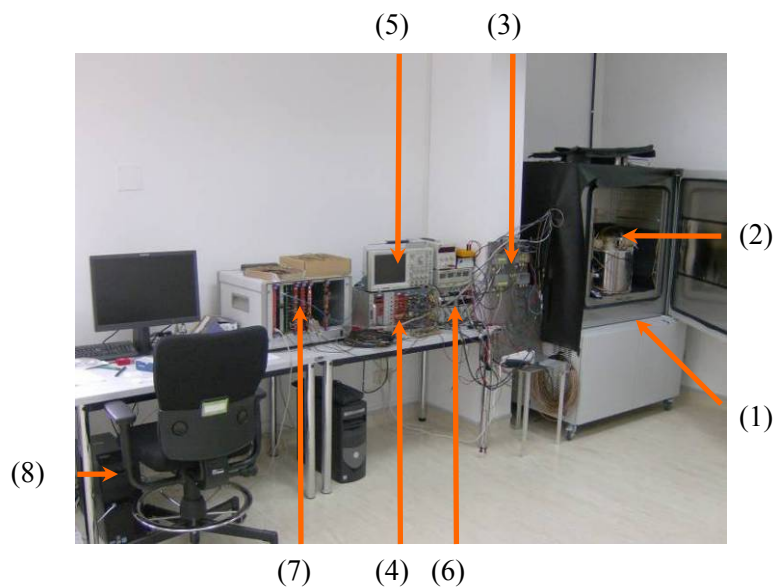


Figura 10. Fotografía del laboratorio. Se observa la cámara climática (1) abierta con los PMTs en su interior (2), el panel sobre el que están instalados los splitters (3) y el crate NIM (4) que alberga los módulos electrónicos. A su lado se muestra el osciloscopio (5) y diversas fuentes de alimentación (6). También aparece el crate VME (7) que contiene el QDC, el Scaler y una tarjeta que controla un LED empleado en la calibración de los PMTs, y el PC (8).

4.3. Calibración de los PMTs de 10”

Para poder expresar la carga medida por el QDC en términos de electrones liberados por efecto fotoeléctrico en el fotocátodo del PMT (fotoelectrones), y por tanto, la cantidad de luz que están midiendo los PMTs, es necesario hacer una calibración de los tres PMTs de 10” cuya carga estamos adquiriendo. Los datos que necesitamos conocer para cada PMT son el pedestal (la cantidad de carga integrada por el QDC en ausencia de señal, y que corresponde al ruido de nuestro sistema) y la ganancia (la razón entre la carga recogida en el ánodo y la emitida en el fotocátodo).

Para calibrar los PMTs se utilizó una tarjeta diseñada en el CIEMAT, que permite controlar la luz emitida por un LED (*Light-Emitting Diode*) y generar una señal de *gate* desde un programa de adquisición. El programa de control del LED permite ajustar la duración del pulso de luz, la duración de la ventana de integración (*gate*) y la diferencia de tiempo entre ambas para sincronizar la ventana de integración con el instante en que se recibe en el QDC la señal generada por el PMT. Modificando ligeramente el esquema de la figura 9, sustituimos el *gate* generado por el circuito de coincidencias por el *gate* generado por la tarjeta que controla el LED. De este modo, cada vez que se envía un pulso al LED, se activa el QDC para adquirir la carga de los PMTs. Empleando un osciloscopio, se reguló la duración del pulso del LED hasta que la luz que llegase a los PMTs fuera mínima (12 ns). De esta manera, en la mayor parte de las ocasiones, se digitaliza la señal correspondiente al pedestal, y el resto de ocasiones, el fenómeno más probable es la emisión de un único fotoelectrón.

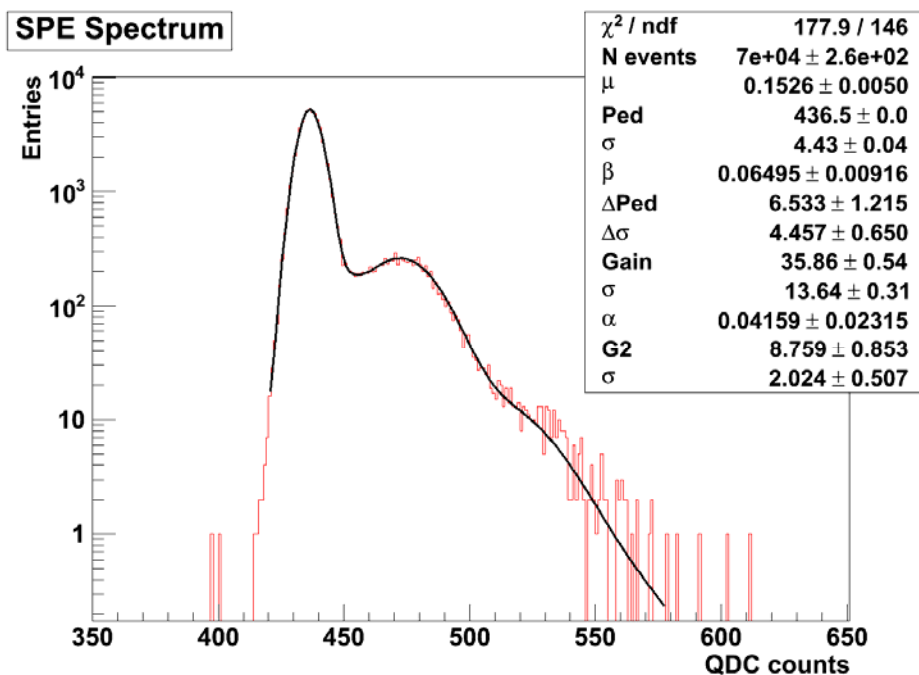


Figura 11. Espectro SPE (*single photoelectron*) de calibración de uno de los PMT. En rojo se muestra el histograma con los datos experimentales, donde se distingue el pedestal (primer máximo) y el pico correspondiente a un fotoelectrón (segundo máximo). En negro, el ajuste por la función de la ecuación (33). En el cuadro superior derecho se muestran los parámetros de ajuste, donde $\Delta\text{Ped} \equiv \text{Ped2} - \text{Ped1}$; $\Delta\sigma \equiv \sigma_{\text{Ped2}} - \sigma_{\text{Ped1}}$.

Para poder extraer el valor del pedestal y la ganancia de los datos de la calibración, modelizamos el comportamiento del PMT. Así, consideramos que la probabilidad de observar n fotoelectrones viene dada por la distribución de Poisson:

$$P(n; \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (32)$$

donde μ es el número medio de fotoelectrones recolectados por el PMT.

Respecto al pedestal, debido a su anchura, se observa que el mejor ajuste lo proporciona una función $B(x)$, suma de dos distribuciones gaussianas, multiplicadas por la probabilidad de Poisson:

$$B(x) = e^{-\mu} \left[\frac{(1-\beta)}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Ped1}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-Ped1}{\sigma_{Ped1}}\right)^2\right] + \frac{\beta}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Ped2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-Ped2}{\sigma_{Ped2}}\right)^2\right] \right]$$

donde el factor $e^{-\mu}$ es la probabilidad de no observar ningún fotoelectrón, y corresponde a la ecuación (32) evaluada para el caso $n = 0$. β es la fracción que regula las contribuciones de los 2 pedestales, luego $0 \leq \beta \leq 1$. $Ped1$ es la posición del primer pedestal (su media), y σ_{Ped1} es su desviación estándar. $Ped2$ y σ_{Ped2} son los valores análogos para el segundo pedestal.

Por otro lado, suponemos que la respuesta del PMT puede ser parametrizada mediante una suma de distribuciones gaussianas [15], cada una de ellas correspondiendo al número de fotoelectrones observados. Además, teniendo en cuenta la posibilidad de que un fotoelectrón no siga toda la cadena de dínodos, cada una de las gaussianas anteriores la reemplazamos a su vez por dos gaussianas, donde una representa la amplificación correcta, y la otra, una amplificación incompleta. Esta amplificación incompleta puede estar causada porque el fotoelectrón inicial no impacta contra el primer dínodo, pasando directamente al segundo (más probable para fotoelectrones originados en los límites del fotocátodo), o porque el fotón atraviesa el fotocátodo sin interactuar y origina el fotoelectrón en el primer dínodo. En ambos casos el resultado es el mismo: se obtiene una ganancia menor. Suponiendo que la probabilidad de que un fotoelectrón no siga la amplificación completa se puede describir como una probabilidad binomial, la función de respuesta de un PMT, $S(x)$ se escribe como:

$$S(x) = \sum_{i=1}^{PE} \sum_{n=0}^i \frac{e^{-\mu} \mu^i}{i!} \frac{i!}{n!(i-n)!} \alpha^n (1-\alpha)^n \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{(i-n)\sigma_{Gain}^2 + n\sigma_{G2}^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-Ped1 - [(i-n)Gain + nG_2]}{(i-n)\sigma_{Gain}^2 + n\sigma_{G2}^2}\right)^2\right]$$

donde α es la fracción de fotoelectrones que resultan no completamente amplificados, luego $0 \leq \alpha \leq 1$. El sumatorio se extiende desde 1 fotoelectrón hasta el número que deseemos considerar (PE). Gain y σ_{Gain} son, respectivamente, la ganancia y la desviación estándar de la gaussiana para la cadena de amplificación correcta. G_2 y σ_{G_2} son los parámetros análogos para el proceso de amplificación incompleto.

Por tanto, considerando simultáneamente el pedestal $B(x)$ y la respuesta del PMT $S(x)$, obtenemos una función de 12 parámetros, que ajustaremos a los datos experimentales (ver figura 11) utilizando las rutinas incluidas en el paquete ROOT [16]:

$$f(x) = N_{events} \left\{ e^{-\mu} \left[\frac{(1-\beta)}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Ped1}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-Ped1}{\sigma_{Ped1}}\right)^2\right] + \frac{\beta}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Ped2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-Ped2}{\sigma_{Ped2}}\right)^2\right] \right] + \sum_{i=1}^{PE} \sum_{n=0}^i \frac{e^{-\mu} \mu^i}{i!} \frac{i!}{n!(i-n)!} \alpha^n (1-\alpha)^n \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{(i-n)\sigma_{Gain}^2 + n\sigma_{G_2}^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-Ped1 - [(i-n)Gain + nG_2]}{(i-n)\sigma_{Gain}^2 + n\sigma_{G_2}^2}\right)^2\right] \right\} \quad (33)$$

donde N_{events} es el número total de eventos tomados durante la calibración.

En la tabla 4 se muestra el resultado final de la calibración para los tres PMTs de 10". Puesto que los PMTs monitores (1 y 2) se mantienen a voltajes constantes, sólo se han calibrado para dichos voltajes. Sin embargo, dado que en el PMT G se van a probar distintos voltajes para ver el efecto en el *glowing*, ha sido necesario hacer una calibración en un rango más amplio.

Tabla 4. Resultados de la calibración de los PMTs de 10".

PMT 1		
Voltaje (V)	Pedestal (cuentas QDC)	Ganancia (cuentas QDC)
1470	436,1 ± 0,7	37 ± 1
PMT 2		
Voltaje (V)	Pedestal (cuentas QDC)	Ganancia (cuentas QDC)
1680	667,9 ± 0,8	59 ± 2
PMT G		
Voltaje (V)	Pedestal (cuentas QDC)	Ganancia (cuentas QDC)
1200	884 ± 1	19 ± 4
1300	884 ± 1	29 ± 6
1400	884 ± 3	46 ± 2
1500	883 ± 2	72 ± 7
1600	885 ± 4	109 ± 18
1700	884 ± 3	182 ± 39
1800	886 ± 4	282 ± 42
1900	885 ± 2	418 ± 64

4.4. Características del “glowing”

El *glowing* tiene una serie de características que permiten identificarlo y diferenciarlo de la señal que produce un tubo fotomultiplicador en ausencia de luz (corriente oscura) o de la luz de centelleo.

Una de las más destacables es la forma del pulso. En la figura 12 se muestra la forma típica de un pulso del PMT de $10''$.

