

Estudio de señal y fondo en el experimento $Ga\gamma$ ESS en la Fuente de Espalación Europea



María Jiménez Puyuelo

Trabajo de fin de Máster
Máster en Física y Tecnologías Físicas

Dirigido por:

Francesc Monrabal Capilla

Ponente:

Susana Cebrián Guajardo

2022-2023

Resumen. La dispersión elástica coherente neutrino-núcleo ($CE\nu NS$) es un tipo de interacción en la que los neutrinos son dispersados por los núcleos como conjunto, siendo el retroceso del núcleo el único observable experimental. Este proceso constituye un canal para la detección de neutrinos de baja energía. La Fuente de Espalación Europea (ESS) ha sido identificada como una fuente de neutrinos de energía y flujo óptimos para el estudio de $CE\nu NS$. Estas características permiten el uso de detectores de relativamente baja masa, como las cámaras de proyección temporal (TPC) de gas noble, como $Ga\nu ESS$.

En este trabajo se ha estudiado la señal inducida por el flujo de neutrinos de la ESS en el detector $Ga\nu ESS$ con diferentes gases nobles; argón, kriptón y xenón. Un tipo de fondos problemáticos en experimentos $CE\nu NS$ que operan en fuentes de espalación son los neutrones relacionados con el haz de protones. Los mayores esfuerzos de este trabajo han consistido en desarrollar una simulación de Monte Carlo con la que estudiar el tipo de eventos inducidos sobre el detector por esta componente del fondo. Se han evaluado diferentes estrategias de blindaje y se ha podido determinar cuál de las localizaciones disponibles dentro de las instalaciones de la ESS ofrece una óptima relación señal-fondo. El factor de *quenching* tiene en cuenta la pérdida de energía del retroceso nuclear que ocurre en detectores de ionización. Considerando un modelo realista del detector, con resolución en energía y umbral, se ha simulado la detección de eventos $CE\nu NS$ y de fondo de neutrones en función de diferentes escenarios de umbral de energía y de factor de *quenching*.

Abstract. Coherent elastic neutrino-nucleus scattering ($CE\nu NS$) is a type of interaction where neutrinos are scattered by a nucleus as a whole, being the recoil of the nucleus the only experimental observable. This process constitutes a channel for the detection of low energy neutrinos. The European Spallation Source (ESS) has been identified as a source of neutrinos of optimal energy and flux for the study of $CE\nu NS$. These features allow the use of relatively low-mass detectors such as noble gas time projection chambers (TPC) like $Ga\nu ESS$.

During this work, the signal induced by the neutrino flux of the ESS in the $Ga\nu ESS$ detector with different noble gases (argon, krypton and xenon) has been studied. A type of problematic backgrounds for $CE\nu NS$ experiments operating on spallation source facilities are the beam related neutrons. The greatest efforts of this work have consisted in developing a Monte Carlo simulation with which to study the type of events induced by this component of the background. Different shielding strategies have been evaluated and it has been possible to determine what of the available locations within the ESS offers an optimal signal-background ratio. The quenching factor takes into account the loss of energy from the nuclear recoil that occurs in ionization detectors. Considering a realistic model of the detector, with energy resolution, we have simulated the detection of $CE\nu NS$ and background events based on different energy threshold and quenching factor scenarios.

Agradecimientos

No puedo empezar sin agradecer a Francesc la oportunidad que me dio hace ya más de un año para realizar las prácticas en el DIPC y por darme la posibilidad de realizar mi Trabajo de Fin de Máster en este proyecto.

De nuevo a Francesc, Ander y Leire, por toda la ayuda y dedicación. No sé cuántos correos he llegado a escribiros pero siempre habéis tenido la paciencia para explicarme cualquier duda. Muchas gracias por la revisión de todas las versiones de la memoria. Trabajar a distancia no me ha resultado fácil pero gracias a vosotros he aprendido mucho durante este trabajo.

A Susana, por aceptar ser ponente y mostrarse siempre disponible a ayudarme con los temas administrativos.

A mis compañeros del máster y amigos, por todo el apoyo que nos hemos dado y todas las risas compartidas. Finalmente, a mi familia, por estar siempre ahí.

Índice

1. Introducción	1
2. Objetivos	2
3. Dispersión elástica coherente neutrino - núcleo	2
3.1. Sección eficaz de $CE\nu NS$	2
3.2. Detección	4
3.2.1. Fuentes de neutrinos	4
3.2.2. Sensibilidad de los detectores	5
4. La Fuente de Espalación Europea	7
4.1. Fuentes de fondo	8
4.2. Posibles localizaciones	9
5. $Ga\nu ESS$	10
5.1. Principio de detección	10
5.2. Modelo de ionización y centelleo	12
5.3. Umbral de energía	13
5.4. Resolución	13
6. Estudio de la señal $CE\nu NS$	14
6.1. Señal detectada	15
7. Modelización y estudio del fondo de neutrones	17
7.1. Herramientas y metodología	18
7.2. Análisis y niveles de fondo	20
7.3. Estudio y evaluación de estrategias de blindaje	22
8. Influencia del factor de <i>quenching</i> y el umbral de energía	25
9. Conclusiones	28
Referencias	29
Anexos	31

Lista de acrónimos

CE ν NS *Coherent elastic neutrino nucleus scattering.*

SNS *Spallation Neutron Source.* Es una instalación dedicada a la producción de neutrones a partir de espalación. Proporciona los haces de neutrones pulsados más potentes del mundo hasta el momento. Forma parte de Oak Ridge Laboratory en EEUU.

