

TRABAJO DE ESPECIALIZACIÓN

---

# EMISIÓN Y DETECCIÓN DE AXIONES PROCEDENTES DE SUPERNOVAS

---

Abril de 2021



Jaime Redondo-Yuste  
Facultad de Ciencias Físicas  
Universidad Complutense de Madrid  
[jairedon@ucm.es](mailto:jairedon@ucm.es)

# 1 Introducción

Este trabajo está basado en el artículo [1], que a su vez, es un avance preliminar de los resultados de la tesis de Pierluca Carenza [2]. El artículo analiza la posibilidad de detectar axiones emitidos en supernovas cercanas a partir de mediciones en el detector de neutrinos Hyper-Kamiokande [3, 4]. En resumidas cuentas, durante el colapso del núcleo de una supernova se podrían producir axiones en un proceso de brehmstrahlung nuclear, que se detallará posteriormente. Esta señal de axiones complementaría a la señal de neutrinos, y mediante ciertas técnicas experimentales podrían resultar en una señal lo suficientemente fuerte como para ser detectada con una significancia estadística relevante en la nueva generación de detectores de neutrinos en agua.

La estructura de este trabajo es la siguiente. En la sección 2 se explicará la introducción del axi3n como posible nueva partícula para resolver ciertos problemas que presenta la cromodinámica cuántica. En la sección 3 se analizará el mecanismo por el cual los axiones pueden ser emitidos durante una Supernova, y en 4 se discute la colisión de los axiones con los núcleos del detector, y finalmente en 5 se analiza la posibilidad de detectar estos axiones en particular con el detector Hyper-Kamiokande.

## 2 El problema CP fuerte y los axiones

En el modelo estándar, las interacciones fuertes se describen por una teoría  $SU(3)$  que describe las interacciones cromodinámicas entre quarks y gluones. Aunque este modelo es predictivamente robusto hasta la fecha, se observó que admitía soluciones de tipo instantón. Estas soluciones conllevaban la aparición de términos adicionales en el lagrangiano de QCD que resultaban en violaciones fuertes de las simetrías P, T y CP [5].

Una posible solución a este problema fue propuesta por Peccei y Quinn [6, 7], incluyendo una simetría quiral global  $U(1)_{PQ}$  a la teoría. No obstante, las mismas soluciones de instantones que originaban el problema CP fuerte rompen la simetría  $U(1)_{PQ}$ , así que esta debe estar rota espontáneamente. Por tanto, se introduce una nueva partícula, el axi3n, como el bos3n de Goldstone asociado a esta simetría rota [8, 9]. Esta partícula debe ser un pseudo-escalar bastante ligero. El lagrangiano de la teoría incluyendo el axi3n sería

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \bar{\theta}_{QCD} \frac{g^2}{32\pi^2} \tilde{G}_{\mu\nu}^{(a)} G^{\mu\nu(a)} - \frac{1}{2} \partial_\mu \partial^\mu a + \mathcal{L}_{int}(a, \psi) + \quad (1)$$

$$+ \xi \frac{a}{f_a} \frac{g^2}{32\pi^2} \tilde{G}_{\mu\nu}^{(a)} G^{\mu\nu(a)} + \xi_\gamma \frac{a}{f_a} \frac{e^2}{16\pi^2} \tilde{F}_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (2)$$

donde  $\mathcal{L}_{SM}$  es el lagrangiano del modelo estándar,  $\bar{\theta}_{QCD}$  es un parámetro que, en base a las observaciones, debe ser muy pequeño,  $G_{\mu\nu}^{(a)}$  es el tensor de campo de los gluones,  $F_{\mu\nu}$  el asociado a los fotones, se admite una interacción entre axiones  $a$  y espinores, y las constantes  $\xi/\xi_\gamma$  determinan el acoplo entre axiones y gluones/fotones, respectivamente. El parámetro  $f_a$  es la escala a la cual se produce la ruptura espontánea de simetría, estimada en  $f_a > 300\text{GeV}$ .