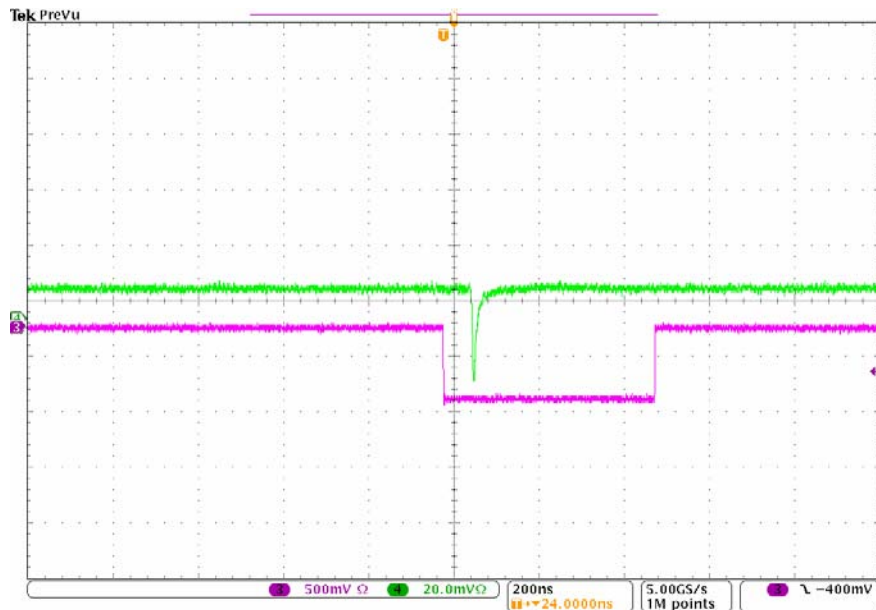


Figura 12. Captura de pantalla del osciloscopio mostrando un pulso típico de un PMT de $10''$ (en verde) y el *gate* del QDC (en rosa).

Las señales producidas por *glowing* presentan una forma muy diferente de la mostrada en la figura 11. Atendiendo a su amplitud y duración, se han identificado un mínimo de tres formas distintas:

Tipo	Amplitud	Duración	Ejemplo
I	$> 100 \text{ mV} - 1 \text{ V}$	$300 - 600 \text{ ns}$	Figura 13
II	$10 - 100 \text{ mV}$	$\geq 1 \mu\text{s}$	Figura 14
III	$10 - 100 \text{ mV}$	$\leq 100 \text{ ns}$	Figura 15

En los PMTs de $10''$, un fotoelectrón provoca una señal de $\sim 10 \text{ mV}$. Por tanto, los tipos II y III corresponden a eventos con 1 – 10 fotoelectrones, mientras que el tipo I es más luminoso, con 10 – 100 fotoelectrones.

El tipo III (figura 15) es el que presenta mayores dificultades para identificarlo, ya que debido a su baja carga y corta duración, puede parecer corriente oscura.

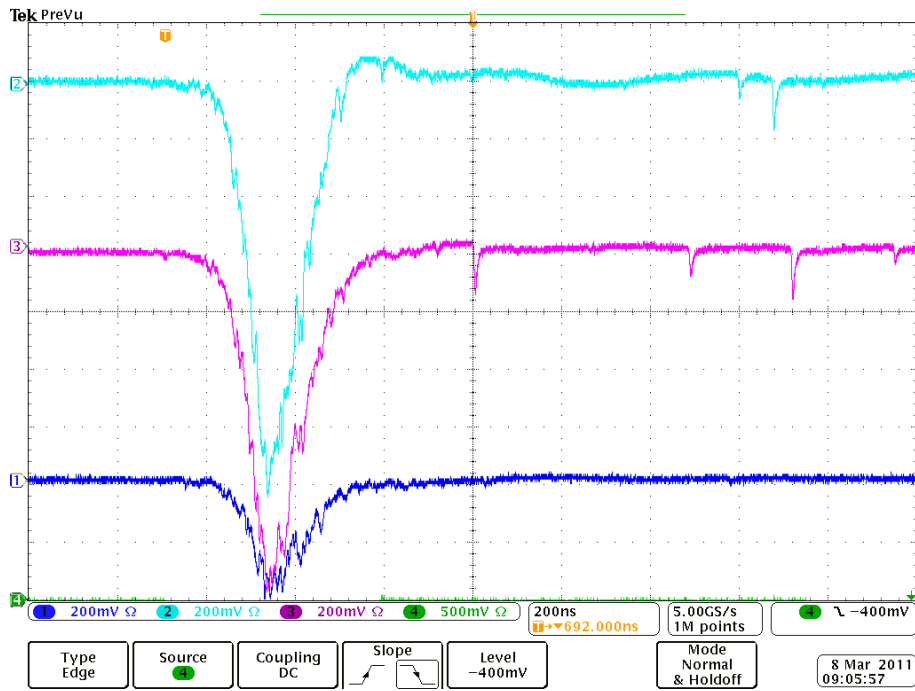


Figura 13. Ejemplo de *glowing* de tipo I. Se muestran las señales del PMT G (azul oscuro), PMT 1 (cian) y PMT 2 (magenta).

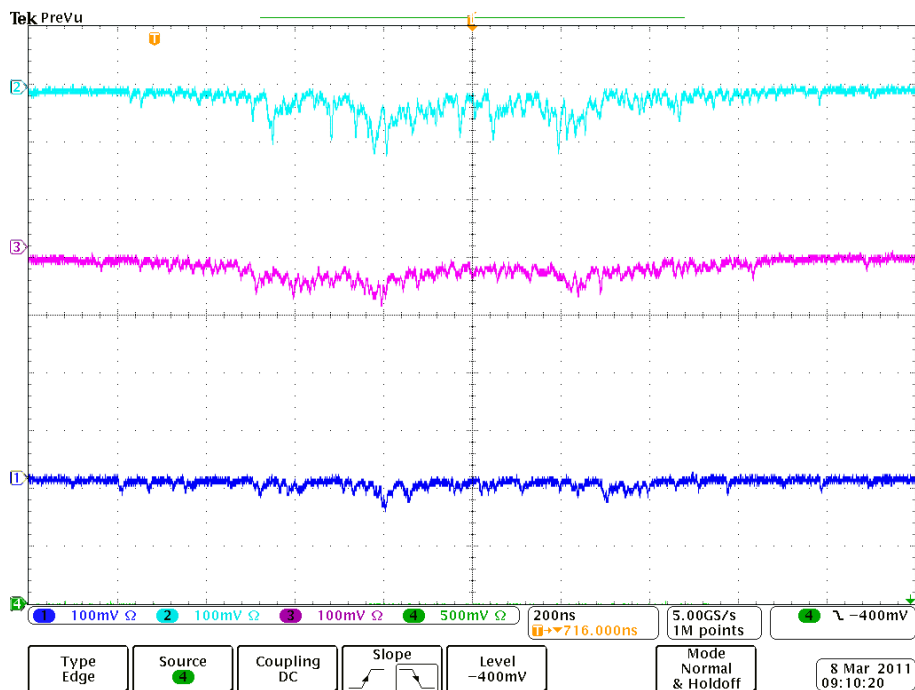


Figura 14. Ejemplo de *glowing* de tipo II. Se muestran las señales del PMT G (azul oscuro), PMT 1 (cian) y PMT 2 (magenta).

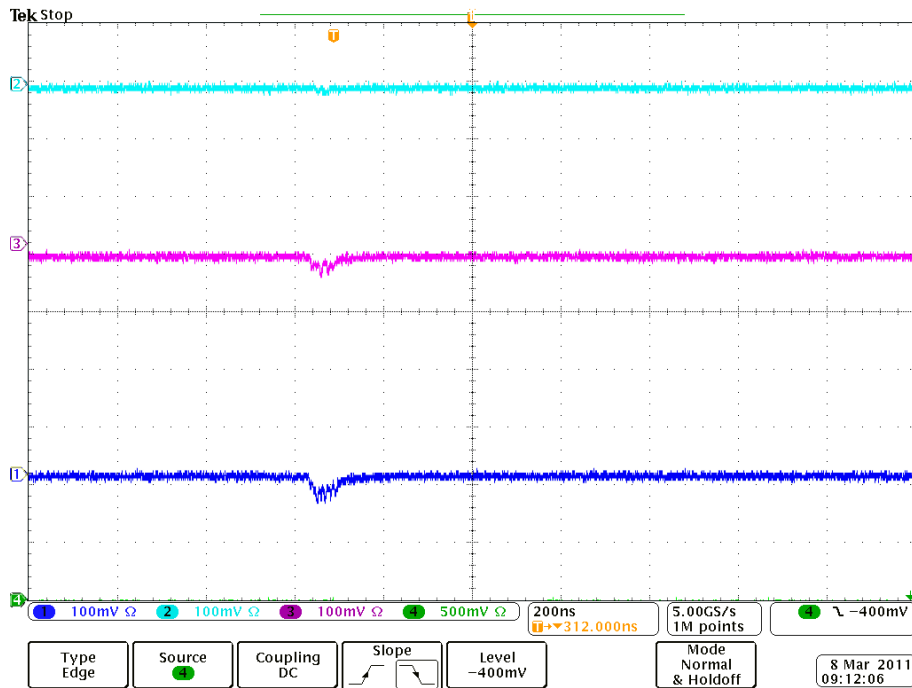


Figura 15. Ejemplo de *glowing* de tipo III. Se muestran las señales del PMT G (azul oscuro), PMT 1 (cian) y PMT 2 (magenta).

Una característica que presentan en común todas las señales es la presencia de múltiples mínimos, lo que significa que el *glowing* aparece en trenes de pulsos.

Otra de las características del *glowing* es su instantaneidad: no requiere de un periodo transitorio para manifestarse, sino que aparece inmediatamente después de conectar el PMT G al voltaje. En la figura 16 se muestra un ejemplo en el que se inició la toma de datos con el PMT G a 0 V. Después de 20 minutos aproximadamente, se coloca a 1700 V. Se observa un aumento del *rate* inmediato, que pasa de tener un valor medio de unos 2 Hz a más de 20 Hz.

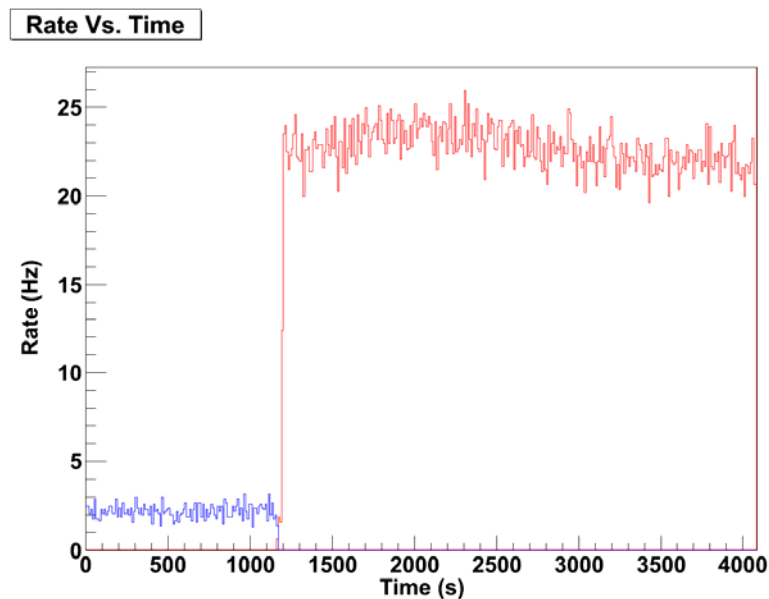


Figura 16. *Rate* frente al tiempo. En azul, los datos para el PMT G apagado. En rojo, los datos para el PMT G a $V = 1700$ V.

Una de las características más señalables es su dependencia con el voltaje aplicado a la base del PMT G. En la figura 17 se muestra el resultado de una prueba en la que se parte de un voltaje en el PMT G de 1300 V. Cada 45 minutos, se aumenta en 200 V el voltaje, obteniendo un súbito aumento exponencial del *rate*.