ESS *European Spallation Source.* Localizada en Lund (Suecia), en construcción, será la fuente de neutrones de pulso largo más potente del mundo.

DIPC *Donostia International Physics Center.*

Ga ν ESS *Gaseous detectors for neutrino physics at the European Spallation Source.* Este proyecto está destinado a detectar CE ν NS en la ESS. Está coordinado por el grupo de física de neutrinos del DIPC.

π - **DAR** *Pion decay at rest.* Desintegración del pion en reposo.

POT *Proton on target.* En el contexto de una fuente de espalación, se refiere a la corriente de protones que se hace impactar contra el blanco.

TPC *Time Projection Chamber.* Cámara de Proyección Temporal, es un tipo de detector de partículas que utiliza la combinación de campos eléctricos y/o magnéticos sobre un volumen sensible de gas para obtener la posición de la partícula en el espacio.

NEXT *Neutrino experiment with a xenon TPC.* Colaboración internacional que busca el proceso de desintegración doble beta sin neutrinos ($0\nu\beta\beta$). El detector se encuentra en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc.

GaP *Gaseous Prototype.* Es un prototipo del detector Ga ν ESS que está operando en el laboratorio de neutrinos del DIPC y cuyo objetivo es comprobar su operación a altas presiones y caracterizar su respuesta a retrocesos nucleares de baja energía.

PMT *Photomultiplier Tube.* Detectores ópticos basados en la emisión secundaria de electrones de un fotocátodo en respuesta a una iluminación.

GEANT4 *GEometry ANd Tracking.* Paquete de software basado en C++ para la simulación del transporte de partículas a través de la materia por métodos de Monte Carlo.

RoI *Region of Interest.* Es el intervalo de energías compatible con un suceso de señal.

QF *Quenching Factor.*

HDPE *High density polyethylene.* Polietileno de alta densidad

1. Introducción

Los neutrinos fueron propuestos teóricamente por Pauli en 1930 [1] para solucionar el problema de la conservación energía-momento en la desintegración β y su existencia se demostró experimentalmente en 1956 (C.Cowan y F.Reines) [2]. A lo largo de los años posteriores, se propuso y se descubrió que existen tres tipos (sabores) de neutrinos, nombrados correspondientemente con las tres familias leptónicas: neutrino electrónico (ν_e), neutrino muónico (ν_μ) y tau (ν_τ). En el Modelo Estándar figuran como partículas sin carga y sin masa. Sin embargo, la medida de neutrinos solares [3] demostró que su sabor puede variar con la distancia, un efecto conocido como oscilación, que solo se puede explicar si tuvieran masa no nula. A partir de la confirmación de la masa del neutrino, otra cuestión abierta es su naturaleza Dirac o Majorana. Los neutrinos, al ser fermiones, satisfacen la ecuación de Dirac, lo cual significa que un neutrino y su antipartícula, $\bar{\nu}$, son distinguibles. Sin embargo, al ser fermiones totalmente neutros también pueden ser descritos por campos Majorana [3], lo cual supondría que ν y $\bar{\nu}$ son indistinguibles e implica física más allá del Modelo Estándar [3].

Los neutrinos solamente interactúan débilmente con la materia y sus interacciones con los núcleos atómicos pueden ser una herramienta para estudiar las propiedades de los neutrinos de baja energía y de las fuentes que los generan. Estas partículas son emitidas en grandes cantidades por diversas fuentes, naturales y de origen humano, entre las que se incluyen las reacciones de fusión que ocurren en las estrellas, los rayos cósmicos, desintegraciones de elementos inestables presentes en la corteza terrestre, procesos de fisión en reactores nucleares y desintegraciones de partículas de corta vida media producidas en aceleradores.

La reciente medida por primera vez de la dispersión coherente elástica neutrino-núcleo (*Coherent Elastic neutrino-Nucleus Scattering*, CE ν NS) por parte de la colaboración COHERENT [4] en la Fuente de Espalación de Neutrones de Oak Ridge (*Spallation Neutron Source*, SNS), abre la posibilidad de utilizar neutrinos para explorar física más allá del Modelo Estándar con detectores de pequeño tamaño. Sin embargo, este proceso deja señales de muy baja energía en el volumen del detector, para lo cual se requieren tecnologías de muy bajo umbral.

La Fuente de Espalación Europea (*European Spallation Source*, ESS) comenzará sus operaciones en los próximos años, equipada con el linac superconductor más potente jamás construido. Aunque su objetivo principal es la producción de intensos haces de neutrones con aplicaciones que van desde la investigación básica en ciencia de materiales hasta la industria, como resultado también se producen neutrinos [5].

El experimento Ga ν ESS, que responde a las siglas *Gaseous detectors for neutrino physics at the ESS*, tiene como objetivo explotar el fenómeno de CE ν NS en la ESS. En este proyecto se propone la aplicación de la tecnología de cámaras de proyección temporal (*Time Projection Chamber*, TPC) de alta presión con diferentes gases nobles (xenón, argón, kriptón) basadas en amplificación electroluminiscente (EL) [5, 6]. Este objetivo requiere el desarrollo de detectores de bajo umbral y la mejora del conocimiento sobre su respuesta a retrocesos nucleares de pequeñas energías en el gas, para lo cual un prototipo, el detector GaP, está siendo comisionado actualmente en el *Donostia International Physics Center* (DIPC).