A la vista de los términos de este lagrangiano, se propusieron modelos para detectar axiones en base a su decaimiento en fotones [8], pero la interacción sería demasiado débil. Más interesante es la interacción efectiva que resulta con los núcleos, que se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{1}{2f_a} \bar{\psi}_N \gamma^\mu \gamma^5 (C_0 + C_1 \tau_3) \psi_N \partial_\mu a, \quad (3)$$

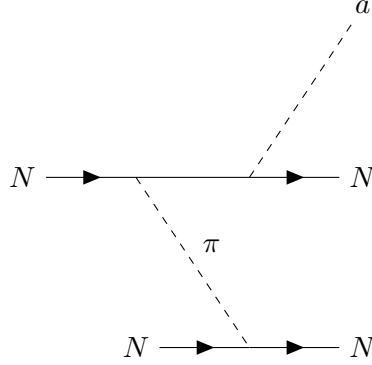
con  $C_{0/1} = (C_p \pm C_n)/2$  y  $\tau_3$  es una matriz de Pauli.

En resumidas cuentas, una posible solución al problema CP fuerte requiere la introducción de un pseudoescalar ligero, el axi3n, que se acoplaría débilmente a los leptones y nucleones, resultando en interacciones potencialmente medibles. Una discusión más detallada de este paradigma se da en [10].

### 3 Emisión de axiones en Supernovas

La idea de que se pudieran emitir axiones en supernovas es relativamente antigua [11]. Conviene recordar brevemente que una supernova es la fase final de la vida de una estrella suficientemente masiva. Cuando en el núcleo la fusión nuclear es imposible, éste empieza a colapsar gravitacionalmente. En el proceso se producen capturas de electrones  $e^- p \rightarrow n \nu_e$ , que acaban resultando en un frenazo del colapso cuando la densidad de la estrella es del orden de  $\rho \sim 10^{14} \text{g cm}^{-3}$ . Este es el momento en el cual se produce la explosión, resultante en una gran emisión de neutrinos y demás partículas. A continuación, el remanente del núcleo es lo que se denomina una proto-estrella de neutrones o proto-agujero negro, dependiendo de la masa del objeto. Este objeto se enfría progresivamente, actuando en buena aproximación como un cuerpo negro emitiendo radiación a través de neutrinos, o posiblemente también a través de axiones.

El proceso que aparentemente resulta más relevante en esta fase y que involucra axiones es el brehmstrahlung nuclear, o radiación de frenado nuclear, consistente en el proceso  $NN \rightarrow NN a$ . A nivel de árbol se corresponde con el diagrama



donde  $N$  es un neutrón o un protón. Las interacciones relevantes vienen dadas por [12]

$$\mathcal{L}_{aN} = \sum_{i=p,n} \frac{C_i}{2f_a} \bar{\psi}_i \gamma^\mu \gamma^5 \psi_i \partial_\mu a, \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_{\pi N} = 2 \frac{m_N f_{ij}}{m_\pi} \bar{\psi}_i \gamma^5 \psi_j \pi. \quad (5)$$

Se puede comprobar que la interacción con los núcleos 3 se deriva de esta interacción con neutrones y protones [13]. Si bien las constantes  $C_i$  dependen del modelo concreto de axiones a considerar, el resto del proceso es independiente del modelo escogido, lo que resulta en que sea un proceso especialmente interesante para estudiar la posible detección de axiones.

En el límite no-relativista se puede calcular de forma sencilla la amplitud correspondiente al proceso  $NN \rightarrow NNa$  (nótese que además del diagrama representado hay que considerar otros diagramas, correspondientes a la emisión del axión por parte de cada uno de los 4 nucleones), obteniendo

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{16(4\pi)^3 \alpha_\pi^2 \alpha_a}{3m_N^2}, \quad (6)$$

donde se ha omitido un factor dependiente de los momentos que, en cualquier caso, será una pequeña corrección. Se tiene que  $\alpha_\pi \sim 15$  y  $\alpha_a = (C_N m_N / f_a)^2 / (4\pi)$ .