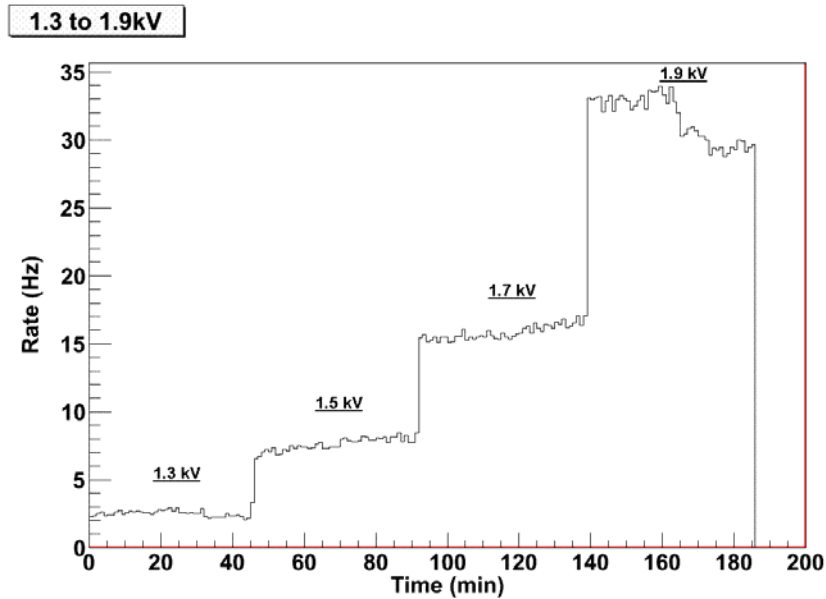


Figura 17. *Rate* frente al tiempo. Se observan discontinuidades cada vez que se cambia de voltaje.

Asimismo, en la figura 17, para el voltaje de 1900 V, se aprecia el inicio de una oscilación que pone de manifiesto otra de las características de este fenómeno: su variabilidad temporal. Para medidas suficientemente largas, se ha observado que en ocasiones, el *rate* no se mantiene estable, llegando a producirse excursiones en las que la frecuencia de producción llega a aumentar más de un 600%, como se demuestra en la figura 18:

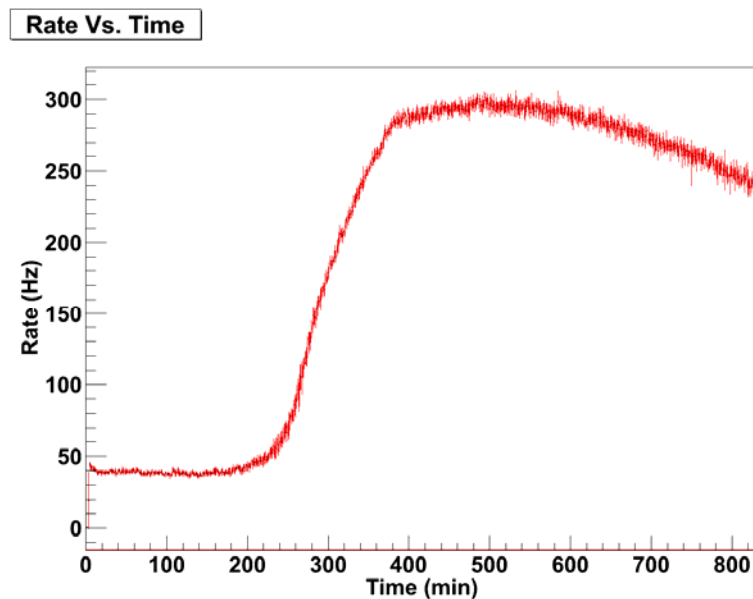


Figura 18. *Rate* frente al tiempo, para un voltaje constante de $V = 1400V$ en el PMT G a temperatura ambiente estable. Se observa un aumento espontáneo del *rate*, alcanzando un máximo y disminuyendo posteriormente.

Por último, se ha encontrado también una dependencia con la temperatura del PMT. En la figura 19 se muestra el resultado de unas pruebas que consistían en situar inicialmente el PMT por debajo de 10 °C empleando la cámara climática, y después apagarla, dejando que se caliente, tomando datos del *rate* durante todo el proceso de calentamiento. Este procedimiento se repitió para varios voltajes del PMT G en diferentes días.

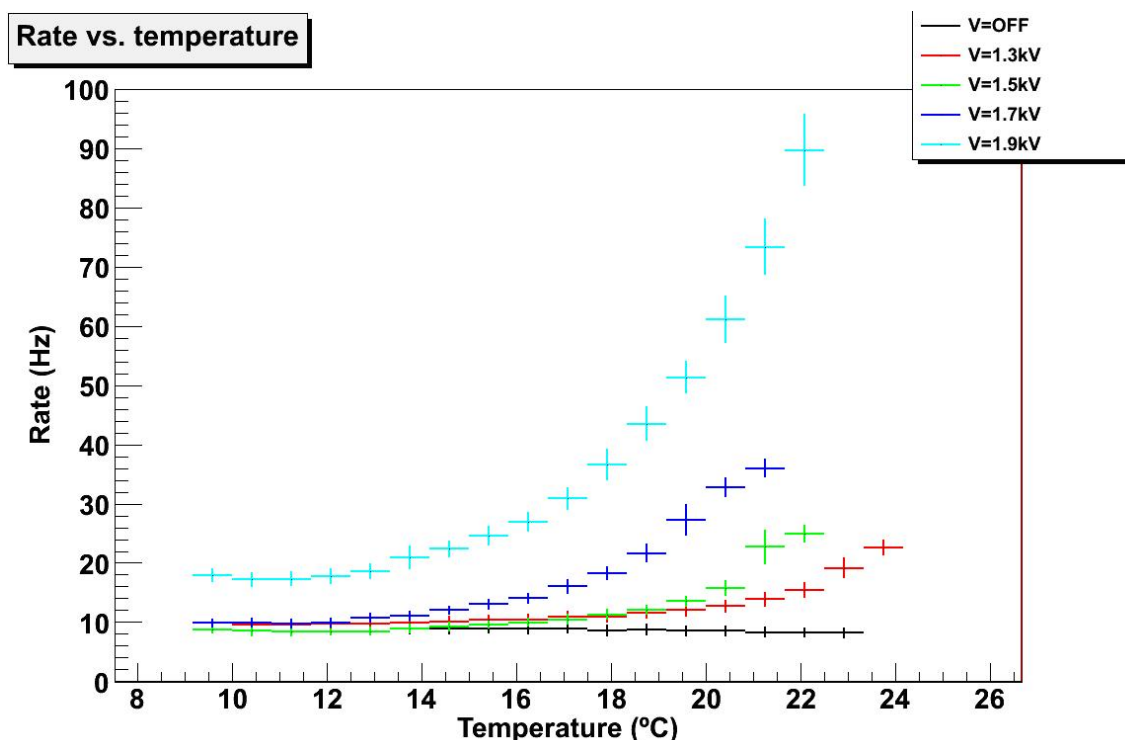


Figura 19. *Rate* frente a temperatura para diversos voltajes aplicados al PMT G.

En resumen, el *glowing* es un fenómeno distinguible a nivel de forma de pulso, que se produce inmediatamente tras conectar la base del PMT a la alimentación. Su ritmo de producción (*rate*) es variable en el tiempo, mostrando dependencia con el voltaje aplicado a la base del PMT y a la temperatura.

Las características que hemos expuesto evidencian la necesidad de un estudio más sistemático, con el fin de caracterizar este fenómeno. Ese es el tema de la siguiente sección.

4.5. Dependencia del “glowing” con el voltaje y la temperatura

4.5.1. Medidas del “rate”

Con el objetivo de estudiar la dependencia del *glowing* con el voltaje aplicado al PMT G, se tomaron datos a 0 V (para usar como referencia del fondo), 1200 V, 1300 V, 1400 V, 1700 V y 1900 V. La razón de estudiar con mayor profusión los voltajes inmediatamente inferiores a 1400 V es que, como veremos más adelante, una de las opciones para disminuir el *glowing* es reducir la tensión de alimentación nominal del PMT (1400V para nuestro PMT G). Cada medida se tomó durante 80 minutos, con el fin de alcanzar la mayor estabilidad posible. Las medidas se repitieron para 3

temperaturas: 14 °C (temperatura media del experimento Double Chooz), 21 °C y 28 °C. En la figura 20 se recogen los resultados obtenidos para el *rate*:

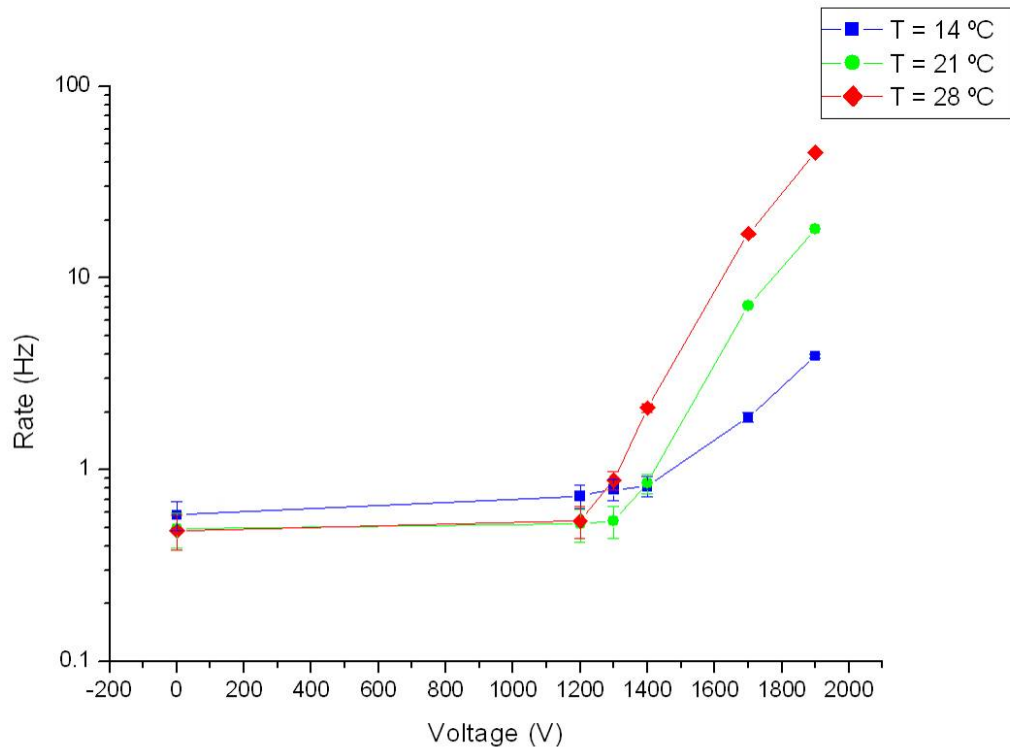


Figura 20. *Rate* del *glowing* en función del voltaje aplicado al PMT G, para distintas temperaturas. En azul, los datos correspondientes a 14 °C. En verde los datos correspondientes a 21 °C. En rojo, los datos correspondientes a 28 °C.

El *rate* de fondo es de $(0,52 \pm 0,06)$ Hz en promedio, tal y como muestran los datos cuando el PMT G está apagado, $V_G = 0$ V. De acuerdo con eso, para $V_G = 1200$ V no se observa un aumento del *rate* para ninguna temperatura, los valores están dentro del intervalo compatible con el ruido de fondo. Para $V_G = 1300$ V se advierte una subida sólo en los datos para $T = 28$ °C. Cuando se alcanza $V_G > 1400$ V, el efecto del *glowing* en el *rate* se manifiesta en las tres temperaturas, si bien es más notable para la temperatura más alta. A medida que se aumenta el voltaje, el *rate* aumenta, siendo el aumento mayor cuánto mayor es la temperatura. Así, en el intervalo que va desde 1400 V a 1900 V, el *rate* aumentó un factor 5 para $T = 14$ °C, mientras que para $T = 21$ °C y $T = 28$ °C, aumentó un factor 21 y un factor 22, respectivamente.