2. Objetivos

Este trabajo se centra en el estudio de un detector TPC de alta presión basado en amplificación electroluminiscente con diferentes gases nobles como argón, xenón y kriptón, dentro del marco del proyecto Ga ν ESS. El objetivo principal es modelizar y estudiar el fondo de neutrones en este experimento y evaluar su impacto sobre la detección de la señal que inducen eventos CE ν NS sobre el medio detector. Concretamente, nos centramos en la componente de fondo proveniente del proceso de espalación inducido por el haz protones impactando contra el blanco de la ESS. Las simulaciones nos permiten conocer las características más importantes del evento y el nivel de fondo esperable, lo que aporta información útil para el diseño de estrategias de blindaje.

Para lograr este objetivo, la memoria de este trabajo se estructura como se describe a continuación: en la sección 3 se proporciona una introducción a la física de CE ν NS y se expone la motivación para estudiarlo así como las principales estrategias y desafíos en su detección. En las secciones 4 y 5, se encuentra un resumen sobre las características de operación de la ESS y los fundamentos básicos de la detección basada en amplificación electroluminiscente en TPCs. En las secciones 6 y 7 se detalla la metodología utilizada y se presentan los resultados del estudio de respuesta del detector tanto a eventos CE ν NS como al fondo de neutrones. Finalmente, en la sección 8 se realiza un análisis de la influencia del umbral de energía y el factor de *quenching* sobre la eficiencia en la detección de la señal CE ν NS.

3. Dispersión elástica coherente neutrino - núcleo

Un proceso de dispersión con neutrinos puede ser descrito mediante una interacción que implica un neutrino que aparece en los estados iniciales y finales. En los procesos de dispersión que implican al núcleo, existen varias posibilidades, dependiendo de la escala de la transferencia de momento Q , que puede relacionarse con la longitud de onda de De Broglie $Q \propto \lambda^{-1}$. A baja energía el neutrino incidente interactúa con el núcleo completo en fase, para lo cual su longitud de onda debe ser comparable al tamaño del núcleo, $\lambda < R$ (condición de coherencia). A energías moderadas, el neutrino interactúa con nucleones individuales (dispersión incoherente) y a alta energía puede llegar a fragmentar el núcleo y producir una cascada hadrónica (dispersión inelástica).

En física, la sección eficaz (σ) es una medida de la probabilidad de interacción entre proyectiles o partículas lanzadas contra un centro dispersor. La sección eficaz diferencial da el límite de interacción en función de alguna variable del estado final del sistema, como por ejemplo, la energía ($d\sigma/dE$).

3.1. Sección eficaz de CE ν NS

La dispersión elástica-coherente neutrino núcleo (*Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering*, CE ν NS) es un tipo concreto de dispersión mediada por corrientes neutras entre un neutrino y un núcleo, formulada por primera vez, de manera independiente por Daniel Freedmen en 1973 y V.B. Kopeliovich y L.L.Frankfurt [7, 8]. La sección eficaz diferencial del Modelo Estándar para CE ν NS en función de la energía de retroceso del núcleo T , en un

núcleo de masa m_N sin *spin*, con Z protones y N neutrones viene dada por [9]:

$$\frac{d\sigma(T, E_\nu)}{dT} = \frac{G_F^2 Q_W^2(Z, N)}{2\pi} \frac{F^2(Q^2) m_N}{4} \left(2 - \frac{2}{E_\nu} + \left(\frac{T}{E_\nu} \right)^2 - \frac{m_N T}{E_\nu^2} \right) \quad (3.1)$$

Es importante destacar que esta interacción es independiente del sabor del neutrino.

E_ν es la energía del neutrino incidente, siendo la energía mínima del neutrino para producir un retroceso de energía T , $E_\nu^{min} = \frac{1}{2}(T + \sqrt{T^2 + 2Tm_N})$. Para un neutrino de energía E_ν , la energía del retroceso nuclear puede tomar valores desde cero hasta:

$$T_{max} = \frac{2E_\nu^2}{(m_N + 2E_\nu)} \quad (3.2)$$

Q_W es la hipercarga débil, que se corresponde con:

$$Q_W(Z, N) = N - (1 - 4\sin^2\theta_W)Z \quad (3.3)$$

A bajas transferencias de momento, el ángulo de Weinberg (θ_W) verifica $\sin^2\theta_W \approx 0.2836$ [10]. Esto da lugar a que en la ecuación 3.3, la contribución dependiente del número de protones (Z) quede prácticamente suprimida ($1 - 4\sin^2\theta_W \approx 0$), y, por lo tanto, la sección eficaz diferencial viene dominada por N^2 , creciendo para blancos con un alto número de neutrones (panel derecho en la figura 3.1).

$F(Q^2)$ es el factor de forma nuclear evaluado en el cuadrado del momento transferido al núcleo en el proceso, $Q^2 = 2E_\nu^2 m_N T / (E_\nu^2 - E_\nu T)$. El factor de forma recoge la pérdida de coherencia en la transferencia de momento debido al tamaño del núcleo y es la transformada de Fourier de la distribución de neutrones y protones dentro del núcleo. En el contexto del cálculo de secciones eficaces para $CE\nu NS$, diferentes trabajos han utilizado las parametrizaciones de Helm [11], Skyrme [12] o Klein-Nystrand [13], basadas en diferentes representaciones funcionales de la densidad nuclear.