Dependiendo del valor del acoplo entre axiones y nucleones,  $g_{aN} = C_N m_N / f_a$ , se pueden dar diferentes casos. Principalmente se distinguen dos regímenes:

- **Interacción débil:** Para valores de  $g_{aN} \leq 10^{-8}$ , los axiones escapan libremente del núcleo de la supernova, llevándose parte de la energía de la misma y, en consecuencia, reduciendo el tiempo de duración de la

emisión de neutrinos. El flujo de axiones en este caso va a ser pequeño, pero a su vez va a disminuir el flujo de neutrinos.

- **Interacción fuerte:** Si  $g_{aN} \geq 10^{-7}$  los axiones se quedan atrapados, formando una esfera de axiones, y por tanto no se llevan de forma eficiente energía de la supernova. Aquí el impacto sobre la evolución del proceso es menor, y serían emitidos en un chorro, de modo similar a como se produce la emisión de neutrinos. El flujo de axiones será mayor en este caso, pero no disminuye el flujo de neutrinos.

## 4 Interacción de los axiones con el detector

Una vez analizado el proceso por el cual se podrían emitir los axiones, el siguiente paso consiste en estudiar su interacción con el detector. En un detector como el Hyper-Kamiokande, buscamos interacciones de los axiones con los átomos, en particular, de oxígeno dentro de las moléculas de agua. El proceso a considerar, por tanto, es el de la absorción de un axión por parte de un átomo de oxígeno,  $a + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{O}^*$ , alcanzando un estado excitado  ${}^{16}\text{O}^*$  que luego decaería emitiendo una señal que podría ser detectada. La sección eficaz de este proceso, utilizando la interacción efectiva dada por la Ec. 3 es

$$\sigma = \frac{4\pi^2 E_p}{f_a^2} |\langle J^P | L_{j,0} | 0^+ \rangle|^2, \quad (7)$$

siendo  $E_p = p$  la energía del axión (en el límite en el que su masa se anula) con momento  $p$ , y con

$$L_{j,0} = \frac{i}{p} \int d^3r \partial_i (j_j(pr) Y_{j,0}(\Omega)) J^i(r), \quad (8)$$

$$J^i(r) = \bar{\Psi}_N(\vec{r}) \gamma^i \gamma^5 (C_0 + C_1 \tau_3) \Psi_N(\vec{r}). \quad (9)$$

El elemento de matriz se está calculando entre el estado fundamental del  ${}^{16}\text{O}$ ,  $|0^+\rangle$  y el estado excitado,  $\langle J^P |$ . El momento angular y la paridad vienen fijados por las leyes de conservación, así que se tiene que  $J$  es exactamente el momento angular del axión y su paridad es  $P = (-1)^{J+1}$ .

Para calcular esto, hay que tener en cuenta que el operador multipolar  $L_{j,0}$  depende de la corriente hadrónica  $J^i(r)$ , que a su vez queda determinada por la estructura nuclear. Esto se calcula utilizando la Aproximación de Fase Aleatoria (Random Phase Approximation). Posteriormente, se utilizan diversos códigos numéricos para obtener la emisión de fotones desde el estado excitado  ${}^{16}\text{O}^+$ .

## 5 Detección experimental de axiones

A continuación se analiza, a la vista de los procesos descritos previamente, los eventos de axiones que se podrían detectar en un detector al modelo del Hyper-Kamiokande, con masa  $M = 374\text{kton}$ . El número de eventos viene dado por

$$N_{ev} = F \otimes \sigma \otimes \mathcal{R} \otimes \mathcal{E}, \quad (10)$$

donde  $F$  es el flujo de neutrinos o axiones,  $\sigma$  la sección eficaz en el detector,  $\mathcal{R}$  la resolución del detector y  $\mathcal{E}$  la eficiencia. Se supone que  $\mathcal{E} = 1$  en energías por encima del umbral, que para este detector está en  $E_{th} = 5\text{MeV}$ . Explícitamente,

$$\frac{dN}{d\epsilon} = N_T \int_{E_{th}}^{\infty} d\epsilon' \mathcal{R}(\epsilon, \epsilon') \int dE F(E) \frac{d\sigma}{d\epsilon'}(\epsilon', E), \quad (11)$$