Representando las medidas tomadas en función de las 3 temperaturas, para los distintos voltajes, se obtiene la siguiente gráfica:

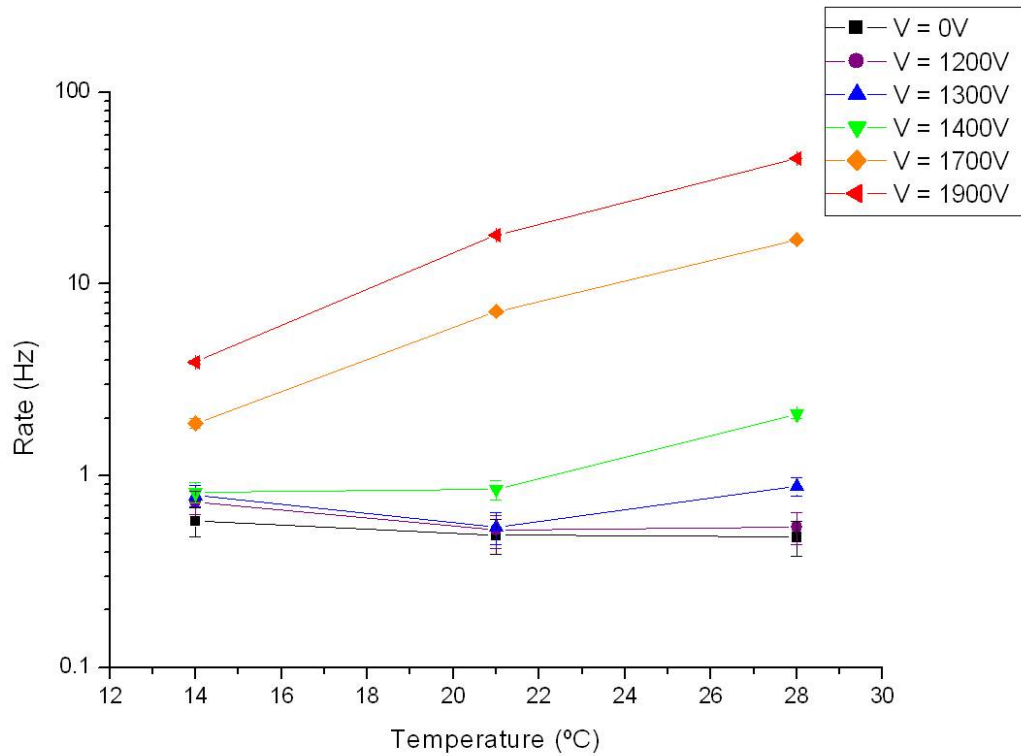


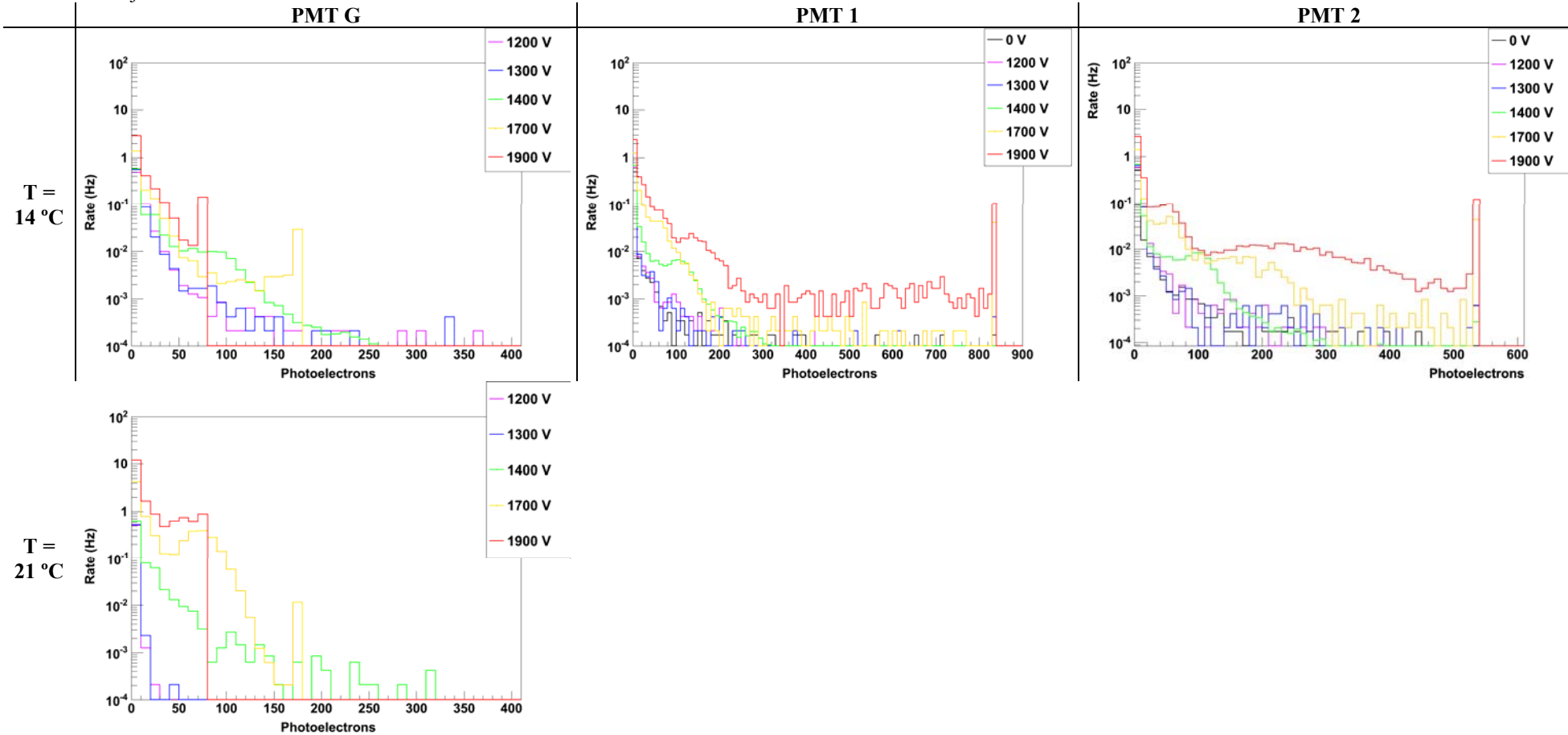
Figura 21. *Rate* del *glowing* en función de la temperatura, para distintos voltajes del PMT G. En negro, los datos correspondiente a $V = 0$ V. En violeta, los datos correspondientes a $V = 1200$ V. En azul, los datos correspondientes a $V = 1300$ V. En verde, los datos correspondientes a $V = 1400$ V. En naranja, los datos correspondientes a $V = 1700$ V. En rojo, los datos correspondientes a $V = 1900$ V.

La figura 21 demuestra la relevancia de la temperatura en el fenómeno del *glowing*: un aumento de la temperatura, conlleva un aumento en el *rate* del *glowing*, aunque parece existir cierto umbral de voltaje (≤ 1300 V) en el cual, o bien no se produce *glowing*, o bien su frecuencia es muy baja; como se ve en los puntos relativos a 1200 V, que coinciden con los del *rate* de fondo. Para voltajes en el PMT G superiores a ese umbral, el aumento en el *rate* con la temperatura es mayor cuanto mayor es el voltaje: para $V_G = 1400$ V, un incremento de temperatura del 200% (de 14 °C se pasa a 28 °C) implica un aumento del *rate* en un factor 3; pero para $V_G = 1700$ V, el mismo incremento de temperatura conlleva un aumento en un factor 9; y para $V_G = 1900$ V, duplicar la temperatura aumenta el *rate* en un factor 12.

4.5.2. Medidas de la intensidad de la luz emitida

A partir de los datos tomados, creamos histogramas en los que en el eje horizontal se muestra el número de fotoelectrones recibidos, y en el eje vertical, la frecuencia con la que aparece. En la figura 22 se han clasificado los espectros obtenidos. En columnas, se han agrupado los espectros correspondientes a un mismo PMT. En filas, se han agrupado los espectros correspondientes a una misma temperatura. Dentro de cada gráfica, se muestran distintos histogramas para distintos voltajes del PMT G.

Figura 22. En cada columna se muestran los espectros obtenidos para un mismo PMT. Cada fila corresponde a una temperatura distinta. En cada gráfica, se muestran, en colores, los distintos voltajes del PMT G.



Examinando la figura 22 por columnas, se observa cómo un aumento de temperatura implica un aumento en la cantidad de luz emitida.

Concentrándose en cada una de las gráficas, se observa que el *glowing* se extiende sobre un rango muy amplio de intensidades, desde unos pocos fotoelectrones hasta más de 800 fotoelectrones vistos por el PMT 1 con 1900 V en el PMT G. De hecho, el QDC llega a saturarse¹, por lo que se trataría de un número aún mayor. Una de las dificultades a la hora de tratar de identificar el *glowing* es que al aumentar el voltaje se produce un incremento de *rate* en todo el rango de fotoelectrones, lo que hace infructuoso tratar de identificar el *glowing* usando un corte en el número de fotoelectrones.

Del análisis de las gráficas de los PMT monitores 1 y 2 (columnas 3 y 4 en la figura 22), se aprecia que al elevar el voltaje, el aumento del *rate* en el histograma no se produce de manera totalmente homogénea en todo el espectro, sino que hay incrementos locales que podrían interpretarse como la activación de nuevos focos de luz dentro de la base del PMT G. Esta hipótesis explicaría las regiones que aparecen y se desplazan en las figuras 23.a a 23.f, donde se ha representado el número de fotoelectrones captado por el PMT 1 frente al número captado por el PMT 2, para distintos voltajes pero a una temperatura constante de $T = 28\text{ °C}$ (la mayor temperatura, lo que garantiza la emisión más cuantiosa de luz). Este espacio de representación (PMT 1 Vs. PMT 2) permite comparar la proporción de luz recibida por cada PMT, e identificar focos.

Se observa que los casos de 0 V y 1200 V (figuras 23.a y 23.b) son muy similares; ambos comparten una distribución con forma hiperbólica, limitada a bajos números de fotoelectrones, y que identificamos con ruido de fondo en el sistema. A medida que aumentamos el voltaje, se observa la aparición de una serie de distribuciones adicionales que se expanden y se vuelven más densas.

Para estudiar detalladamente esas distribuciones, tomamos los datos obtenidos con las condiciones más extremas para la producción de *glowing* (temperatura 28 °C, voltaje en el PMT G 1900 V), correspondiente a la figura 23.f, donde las distribuciones están más claramente identificadas y cuentan con un número de puntos suficientemente elevado como para poder obtener una estadística fiable. Identificamos cuatro regiones, según la población que concentra cada una de ellas:

¹ Sobre la saturación de las medidas, se trata de PMTs diferentes, por lo que la ganancia es diferente, de modo que el umbral de saturación cambia para cada PMT. Para los espectros del PMT G (2ª columna en la figura 22), al variar el voltaje que le aplicamos, también variamos su ganancia. Por eso el pico de saturación se desplaza hacia mayores números de fotoelectrones a medida que disminuimos el voltaje en cada una de las gráficas.

Figura 23. PMT 1 Vs. PMT 2 a $T = 28\text{ }^{\circ}\text{C}$. En cada gráfica se muestra un voltaje en el PMT G diferente.