La condición de coherencia $Q \cdot R \gtrsim 1$ del proceso impone un límite en la transferencia de momento, Q , que para núcleos de tamaño similar a ^{40}Ar , ^{84}Kr y ^{132}Xe , se corresponde con transferencias de momento del orden de ~ 50 , 40 y 30 MeV respectivamente. A estos órdenes, el modelo de factor de forma no tiene una influencia notable en la sección eficaz diferencial $CE\nu NS$, como se ha demostrado en el anexo A.

En este trabajo, por completitud, se adopta la parametrización de Helm, aplicada en [14, 15], que utiliza la convolución de una densidad nucleónica uniforme con un radio de corte R_o , con una caída gaussiana de anchura $s = 0.9 fm$, que da cuenta del espesor de la superficie nuclear:

$$F_{Helm}(Q^2) = 3 \cdot \frac{j_1(QR_o)}{QR_o} \cdot e^{-(Qs)^2/2} \text{ con } j_1(x) = \frac{\sin x}{x^2} + \frac{\cos x}{x} \quad (3.4)$$

donde $R_o^2 = (1.23A^{1/3} - 0.6)^2 + \frac{7}{3}\pi^2 0.52^2 - 5s^2 [fm^2]$.

El panel izquierdo en la figura 3.1 ilustra la distribución del factor de forma de Helm en función del momento transferido para tres isótopos de gases nobles, ^{132}Xe , ^{40}Ar y ^{84}Kr . A la derecha, la sección eficaz diferencial de estos mismos isótopos para tres energías diferentes del neutrino. Los isótopos más ligeros alcanzan energías de retroceso mayores con la misma E_ν , debido a relación descrita por la ecuación 3.2.

Integrando la ecuación 3.1 sobre todas las energías de retroceso, T , en función de E_ν , se obtiene la sección eficaz total $\sigma(E_\nu)$. Como se muestra en la figura 3.2, la probabilidad de

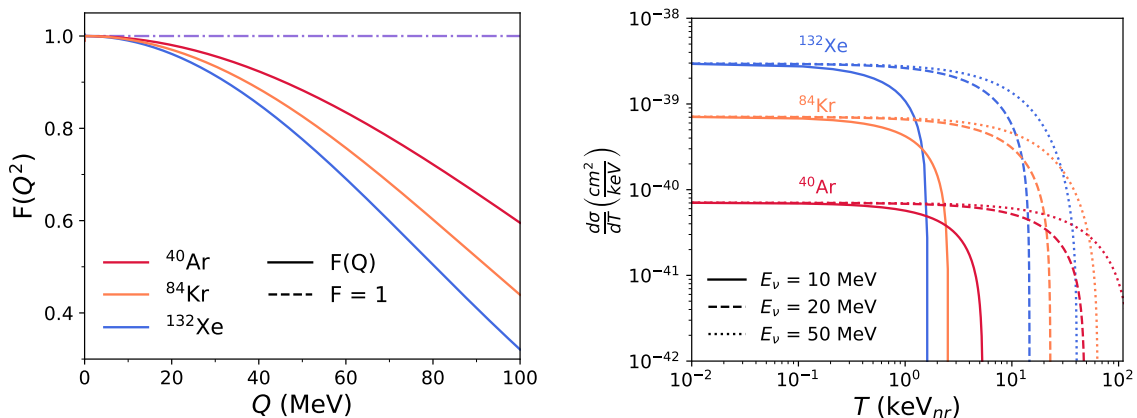


Figura 3.1: Izquierda: factor de forma según el modelo de Helm en función de Q para ^{40}Ar , ^{84}Kr y ^{132}Xe . Derecha: sección eficaz diferencial en función de T para $E_\nu = 10, 20, 50$ MeV.

tener una interacción $\text{CE}\nu\text{NS}$ crece con la energía del neutrino, pudiéndose demostrar que la dependencia es del tipo $\sigma \propto E_\nu^2$. Sin embargo, la condición de coherencia impone una cota superior $E_\nu \lesssim 50$ MeV para núcleos de tamaño moderado como los que se han considerado.

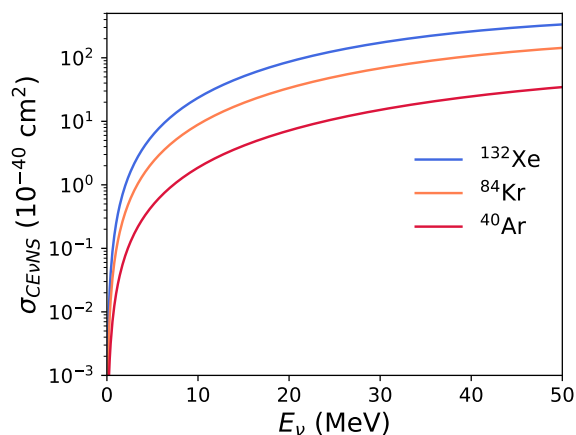


Figura 3.2: Sección eficaz en función de la energía del neutrino para $\text{CE}\nu\text{NS}$ para ^{132}Xe , ^{40}Ar y ^{84}Kr .