donde la resolución  $\mathcal{R}(\epsilon, \epsilon')$  viene dada por una gaussiana para  $\epsilon$  centrada en  $\epsilon'$  y de anchura  $\sigma_\epsilon = 0.6\sqrt{\epsilon/\text{MeV}}$  y el flujo se define como  $F(E) = N_0 f(E)/(4\pi d^2)$ , siendo  $N_0$  el número total de partículas emitido,  $d$  la distancia a la Supernova y  $f(E)$  la distribución de energías normalizada a la unidad. Por último, el número total de objetivos,  $N_T$  se calcula como

$$N_T = q \frac{M(\text{kton}) \times 10^9}{M_{\text{mol}}} \times N_A, \quad (12)$$

con  $M_{\text{mol}}$  la masa molar expresada en  $\text{g cm}^{-3}$  y  $q$  el número de objetivos por molécula. Para el agua, si el objetivo son los átomos de oxígeno,  $q = 1$ , mientras que si el objetivo son los protones,  $q = 2$ .

El objetivo aquí es comparar el número de eventos asociados a axiones con los eventos de neutrinos, que a priori serían los mayoritarios. En el detector pueden ocurrir los siguientes procesos:

- $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$ , la desintegración beta inversa (IBD).
- $\nu e^- \rightarrow \nu e^-$ , colisiones elásticas (ES) entre neutrinos y electrones.
- Interacciones con núcleos de oxígeno medidas por corrientes neutras (O-NC) y por corrientes cargadas (O-CC).

Las secciones eficaces para cada uno de estos procesos son conocidas en la literatura (ver pp. 76-79 de [2]). El proceso más dominante es el IBD, mientras que los procesos ES son útiles para determinar la dirección de procedencia de los neutrinos, pues el electrón conserva la dirección del neutrino incidente.

Dado que el número de eventos asociados al proceso  $a - O$  es significativamente menor, es necesario realizar un análisis que contribuya a disminuir el ruido de fondo de neutrinos, en este caso. Utilizando precisamente la direccionalidad de los eventos ES, se pueden eliminar la mayoría de estos eventos. Además, si se dopa con Gadolinio el detector, se pueden identificar con una buena eficiencia los decaimientos beta, IBD. Esto se debe a que el Gd tiene una alta tasa de captura de neutrones, que luego se emiten en una cascada de fotones con una energía de 8MeV, así que la detección simultánea de un positrón y de los fotones de esa energía permite identificar claramente que el proceso ocurrido ha sido un IBD causado por neutrinos.

El número de eventos, teniendo en cuenta esta reducción del ruido de fondo, para axiones en el régimen libre y para axiones en el régimen atrapado se muestra en la siguiente tabla. Cabe mencionar que estos valores tienen en cuenta unas correcciones al flujo de axiones explicadas en [14].

Interacción	Eventos (Débil)	Eventos (Fuerte)
a-0	$4.76 \times 10^3$	$2.73 \times 10^5$
IBD	$1.75 \times 10^4$	$2.85 \times 10^3$
ES	$1.77 \times 10^3$	522
O-CC	$1.55 \times 10^3$	24
O-NC	$8.10 \times 10^3$	116

Table 1: Número de eventos en el rango  $[5, 10]$ MeV que se detectarían tras aplicar la reducción del ruido descrita anteriormente para axiones en el régimen libre o de interacción débil,  $g_{ap} = 9 \times 10^{-10}$ ,  $g_{an} = 0$ , para una supernova a  $d = 1$ kpc (izquierda) y en el régimen atrapado o de interacción fuerte,  $g_{ap} = g_{an} = 10^{-6}$  para una supernova a  $d = 10$ kpc (derecha).

## 6 Conclusiones

En el trabajo [1] se ha estudiado la posibilidad de detectar axiones producidos en supernovas a través de detectores de neutrinos como el Hyper-Kamiokande, es decir, detectores de agua en subsuelo que detectan radiación Cherenkov, principalmente.