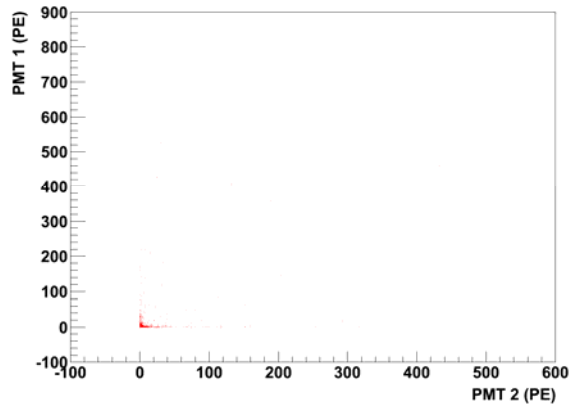


Figura 23.a. PMT G a $V = 0\text{ V}$.

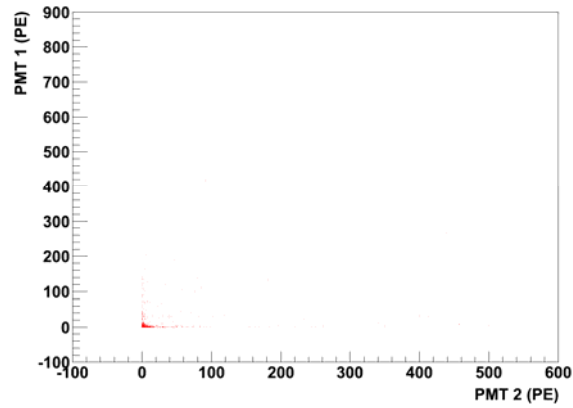


Figura 23.b. PMT G a $V = 1200\text{ V}$.

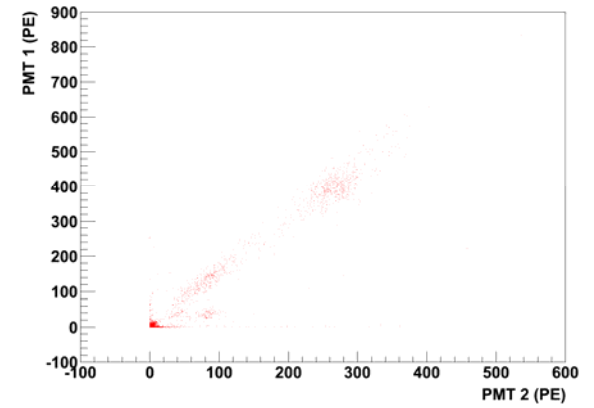


Figura 23.c. PMT G a $V = 1300\text{ V}$.

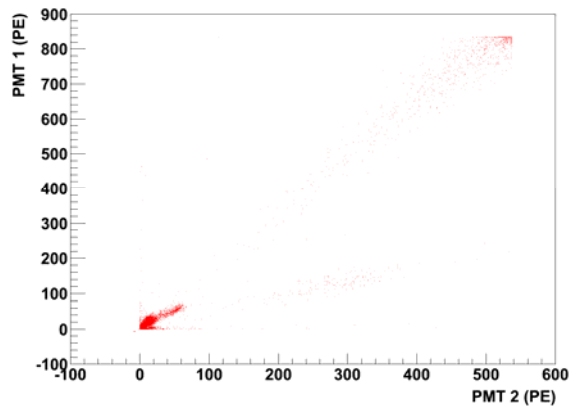


Figura 23.d. PMT G a $V = 1400\text{ V}$.

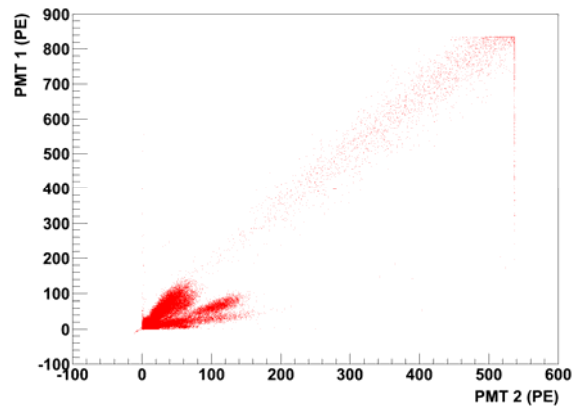


Figura 23.e. PMT G a $V = 1700\text{ V}$.

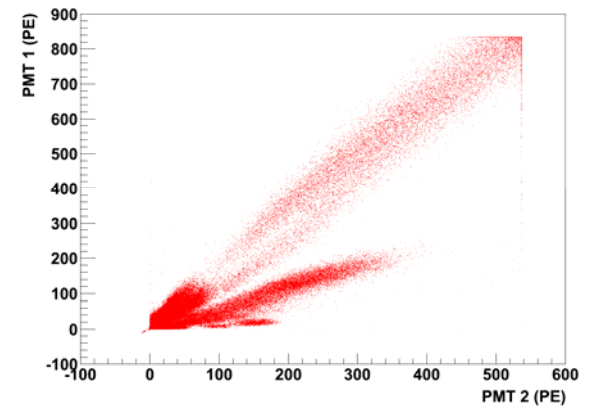


Figura 23.f. PMT G a $V = 1900\text{ V}$.

En la figura 24 se muestran las cuatro regiones identificadas mediante un color propio:

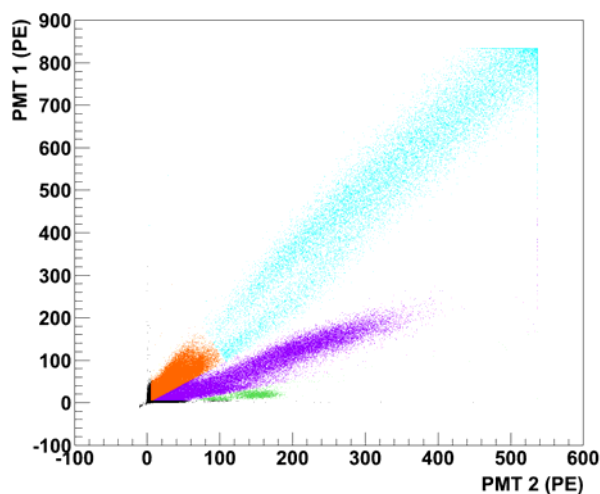


Figura 24. PMT 1 Vs. PMT 2 a $T = 28\text{ }^{\circ}\text{C}$, con PMT G a $V = 1900\text{ V}$. Hemos separado por colores las distintas regiones: R1 en naranja, R2-alta en violeta, R2-baja en verde, y R3 en azul. En negro se muestran los sucesos considerados como “ruido de fondo”.

- R1: Se trata de una región correspondiente a *glowing* con un bajo número de fotoelectrones (no superior a 200), detectado por ambos PMTs de manera aproximadamente igual (aunque el PMT 1 está favorecido con un factor ~ 2).
- R2: Es la distribución aproximadamente simétrica de R1 respecto a la recta $y = x$, por lo que también es vista por ambos PMTs, pero mejor desde el PMT 2, lo que sugiere que su origen es más próximo a este PMT. Corresponde a intensidades mayores que R1 (más de 200 fotoelectrones en el PMT 1 y hasta 400 fotoelectrones en el PMT 2). Muestra una división en dos lóbulos que aparece a partir de 1700 V (figura 23.e), que denominamos:
 - R2-alta: Es aquella más próxima a la distribución R1. Acumula la mayor parte de puntos, y es más extensa.
 - R2-baja: Se sitúa debajo de R2-alta. Corresponde a eventos apenas vistos por el PMT 1 y que dejan hasta 200 fotoelectrones en el PMT 2.
- R3: Se extiende desde el final de R1, con la que se solapa, hasta el número máximo de fotoelectrones posible (saturación del QDC). El hecho de que se sitúe a continuación de R1 sugiere que al menos parte de los eventos que la pueblan pueden ser casos de superposición simultánea de *glowing* desde R1 y R2-alta.

Hemos considerado una región adicional, bajo el nombre de “ruido”, en la que hemos agrupado los eventos tales que han depositado menos de 5 fotoelectrones en uno de los PMTs monitores.

En conclusión, del análisis de la evolución del gráfico PMT 1 Vs. PMT 2 podemos inferir la existencia de 4 regiones distintas de *glowing* (R1, R2-alta, R2-baja, R3), que evolucionan de manera diferente con el voltaje. Una hipótesis es que dichas regiones se correspondan con distintos focos de *glowing*, que van iluminándose al alcanzar ciertos umbrales de voltaje (esto no implica necesariamente la existencia de 4 focos de *glowing* independientes dentro de la base del PMT G, sino que puede tratarse de la interacción conjunta de un número menor de focos, o un cambio de comportamiento de cierto foco al aumenta el voltaje o la temperatura).

Una vez identificadas las regiones, procedemos a calcular la contribución de cada región al espectro de los tres PMTs monitores de 10^{17} :

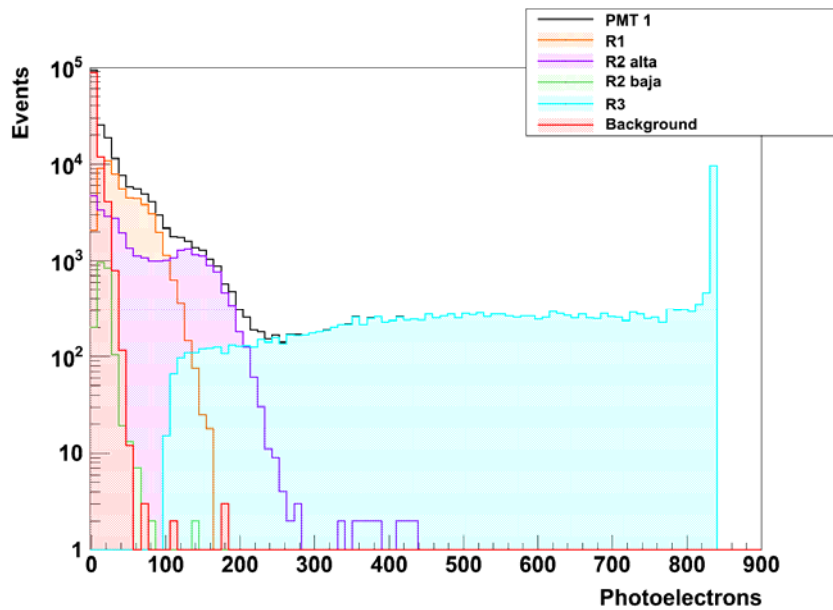


Figura 25. PMT 1 a $T = 28\text{ }^{\circ}\text{C}$, con PMT G a $V = 1900\text{ V}$. Hemos separado por colores las distintas regiones: R1 en naranja, R2-alta en violeta, R2-baja en verde, y R3 en azul. En rojo se muestran los sucesos considerados como ruido de fondo. En negro se muestra el espectro total.

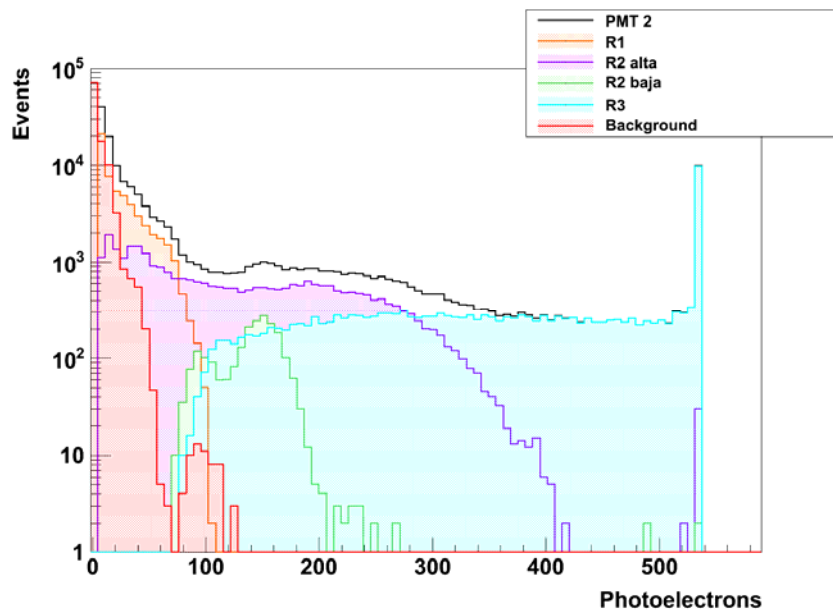


Figura 26. PMT 2 a $T = 28\text{ }^{\circ}\text{C}$, con PMT G a $V = 1900\text{ V}$. Hemos separado por colores las distintas regiones: R1 en naranja, R2-alta en violeta, R2-baja en verde, y R3 en azul. En rojo se muestran los sucesos considerados como ruido de fondo. En negro se muestra el espectro total.