3.2. Detección

La detección de neutrinos via $\text{CE}\nu\text{NS}$ se debe abordar teniendo en cuenta dos aspectos. Por un lado, la identificación de fuentes de neutrinos lo suficientemente intensas. Y por otro, emplear técnicas de detección que permitan observar los pequeños retrocesos nucleares inducidos.

3.2.1. Fuentes de neutrinos

La sección eficaz total de $\text{CE}\nu\text{NS}$ aumenta con la energía del neutrino incidente (figura 3.2), por lo que, en general se necesitan fuentes de neutrinos de relativamente alta energía. Además, la máxima energía del retroceso nuclear, dada por la ecuación 3.2 es proporcional a la energía del neutrino, lo que significa que las interacciones de neutrinos de más alta energía son más fácilmente detectables. Sin embargo, la condición de coherencia del proceso impone un límite superior a la energía del neutrino. En caso contrario, las dispersiones en las que los

neutrinos interaccionan con nucleones individuales comenzarán a dominar. En resumen, una fuente de neutrinos deseable para CE ν NS debe incluir un alto flujo y un espectro de energía conocido.

Existen fuentes naturales de neutrinos con energías en el rango adecuado para la producción de CE ν NS, que incluyen: los ν_e que se originan en desintegraciones β de elementos presentes en la corteza terrestre (geoneutrinos), los neutrinos atmosféricos y parte del flujo de neutrinos procedente del Sol, concretamente los que se producen en la desintegración del ^8B [16]. Sin embargo, el flujo de estos neutrinos es realmente bajo ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) [16]. Por otro lado, las supernovas pueden aportar altos flujos de neutrinos de energías del orden de $\sim 10 \text{ MeV}$ emitidos tras el colapso gravitacional de una estrella. Pero estos sucesos son notablemente impredecibles [17]. Solamente detectores de gran masa, como los dedicados a detección directa de Materia Oscura son sensibles a los eventos CE ν NS inducidos por estos neutrinos [18].

En los reactores nucleares se utiliza ^{235}U enriquecido como combustible. Los productos de la desintegración del uranio son inestables y se desintegran β liberando parte de su energía en forma de $\bar{\nu}_e$ con energías $\sim 10 \text{ MeV}$. Como estimación del orden de magnitud de los flujos, en una central nuclear de una potencia de 1 GW la producción de $\bar{\nu}_e$ es $\sim 2 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}$ [16]. CE ν NS es un canal para detectar estos neutrinos, lo que puede aportar información útil sobre el proceso por el que han sido generados y monitorizar el funcionamiento del reactor. Aunque existen diferentes experimentos y propuestas para la medida de CE ν NS en reactores nucleares, el único experimento que ha reportado señales compatibles hasta el momento ha sido NCC-1701 [19]. Este experimento obtuvo una medida compatible con eventos CE ν NS con 2σ de confianza en un detector semiconductor de germanio de 3 kg operando en el reactor de Dresden-II [19].

Los aceleradores de partículas ofrecen oportunidades complementarias a los reactores. En concreto, las fuentes de espalación de neutrones, que se basan en bombardear un blanco de alto número atómico con un haz de protones, proporcionan un flujo de tres tipos de neutrinos ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e$) con $E < 50 \text{ MeV}$. En 2017, el experimento COHERENT fue el primero en reportar una medida de CE ν NS, con 6.7σ de confianza, operando en la SNS en Oak Ridge Laboratory [4], con un detector centelleador de CsI(Na) de 14.6 kg. En los años posteriores, la colaboración ha empleado otras técnicas y ha publicado recientemente una señal positiva con 3σ en un detector centelleador de 24 kg de argón líquido [20].

En esta línea, la Fuente de Espalación Europea, en construcción actualmente, representa una nueva oportunidad para explotar la física de CE ν NS, gracias a su alta producción de neutrinos ($\sim 10^{15} \text{ s}^{-1}$ de cada sabor), como se describe en la sección 4.

3.2.2. Sensibilidad de los detectores

Como se ha estudiado en la sección 3.1, la interacción de un neutrino con un núcleo via CE ν NS induce retrocesos nucleares del orden de $T \lesssim 100 \text{ keV}_{nr}$, para núcleos de tamaño moderado. Sin embargo, la energía observada por los sistemas de detección (keV_{ee} , energía en electrón equivalente) es menor y su relación está dada por el factor de *quenching* (sección 5). Esto significa que los sistemas de detección deben ser capaces de dar una respuesta visible a estas señales, es decir, presentar bajos umbrales de detección. Por otro lado, la predicción del Modelo Estándar para la sección eficaz de CE ν NS presenta una dependencia N^2 con

el número de neutrones en el núcleo blanco (ecuación 3.3), por lo que técnicas basadas en medios de detección con átomos de alto número de neutrones maximizan la probabilidad de interacción.

A lo largo de las últimas décadas se han desarrollado diversas tecnologías para detectar retrocesos nucleares de baja energía, principalmente para búsquedas de Materia Oscura: centelleadores de CsI o NaI [4, 5]; semiconductores de germanio [19]; argón líquido (LAr) [20]; detectores de doble fase líquido-gas con xenón [18] o sensores CCDs de bajo fondo [4, 5]. De hecho, la capacidad de estudiar $CE\nu NS$ con diferentes enfoques experimentales proporciona una redundancia de medidas que puede ser esencial para obtener una confirmación independiente de un posible descubrimiento de desviaciones respecto a las predicciones del Modelo Estándar.