Aquí se ha intentado resumir los procesos involucrados en este fenómeno, empezando por la naturaleza de los axiones para resolver el problema CP fuerte del modelo estándar, así como el proceso de brehmstrahlung nuclear

por el cual los axiones podrían ser emitidos en supernovas y las colisiones que involucran axiones y que permitirían su detección en el detector. Los cálculos realizados justifican que teniendo en cuenta la reducción del ruido de fondo, que es perfectamente factible con la tecnología actual, sería posible detectar los axiones con una buena fiabilidad en la nueva generación de detectores de neutrinos.

De detectar estos axiones se podría confirmar el mecanismo por el que se resuelve el problema CP fuerte, así como mejorar el conocimiento sobre los fenómenos nucleares involucrados en supernovas, e incluso poner nuevas cotas a los posibles modelos de materia oscura que utilizan axiones [15].

Por último, cabe mencionar que hay nuevos resultados [16] que justifican que en el núcleo de las supernovas hay una abundancia de  $\pi^-$  suficiente para que el proceso  $\pi^- p \rightarrow na$  sea dominante frente al brehmstrahlung nuclear, emitiendo más axiones con mayores energías. En particular, la emisión de axiones muy energéticos permitiría explorar otras interacciones que podrían mejorar las expectativas para su detección en detectores como el hyper-Kamiokande.



## References

- [1] Pierluca Carenza, Giampaolo Co, Tobias Fischer, Maurizio Giannotti, Alessandro Mirizzi, and Thomas Rauscher. Axion emission and detection from a galactic supernova. *arXiv preprint arXiv:1808.04101*, 2018.
- [2] Pierluca Carenza. *Axion Emission and Detection from a Galactic Supernova*. PhD thesis, Bari U., 2018.
- [3] K Abe, T Abe, H Aihara, Y Fukuda, Y Hayato, K Huang, AK Ichikawa, M Ikeda, K Inoue, H Ishino, et al. Letter of intent: The hyperkamiokande experiment—detector design and physics potential—. *arXiv preprint arXiv:1109.3262*, 2011.
- [4] Ke Abe, Ke Abe, H Aihara, A Aimi, R Akutsu, C Andreopoulos, I Anghel, LHV Anthony, M Antonova, Y Ashida, et al. Hyperkamiokande design report. *arXiv preprint arXiv:1805.04163*, 2018.
- [5] G. 't Hooft. Symmetry breaking through bell-jackiw anomalies. *Phys. Rev. Lett.*, 37:8–11, Jul 1976.
- [6] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, Jun 1977.
- [7] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. D*, 16:1791–1797, Sep 1977.
- [8] Steven Weinberg. A new light boson? *Phys. Rev. Lett.*, 40:223–226, Jan 1978.
- [9] TW Donnelly, SJ Freedman, RS Lytel, RD Peccei, and M Schwartz. Do axions exist? *Physical Review D*, 18(5):1607, 1978.
- [10] Jihn E Kim and Gianpaolo Carosi. Axions and the strong c p problem. *Reviews of Modern Physics*, 82(1):557, 2010.
- [11] Michael S Turner. Axions from sn1987a. *Physical Review Letters*, 60(18):1797, 1988.
- [12] G. G. Raffelt. *Stars as laboratories for fundamental physics: The astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles*. 5 1996.
- [13] J. Engel, D. Seckel, and A. C. Hayes. Emission and detectability of hadronic axions from sn 1987a. *Phys. Rev. Lett.*, 65:960–963, Aug 1990.
- [14] Jae Hyeok Chang, Rouven Essig, and Samuel D McDermott. Supernova 1987a constraints on sub-gev dark sectors, millicharged particles, the

qcd axion, and an axion-like particle. *Journal of High Energy Physics*, 2018(9):1–45, 2018.

- [15] Leanne D Duffy and Karl Van Bibber. Axions as dark matter particles. *New Journal of Physics*, 11(10):105008, 2009.
- [16] Pierluca Carenza, Bryce Fore, Maurizio Giannotti, Alessandro Mirizzi, and Sanjay Reddy. Enhanced supernova axion emission and its implications. *Physical Review Letters*, 126(7):071102, 2021.