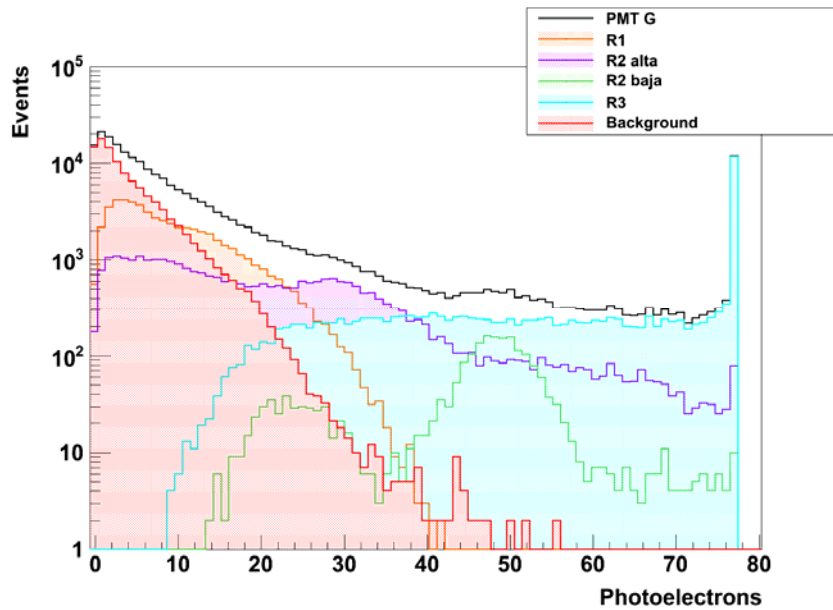


Figura 27. PMT G a $T = 28\text{ }^{\circ}\text{C}$, $V = 1900\text{ V}$. Hemos separado por colores las distintas regiones: R1 en naranja, R2-alta en violeta, R2-baja en verde, y R3 en azul. En rojo se muestran los sucesos considerados como ruido de fondo. En negro se muestra el espectro total.

En las figuras 25 a 27 se muestra la descomposición de los espectros de los PMTs de 10" con $T = 28\text{ }^{\circ}\text{C}$ y con 1900 V en el PMT G. En ellas se observa a qué región corresponde cada parte del espectro. El hecho de que hayamos identificado tres regiones por un lado, y tres tipos de *glowing* por otro, podría evidenciar una correlación. Por ello, se ha solicitado la adquisición de un módulo ADC para incorporarlo a nuestro análisis, y que nos permitiría discriminar eventos atendiendo a su forma; de manera que podríamos explorar la relación existente entre la forma del pulso y su pertenencia a una determinada región.

Aplicando los mismos cortes que hemos usado para separar las regiones de los PMTs, extraemos la contribución de cada región al *rate* que hemos medido con el QDC:

En la figura 28, observamos que para estas condiciones, $T = 28\text{ }^{\circ}\text{C}$, $V = 1900\text{ V}$, hemos tenido un *rate* promedio de $(45,3 \pm 0,2)\text{ Hz}$. La contribución de lo que llamamos "ruido de fondo" a ese *rate* es de $(21,6 \pm 0,2)\text{ Hz}$. Se ha comprobado que el *rate* del "ruido de fondo" aumenta con el voltaje, por lo que no se trata simplemente de ruido aleatorio del sistema (que debería ser independiente del voltaje aplicado al PMT G y constante para todas las medidas), sino que en esa zona de bajo número de fotoelectrones subyace la componente del *glowing* que más emisiones produce, aunque sean de una luminosidad muy baja. El problema que surge con esta componente es que debido a la débil emisión, es muy difícil identificarla usando criterios basados en la luz recibida por los PMTs.

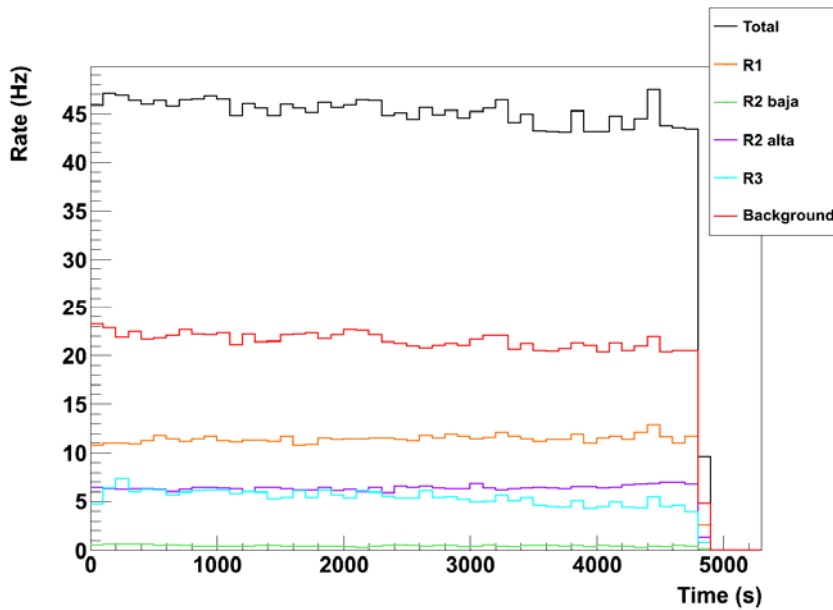


Figura 28. *Rate* en función del tiempo. Hemos separado por colores las distintas contribuciones: R1 en naranja, R2-alta en violeta, R2-baja en verde, y R3 en azul. En rojo se muestran los sucesos considerados como ruido de fondo y/o *glowing* débil. En negro se muestra el *rate* total.

La siguiente contribución en importancia es la de la distribución R1, con $(11,4 \pm 0,2)$ Hz. R2-alta y R3 tienen *rates* muy similares, $(6,4 \pm 0,2)$ Hz y $(5,4 \pm 0,2)$ Hz, respectivamente. Ésto apoya la teoría de que R3, o una parte de ella, proviene de la coincidencia de la emisión de R1 con la de R2-alta. En ese caso, la frecuencia de R3 debe ser aproximadamente igual a la frecuencia menor de las fuentes originales, como ocurre aquí.

Por otro lado, R2-baja muestra un *rate* muy bajo respecto al resto de contribuciones: $(0,4 \pm 0,2)$ Hz.

En los datos analizados, todas las regiones emitieron con *rates* aproximadamente constantes, lo que significa que no se activaron nuevos focos de luz durante el transcurso de la medida.

4.6. Componente UV

La composición del espectro de luz del *glowing* es desconocida. Por ello, se llevaron a cabo una serie de medidas para determinar la posible existencia de una componente ultravioleta en la luz emitida por el PMT. La motivación para estudiar este rango concreto surge de que, en caso de existir luz ultravioleta, podría excitar las moléculas que componen el centellador líquido, magnificando la cantidad de luz detectada por los PMT en Double Chooz.

Con el fin de llevar a cabo este estudio se modificó el montaje experimental de la figura 8, sustituyendo los PMT 1 y 2 de 10" por dos PMT (Hamamatsu R8520, diseñados para el experimento XENON) de 1" sensibles a la luz ultravioleta, manteniendo el resto de la electrónica intacta. Ambos PMT se colocaron paralelos y apuntando hacia la base del PMT G.

Se realizaron dos medidas poniendo el PMT G a $V = 1700$ V a temperatura ambiente de 28°C aproximadamente (condiciones en las que sabemos que se produce *glowing* intenso). En la primera, se tomaron datos usando los dos PMT de 1" directamente. En la segunda, se colocó un filtro ultravioleta delante de uno de los PMT. En la figura 29 se puede comprobar la transmitancia del filtro en función de la longitud de onda de la luz incidente.

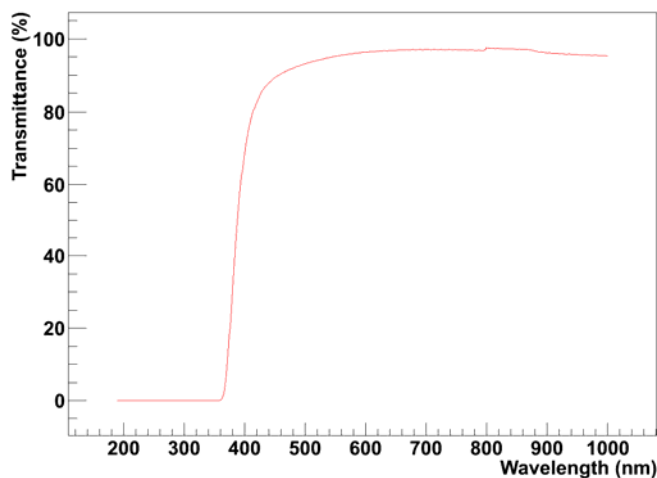


Figura 29. Transmitancia (en porcentaje) en función de la longitud de onda de la luz incidente.

El gráfico en el que se representa la carga medida por uno de los PMT frente a la carga medida por el otro permite identificar y seleccionar el *glowing*, para estudiar el efecto del filtro:

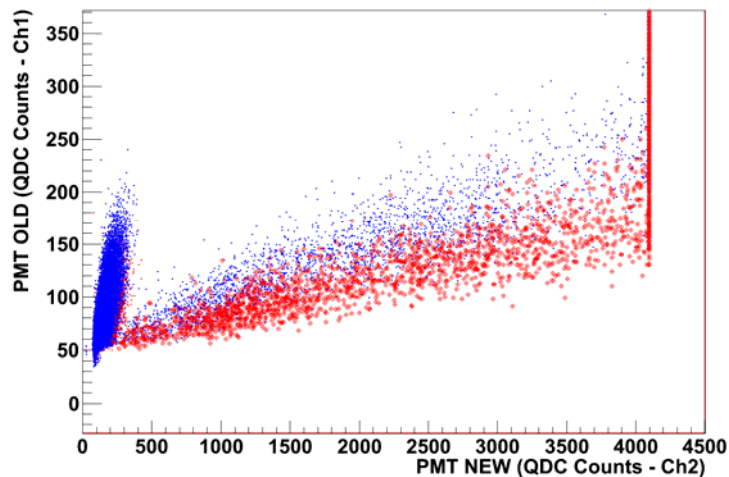


Figura 30. Carga vista por un PMT frente a carga vista por el otro PMT (en cuentas de QDC). En azul se muestran los datos para los dos PMT sin filtro. En rojo, los datos con el filtro colocado en el PMT del canal 2. En el eje vertical se coloca el PMT que nunca lleva filtro. En el eje horizontal, el PMT al que se coloca el filtro. Los puntos rojos con una circunferencia corresponden al *glowing* durante la medida sin colocar el filtro.

En la figura 30 se muestra la carga vista por un PMT frente a la carga vista por el otro PMT. Se reconocen dos distribuciones. La primera es una nube elíptica correspondiente a poca carga detectada por los PMTs. El origen de esta distribución se explica como sucesos que disparan el *trigger* pero que no son vistos por los PMTs, esto es, ruido de fondo. La otra distribución tiene forma triangular, y se extiende hacia cargas altas, llegando a saturar el canal 2 del QDC. Ésta región se identifica con el *glowing*, y es fácilmente seleccionable mediante la inecuación:

$$y \leq \frac{5}{16}(x - 100) \quad (34)$$

En las figuras 31 y 32 hemos representado el espectro de carga de ambos PMT para cada una de las medidas:

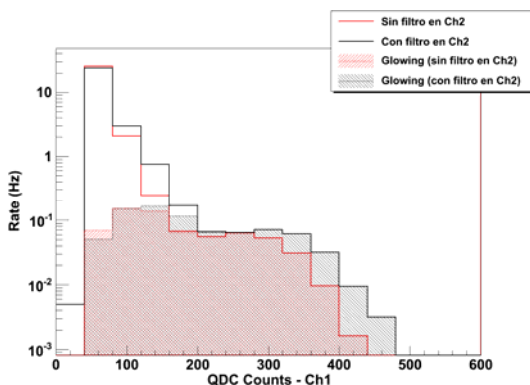


Figura 31. Espectros de carga del PMT del canal 1. En rojo, datos sin filtro UV. En negro, datos con el PMT del canal 2 con filtro. En ambos casos se ha sombreado la región correspondiente al *glowing*.