El proyecto en el que se enmarca este trabajo propone por primera vez el uso de detectores de gas noble para $CE\nu NS$. Hasta el momento, la aplicación de detectores basados en medios gaseosos no había sido considerada debido a la relativamente baja densidad en comparación con sólidos (CsI, Ge) o líquidos (LAr). Sin embargo, los flujos de neutrinos que proporcionará la ESS garantizan que la estadística de sucesos $CE\nu NS$ no se vea limitada por este factor. Además, los detectores de fase gaseosa son más fáciles de operar ya que no necesitan de un sistema criogénico para mantener el gas noble en estado líquido. Por ejemplo, a una presión de 1 bar, el xenón necesita temperaturas del orden de $-110\text{ }^{\circ}\text{C}$ [5].

Cabe destacar que estos detectores pueden operar con diferentes gases como blanco, como argón, kriptón o incluso neón, con mínimos cambios y costes. Esto ofrece una ventaja significativa a la hora de explotar el potencial físico de $CE\nu NS$ debido a que permite romper degeneraciones como se muestra en la figura 3.3.

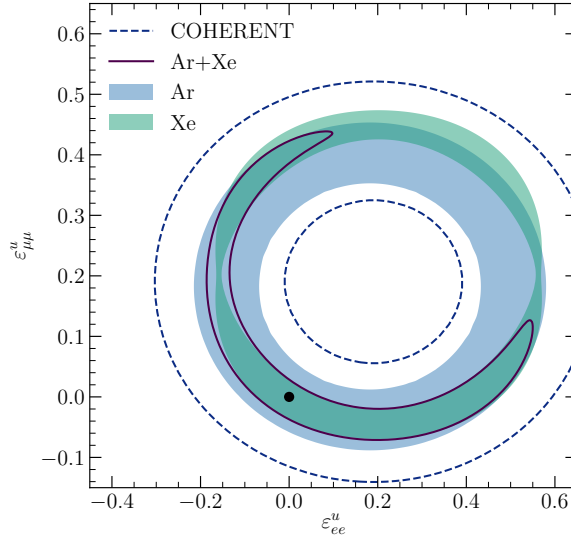


Figura 3.3: Sensibilidad a interacciones no estándar (NSI) para un detector TPC con xenón (^{132}Xe), argón (^{40}Ar) y una combinación de xenón y argón, con un 90% de nivel de confianza con dos grados de libertad ($\epsilon_{\mu,\mu}^u, \epsilon_{e,e}^u$). Extraída de [5].

4. La Fuente de Espalación Europea

La Fuente de Espalación Europea (ESS), localizada en Lund (Suecia), actualmente bajo construcción, será una instalación¹ para la producción de haces de neutrones para aplicaciones multidisciplinarias, desde la ciencia de materiales hasta la industria [21]. Un haz de protones de 2 GeV con una duración ~ 2.8 ms acelerados por el linac superconductor más potente del mundo, impactarán frente a un blanco sólido de wolframio a una frecuencia de 14 Hz. Combinado con un moderador de hidrógeno, generará el haz de neutrones más intenso del mundo [21].

En su diseño está planificado que trabaje con una potencia de 5 MW [21]. La potencia nominal de la SNS, la fuente de espalación más potente del mundo hasta el momento, es de 1 MW, para una energía por protón de 1 GeV [4]. La potencia de una fuente de espalación es el producto de la corriente de protones por la energía del protón. De acuerdo con esto, la corriente nominal de la ESS es $R_p = 1.56 \cdot 10^{16}$ protones/s (POT, *protons-on-target*), un factor 2.5 mayor respecto a la de la SNS [5].

Al impactar los protones en los núcleos del blanco, estos solamente interactúan con nucleones individuales, dado que su longitud de onda de De Broglie es del orden de 1 fm, mucho menor que el tamaño del núcleo. La energía cinética es transmitida del protón a los nucleones mediante colisiones elásticas, dando lugar a una reacción en cascada. Tras la primera etapa (cascada intranuclear), el núcleo queda en un estado excitado y pierde energía mediante evaporación de neutrones mayoritariamente. Como consecuencia, se produce una media de 56 neutrones por cada protón de 2 GeV [21].

Adicionalmente, en la cascada intranuclear también se producen piones π^\pm . Los piones π^- son capturados en su gran mayoría en el blanco antes de poder desintegrarse. Sin embargo, los piones π^+ pierden energía en colisiones mientras se propagan y eventualmente se desintegran en reposo (*Decay at Rest*, DAR) dando lugar a un muón y un neutrino muónico (ecuación 4.1). Al cabo de 2.2 μ s, el muón se desintegra en un proceso β (ecuación 4.2). Estas emisiones de neutrinos se clasifican en función de la escala temporal como *prompt* (ν_μ) y *delayed* ($\nu_e, \bar{\nu}_\mu$).

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (4.1)$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (4.2)$$

En el caso de la desintegración de π^+ , que es un proceso de desintegración de dos cuerpos, el flujo de neutrinos es monocromático:

$$E_{\nu_\mu} = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2 + m_\nu^2}{2m_\pi} \approx \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} = 29.79 \text{ MeV} \quad (4.3)$$

Los espectros de emisión de los neutrinos que provienen de la desintegración del muón pueden ser derivados al aplicar la regla de oro de Fermi y siguen un espectro de Michel [22] con energía máxima en $E_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu} < m_\mu/2 \approx 52.8$ MeV (ecuaciones 4.5 y 4.6). En la figura 4.1 se representan conjuntamente los tres flujos mencionados.