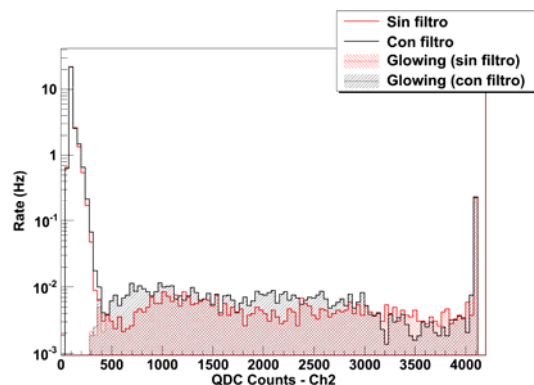


Figura 32. Espectros de carga del PMT del canal 2. En rojo, datos sin filtro UV. En negro, datos con filtro UV. En ambos casos se ha sombreado la región correspondiente al *glowing*.

Como puede verse en las figuras 31 y 32, la cantidad de luz emitida ha sido mayor durante la prueba correspondiente al filtro, lo que enmascara el efecto del filtro sobre el *glowing*. Este hecho no es inusual, ya que es sabido que el *glowing* es un fenómeno variable en el tiempo, de forma irregular. No obstante, es necesario eliminar la variabilidad entre medidas si deseamos compararlas. Para ello, se recurre a representar la razón entre la carga vista por el PMT del canal 2 frente a la carga del PMT del canal 1. Asumiendo que la distribución espacial de la luz no varía entre medidas, este cociente es independiente de la cantidad de luz emitida, y por tanto, es una buena variable para usar en la comparación y determinar si existe luz ultravioleta que se ve suprimida por el filtro:

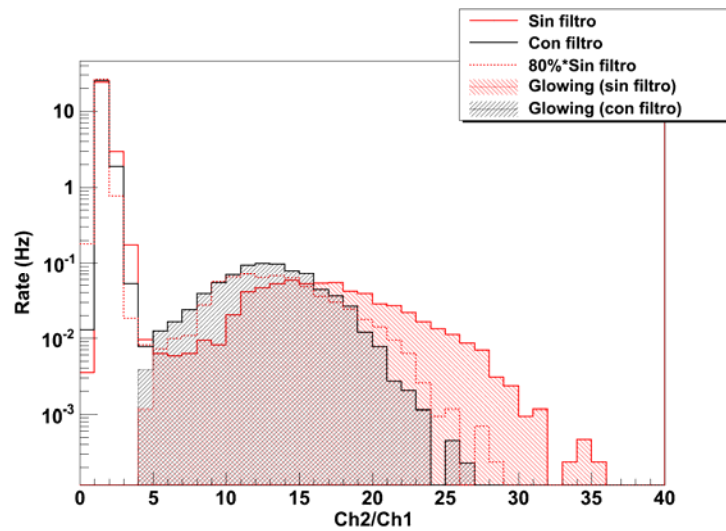


Figura 33. Razón entre la carga vista por el PMT del canal 2 y el PMT del canal 1. En negro, los datos sin colocar el filtro UV. En rojo los datos colocando el filtro UV ante el PMT del canal 2. En ambos casos se ha sombreado la región correspondiente al *glowing*. La línea roja discontinua representa un factor de atenuación del 20% sobre los datos sin filtro.

En la figura 33 se observa el espectro de carga para el cociente entre los dos PMTs. Como se aprecia observando las zonas sombreadas, la colocación del filtro tiene como consecuencia una compresión de los datos hacia valores menores del cociente. Sin embargo, esto no confirma la existencia de luz ultravioleta extinguida por el filtro, ya que dicho desplazamiento es compatible con el que se obtendría en caso de haber una atenuación del 20% sobre todas las longitudes de onda del espectro. Este valor, que corresponde a una transmitancia del 80%, es aproximadamente el que se obtiene para la transmitancia del filtro si se promedia entre 350 nm y 700 nm (ver figura 34).

En conclusión, no hay evidencia clara de que exista componente ultravioleta con una longitud de onda por debajo de 350 nm en el espectro del *glowing*.

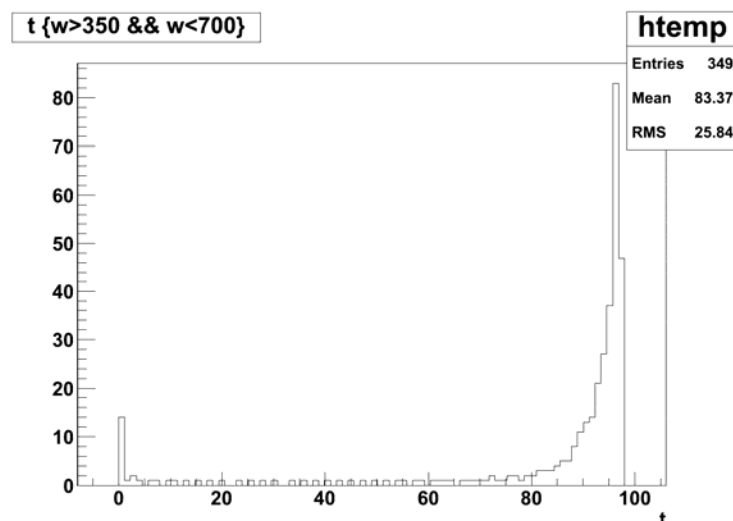


Figura 34. Histograma de la transmitancia entre 350 nm y 700 nm. La media del histograma corresponde a una transmitancia del 83%.

4.7. Supresión del “glowing”

Después de haber estudiado la dependencia del *glowing* con la temperatura y el voltaje, a la hora de plantear estrategias encaminadas a suprimirlo o limitarlo todo lo posible, a priori, parece razonable sugerir una reducción en el voltaje nominal de los PMTs hasta 1200 V (voltaje para el cual, en nuestras pruebas, el *glowing* es indistinguible del ruido de fondo), y un control de la temperatura, con la finalidad de mantener los PMTs a la temperatura más baja posible.

Sin embargo, en caso de que fuera necesario llevar a cabo una acción sobre los PMTs de un detector, estas medidas no son viables. La reducción del voltaje de los PMTs implica una disminución de la ganancia, lo que puede hacer inútiles en la práctica a los PMTs. Por otro lado, en muchos de los experimentos subterráneos, su localización en cavernas les confiere una estabilidad térmica que permite prescindir de sistemas termostáticos, con el consiguiente ahorro en los costes de construcción. Plantear la necesidad de instalar un sistema criostático no sólo complica el diseño de dichos experimentos, sino que actúa negativamente contra su rentabilidad.

Todo ello nos lleva a proponer como solución cubrir la base del PMT y evitar así que la luz emitida salga al exterior.

4.7.1. Diseños de cubiertas para la base del PMT

Nuestra propuesta para reducir el *glowing* es cubrir la base de los PMTs con un material opaco, radiopuro y que sea compatible con los líquidos empleados en el experimento. Esta cubierta quedaría fijada por la misma estructura mecánica que soporta los PMTs y por bridas, sin necesidad de pegamentos. El material elegido es un material plástico, que satisface los requerimientos. Este material está disponible en 4 espesores (30 μm , 50 μm , 80 μm y 100 μm). Las fotografías mostradas en las figuras 35 a 38 corresponden a colocar una lámina con el espesor indicado ante la lente de una cámara fotográfica apuntando hacia el sol. A simple vista, la lámina no es completamente opaca para ninguno de los espesores.



Figura 35. Lámina de 30 μm de espesor.



Figura 36. Lámina de 50 μm de espesor.



Figura 37. Lámina de 80 μm de espesor.



Figura 38. Lámina de 100 μm de espesor.

Se observa que se obtiene una mayor atenuación cuanto mayor es el espesor de la lámina. Sin embargo, existen limitaciones mecánicas impuestas por el hecho de montar la lámina dentro de la estructura de soporte del PMT (ver figura 39). Tras hacer pruebas con los dos espesores mayores, se concluye que ambos son viables, si bien la lámina de 100 μm presenta ciertas dificultades en su plegado e instalación. Descartando los espesores menores (30 μm y 50 μm), examinaremos el factor de apantallamiento que proporcionan los espesores de 80 μm y 100 μm ante el *glowing* para optar por uno de ellos.



Figura 39. Forma de la base del PMT de Double Chooz. Se puede modelizar como un cilindro, de cuya superficie lateral sale perpendicularmente otro cilindro de radio menor (la salida del cable). Alrededor de la base se observa la estructura mecánica que soporta el PMT y en la que se fijará la cubierta.

Se han propuesto tres diseños para la confección de las cubiertas de la base del PMT, que posteriormente fueron probados:

- Diseño C: Se compone de dos piezas. La primera cubre la cara lateral de la base del PMT, sobresaliendo intencionadamente para dar mayor cobertura, y cuenta con un corte terminado en un orificio para dar salida al cable del PMT. La segunda cubre la parte superior de la base, y cuenta con pestañas que se introducen entre el PMT y la primera pieza, de modo que al colocar el soporte del PMT queda fija. (Ver figuras 40 y 41)
- Diseño M: Consta de una única pieza circular, que mediante dobleces se acopla a la base del PMT. Tiene un corte que termina en el orificio para la salida del cable. (Ver figuras 42 y 43)
- Diseño F: Es una variación del diseño M, al que se le han recortado algunas porciones triangulares para facilitar la instalación. (Ver figuras 44 y 45)



Figura 40. Diseño C desplegado.



Figura 41. Diseño C instalado en el PMT.



Figura 42. Diseño M desplegado.



Figura 43. Diseño M instalado en el PMT.



Figura 44. Diseño F desplegado.



Figura 45. Diseño F instalado en el PMT.

Independientemente del diseño, para todos se coloca una banda rectangular envolviendo la salida del cable, ya que se ha comprobado que el 5% de la luz escapa por ese lugar.

4.7.2. Efecto sobre el “rate”

Para evaluar la efectividad de cada cubierta, se empleó el montaje experimental de la figura 9, a una temperatura ambiente (29 °C) poniendo el PMT G al mayor voltaje probado, 1900 V, con el fin de conseguir el *glowing* en las condiciones de mayor emisión posibles (tanto en *rate* como en intensidad).

La metodología seguida consistió en tomar una medida con el PMT G apagado para conocer el nivel del *rate* de ruido del sistema: 0,3 Hz. Posteriormente, se tomó una medida con el PMT G a 1900 V, obteniendo 233 Hz en promedio. Entonces, se fueron instalando los diferentes diseños de cubiertas, midiendo el *rate* para cada diseño, para los 2 espesores considerados (80 μm y 100 μm). El factor de reducción se define como:

$$\text{Reducción (\%)} = 100 \cdot \left(1 - \frac{\text{Rate con cubierta}}{\text{Rate sin cubierta}} \right) \quad (35)$$

Los resultados obtenidos se presentan en la siguiente tabla:

Tabla 5. Resultados de las pruebas de los diseños de cubiertas.

Diseño de cubierta	Reducción (%) con 80 μm	Reducción (%) con 100 μm
C	99,88	99,70
M	99,88	99,88
F	99,71	99,78

Examinando los resultados de la tabla 5, se deduce que el mejor diseño es el tipo M, en cualquiera de sus dos espesores, que obtienen una reducción en el *rate* del *glowing* en un 99,88%.

El diseño C con 80 μm también proporciona el mismo valor, pero en este caso, el espesor de 100 μm arroja un resultado peor. Una posible causa es que, al tener mayor grosor, las pestañas que se insertan para sujetar la pieza que cubre la parte superior de la base del PMT G dejan un espacio mayor entre la cobertura y la base, por el que escapa la luz.

El diseño F proporciona los peores resultados. La explicación es que los cortes introducidos en este diseño para facilitar su montaje no se cierran correctamente, como se muestra en la figura 46, lo que provoca la fuga de luz. Aunque el valor de la reducción de *rate* es muy próximo al resto de diseños, es posible que sea efecto del mecanismo de *trigger*, que como dijimos, proviene de la coincidencia de los tres PMTs de 2”; puesto que, si los agujeros que quedan en el diseño no están dirigidos hacia los PMTs, la luz, que sale colimada, no los alcanzará, ya que la cámara esta recubierta de tela para evitar reflexiones.



Figura 46. Fotografía del diseño F instalado, en la que se ve un agujero por el que puede escapar la luz.

Para finalizar, es importante señalar que esta propuesta no elimina completamente la luz emitida, ya que no hay forma de impedir la propagación por el interior del tubo fotomultiplicador, pudiendo incluso salir a través de la ventana.

4.7.3. Estudio de la transmitancia de la lámina de 80 μm

Se ha optado finalmente por la lámina de 80 μm , ya que consigue resultados equivalentes a la de 100 μm , pero es más fácil de instalar en el soporte del PMT.

Esta lámina se sometió a una espectrofotometría, con el fin de verificar que los resultados obtenidos en las pruebas de las cubiertas eran compatibles con la transmitancia de este material y con la eficiencia cuántica del PMT. Los resultados se muestran en la figura 47:

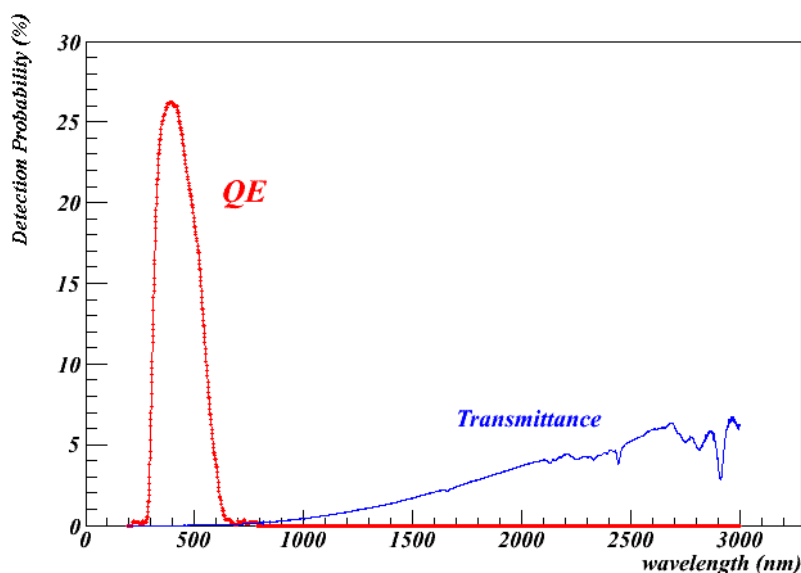


Figura 47. En azul, los datos de transmitancia (en %) de la lámina de 80 μm . En rojo se ha representado la eficiencia cuántica del PMT de Double Chooz.

Como se observa en la figura 47, la transmitancia de la lámina es muy baja por debajo de 500 nm, lo que abarca más de la mitad del intervalo en el que es sensible el PMT de Double Chooz. Para longitudes de onda mayores, la transmitancia comienza a aumentar, pero muy lentamente. En la figura 48 se muestra el resultado de la

convolución de la eficiencia cuántica del PMT con la transmitancia de la lámina de 80 μm , encontrándose que el máximo se sitúa en 550 nm aproximadamente, correspondiéndole una probabilidad de detección por el PMT del 0,16%.

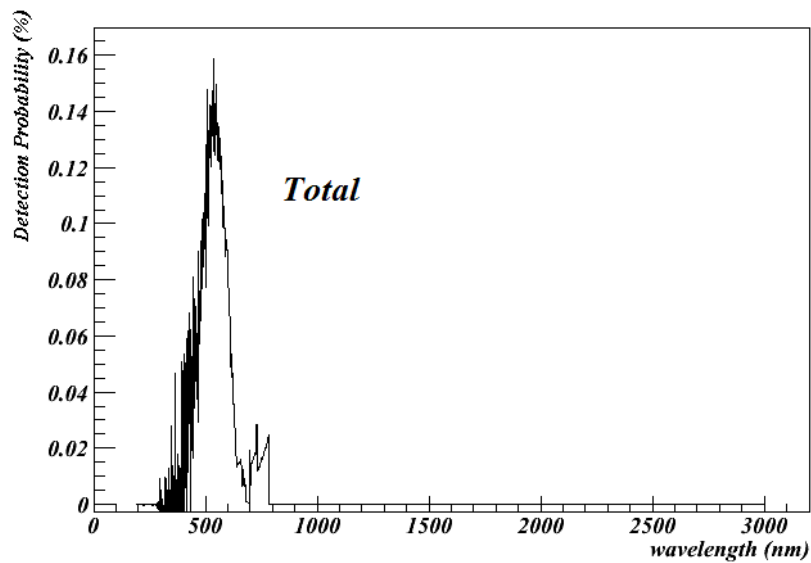


Figura 48. Resultado de la combinación de la transmitancia de la lámina de 80 μm y la eficiencia cuántica del PMT de Double Chooz.

5. Conclusiones

En este trabajo se ha presentado el experimento Double Chooz de oscilaciones de neutrinos con antineutrinos electrónicos procedentes de una central nuclear, explicando sus principios y el funcionamiento de sus detectores.

Concentrándose en uno de los elementos del detector, los tubos fotomultiplicadores Hamamatsu R7081, se ha hecho un estudio del fenómeno de *glowing* (emisión de luz procedente de la base del tubo fotomultiplicador), encontrando que se manifiesta en un mínimo de tres pulsos diferentes, que se produce inmediatamente después de aplicar el voltaje a la base del PMT, y que varía en el tiempo, con el voltaje y con la temperatura. Con el fin de caracterizar la variación respecto a las dos últimas variables, se realizó un estudio sistemático, concluyendo que tanto el *rate* como la intensidad de la luz aumentan con el incremento del voltaje y la temperatura. Asimismo, se han obtenido resultados compatibles con la existencia de múltiples fuentes lumínicas dentro de la base, cuya activación y emisividad varían con el voltaje y la temperatura aplicados.

Dada la sensibilidad del líquido centellador del detector de Double Chooz a la luz ultravioleta, se ha investigado la posibilidad de que haya una componente ultravioleta en el espectro del *glowing* emitido con $\lambda < 350$ nm, obteniendo un resultado negativo.

Por último, se han propuesto formas de reducir el *glowing* mediante el uso de una cubierta para la base del PMT. Se han probado varios diseños para dicha cubierta, comprobando que cualquiera de ellos ofrece una reducción del *glowing* por encima del 99%.

Entre los planes futuros a corto plazo está la adquisición de un módulo ADC para incorporar en nuestro análisis la forma del pulso. El hecho de que se hayan identificado tres regiones en la gráfica de un PMT monitor frente al otro, y tres tipos de *glowing* será examinado con el nuevo instrumental en detalle para intentar establecer una relación biunívoca entre cada región del espectro y el tipo de *glowing*. Asimismo, la mejora en la sensibilidad que vendrá asociada, permitirá estudiar con mayor profundidad la posible existencia de un voltaje umbral tal que con él no se produzca *glowing* y permita operar el PMT.

Además, puesto que la cubierta de la base del PMT no impide la emisión de luz hacia el interior del propio PMT, se construirá un nuevo montaje experimental que cuantificará la cantidad de luz emitida vista por el propio PMT, y la cantidad que acaba saliendo por la ventana del PMT. Este resultado es importante ya que es un dato inicial necesario en las simulaciones del detector.

Referencias

- [1] C. L. Cowan *et al.*, *Detection of the free neutrino*, *Phys. Rev.*, 117, 159 - 173, (1960).
- [2] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle physics*, *Phys. Lett. B*, 667, 1 (2008).
- [3] C. Giunti and C. W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, 2007.
- [4] T. Schwetz *et al.*, *Three-flavour neutrino oscillation update*, *New Journal of Physics*, 10, 113011 (2008)
- [5] F. Ardellier *et al.* (Double Chooz Collaboration), (2006). *Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle θ_{13}* . arXiv: hep-ex/ 0606025. 162pp.
- [6] M. Goodman, *Introduction to three neutrino mixing parameter listings*, (Particle Data Group) (2010).
- [7] T. Akiri (Tesis de doctorado). *Test des Flash-ADCs, optimisation de la conception du détecteur et développement d'un nouveau concept de reconstruction spatiale dans l'expérience de neutrino Double Chooz pour la mesure de l'angle de mélange θ_{13}* , 2010.
- [8] D. Cano. *Física Nuclear Aplicada II: Energía y Tecnología Nuclear*, Máster Universitario en Física Nuclear, 2011.
- [9] S. Glasstone and A. Sesonske. *Nuclear reactor engineering*. Van Nostrand Reinhold, cop., 1981
- [10] T. A. Mueller (Tesis de doctorado). *Double Chooz experiment: simulation of the spectrum of antineutrinos coming from reactors* (en francés), 2010.
- [11] Paquete MURE. <http://www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/nea-1845>
- [12] Paquete DRAGON. <http://www.polymtl.ca/nucleaire/DRAGON/en/>
- [13] http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-etd/index_en.html
- [14] Comunicación interna de Double Chooz (CIEMAT)
- [15] C. Palomares para la colaboración Double Chooz, *Parametrization of the Response of the photomultiplier Hamamatsu R7081*.
- [16] Paquete ROOT. <http://root.cern.ch/drupal/>

El/la abajo firmante, matriculado/a en el Máster en Física Nuclear de la Facultad de Ciencias Físicas, autoriza a la Universidad Complutense de Madrid (UCM) a difundir y utilizar con fines académicos, no comerciales y mencionando expresamente a su autor el presente Trabajo de Fin de Máster: "ESTUDIO DE LA EMISIÓN DE LUZ EN LOS TUBOS FOTOMULTIPLICADORES DEL EXPERIMENTO DOUBLE CHOOZ", realizado durante el curso académico 2010-2011 bajo la dirección de Inés Gil Botella y Roberto Santorelli en el Departamento de Investigación Básica del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), y a la Biblioteca de la UCM a depositarla en el Archivo institucional E-Prints Complutense con el objeto de incrementar la difusión, uso e impacto del trabajo en Internet y garantizar su preservación y acceso a largo plazo.

La publicación en abierto tendrá un embargo de: Ninguno.

Fdo:



José Ignacio Crespo Anadón

Los abajo firmantes, directores de un Trabajo Fin de Master presentado en el Máster en Física Nuclear de la Facultad de Ciencias Físicas, autorizan a la Universidad Complutense de Madrid (UCM) a difundir y utilizar con fines académicos, no comerciales y mencionando expresamente a su autor el presente Trabajo de Fin de Máster: "ESTUDIO DE LA EMISIÓN DE LUZ EN LOS TUBOS FOTOMULTIPLICADORES DEL EXPERIMENTO DOUBLE CHOOZ", realizado durante el curso académico 2010-2011 bajo nuestra dirección en el Departamento de Investigación Básica del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), y a la Biblioteca de la UCM a depositarla en el Archivo institucional E-Prints Complutense con el objeto de incrementar la difusión, uso e impacto del trabajo en Internet y garantizar su preservación y acceso a largo plazo.

La publicación en abierto tendrá un embargo de: Ninguno.

Fdo:



Inés Gil Botella



Roberto Santorelli