¹La organización de la ESS está concebida como un consorcio de infraestructura europea (ERIC) y tiene 13 estados miembros, entre los que se encuentra España.

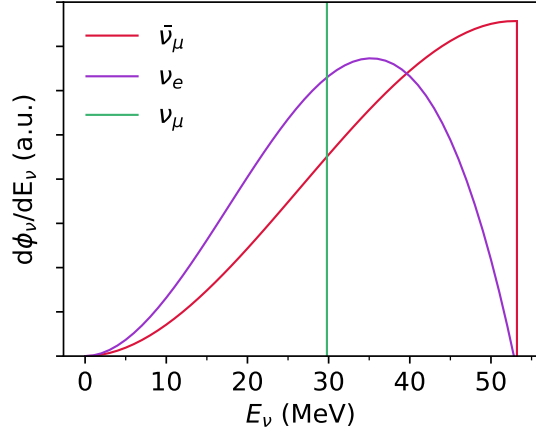


Figura 4.1: Espectros típicos de los neutrinos emitidos por π -DAR (ecuaciones 4.4, 4.5, 4.6).

$$\frac{d\phi_{\nu_{\bar{\mu}}}}{dE_{\nu}}(E_{\nu}) = \delta(E_{\nu} - 29.79 \text{ MeV}) \quad (4.4)$$

$$\frac{d\phi_{\nu_{\bar{\mu}}}}{dE_{\nu}}(E_{\nu}) = \frac{64}{m_{\mu}} \left(\frac{E_{\nu}}{m_{\mu}} \right)^2 \left(\frac{3}{4} - \frac{E_{\nu}}{m_{\mu}} \right) \quad (4.5)$$

$$\frac{d\phi_{\nu_e}}{dE_{\nu}}(E_{\nu}) = \frac{192}{m_{\mu}} \left(\frac{E_{\nu}}{m_{\mu}} \right)^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{E_{\nu}}{m_{\mu}} \right) \quad (4.6)$$

En la ESS, se espera una producción de unos 0.3 neutrinos de cada sabor por protón [5], que contribuirán sobre el ritmo de eventos $\text{CE}\nu\text{NS}$ debido a la independencia de la interacción respecto al tipo de neutrino. Esta producción es un factor ~ 4 mayor a la de la SNS, debido al aumento de energía del haz de protones [23].

En resumen, combinando el aumento en un factor 2.5 en la corriente de protones debido a la mayor potencia del linac, junto con el factor 4.4 en la producción de neutrinos por protón debido a la mayor energía del haz de protones, el flujo de neutrinos de la ESS es ~ 10 veces mayor al que proporciona la SNS.

4.1. Fuentes de fondo

Un problema fundamental en las medidas de $\text{CE}\nu\text{NS}$ en fuentes de espalación es el fondo, que se puede clasificar en dos tipos de contribuciones en función de su relación con el haz de protones. Por un lado, hay una componente estacionaria debido a rayos cósmicos y radiactividad natural o sus productos producidos dentro o en los alrededores del detector. Este fondo puede ser caracterizado continuamente durante periodos en los que el haz se encuentra inoperativo y después, ser sustraído, ya que sus tiempos de llegada no están correlacionados con el tiempo de haz, como demostró en [24] la colaboración COHERENT.

Otra parte viene de productos relacionados con el haz. Los neutrones de espalación pierden energía al propagarse a través de las estructuras que rodean al blanco (el monolito del blanco en el panel izquierdo de la figura 4.2). Aunque una gran parte serán frenados por esta cantidad de material, pueden llegar a ciertos lugares de la instalación. En concreto, los neutrones de más alta energía son de especial interés ya que pueden proporcionar retrocesos nucleares que coinciden temporalmente con el haz de neutrinos y por lo tanto, que no pueden suprimirse.

Finalmente, el flujo de neutrinos también puede interactuar con elementos pesados como ^{208}Pb , que está presente en blindajes comunes contra γ 's. Las energías de los neutrinos π -DAR está por encima del umbral para que se de la activación de este elemento y da lugar a reacciones de emisión de neutrones como: $^{208}\text{Pb}(\nu_e, e + xn)^{208-x}\text{Bi}$ ².

²La energía umbral depende de la reacción, encontrándose entre 9.77 MeV ($x = 1$) y 24.90 MeV ($x = 3$).

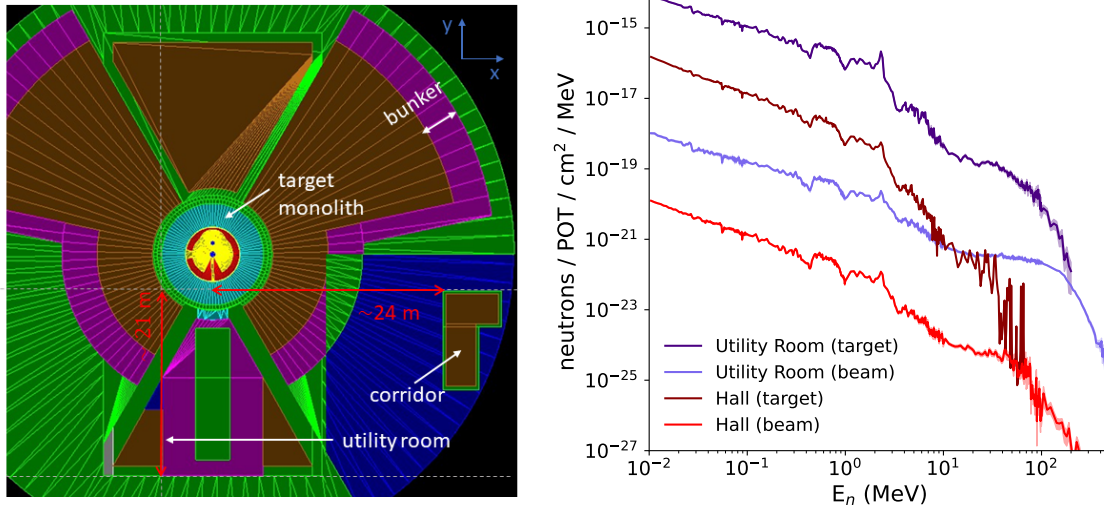


Figura 4.2: Derecha: modelo de la ESS. Se señalan las localizaciones candidatas y su distancia aproximada al monolito del blanco (estructura en azul claro). Se puede encontrar más detalle en el anexo B. Izquierda: flujos de neutrones de fondo como función de la energía; neutrones que escapan de la estructura del blanco (*target*) y del tubo del haz de protones (*beam*). Se representan con sombreado los errores estadísticos.

4.2. Posibles localizaciones

Un trabajo importante que afectará al diseño final de los detectores dedicados al estudio de $CE\nu NS$ en la ESS, es la determinación de su localización dentro de la instalación. El criterio más importante a tener en cuenta es que el fondo producido por la componente del fondo asociado al haz no enmascare la señal $CE\nu NS$. Algunos estudios preliminares sobre los espacios disponibles en la instalación han determinado dos posibles localizaciones (figura 4.2, izquierda). La primera es una sala que está localizada a unos 18 m del blanco, de $\sim 21 \text{ m}^2$ útiles, separada por un espesor de 5.5 metros de acero del monolito y 6 metros de hormigón de alta densidad rico en magnetita. La segunda es un pasillo auxiliar, a 24 metros del blanco, separado por parte de los cimientos del edificio del monolito que rodea al blanco.

El flujo de neutrones que llega a estas localizaciones será caracterizado experimentalmente una vez comiencen las operaciones de la ESS. Complementariamente, resulta crucial el desarrollo de simulaciones sobre la producción de neutrones y su propagación a través de las estructuras de la instalación, que puedan determinar si estas localizaciones presentan niveles razonablemente bajos para las actividades de experimentos $CE\nu NS$.

Para este trabajo hemos basado los flujos de neutrones en estas dos localizaciones en los resultados obtenidos en [25] mediante simulaciones MCNP³ sobre un modelo de la ESS. Estos flujos, que se muestran a la derecha en la figura 4.2, están divididos en dos contribuciones asociadas a los neutrones que provienen de la espalación de protones contra el blanco (*target*) y de los relacionados con la interacción de los protones con el vacío imperfecto a lo largo de la línea de haz (*beam*). Nuestro objetivo durante este trabajo es comparar la señal inducida por estos neutrones sobre el detector $Ga\nu ESS$ con la señal $CE\nu NS$ inducida por el flujo de neutrinos.

³Monte Carlo N-Particle Transport Code es un código de transporte de radiación por métodos de Monte Carlo desarrollado por el Laboratorio Nacional de Los Álamos <https://mcnp.lanl.gov/>

5. Ga ν ESS

El proyecto Ga ν ESS [5, 6] propone el uso de una cámara de proyección temporal, TPC, de alta presión basada en amplificación electroluminiscente. Este tipo de detectores han sido desarrollados y explotados por la colaboración NEXT con el objetivo de detectar la desintegración doble beta sin neutrinos ($0\nu\beta\beta$) en xenón enriquecido con ^{136}Xe , demostrando una extraordinaria resolución en un amplio rango de energías [26]. Aunque NEXT opera con xenón, la versatilidad de este tipo de detectores permite su uso con diferentes gases nobles como argón o kriptón con un coste añadido mínimo, lo que ofrece oportunidades para el estudio de CE ν NS sobre diferentes blancos en un mismo detector.

El detector Ga ν ESS que tomará datos en la ESS, se prevee que tenga unas dimensiones de ~ 30 cm de radio y ~ 60 cm de longitud, que pueda contener unos ~ 20 kg de xenón a una presión de 20 bar. Como se representa en la figura 5.1, consistirá en una cámara simétrica. En el centro se encuentra el cátodo, que divide el volumen en dos regiones de deriva, que se extienden hasta los electrodos denominados *puerta* (*gate*). En los extremos se encuentran las regiones de amplificación, delimitadas por los electrodos *puerta* y los ánodos, conectados a tierra, y los dos planos de tubos fotomultiplicadores (PMT).

En el laboratorio de neutrinos del DIPC (*Donostia International Physics Center*), actualmente se está comisionando un prototipo de menor tamaño, llamado GaP (*Gaseous Prototype*), que tiene entre sus objetivos caracterizar la respuesta del detector a retrocesos nucleares de baja energía y testear su operación a altas presiones.

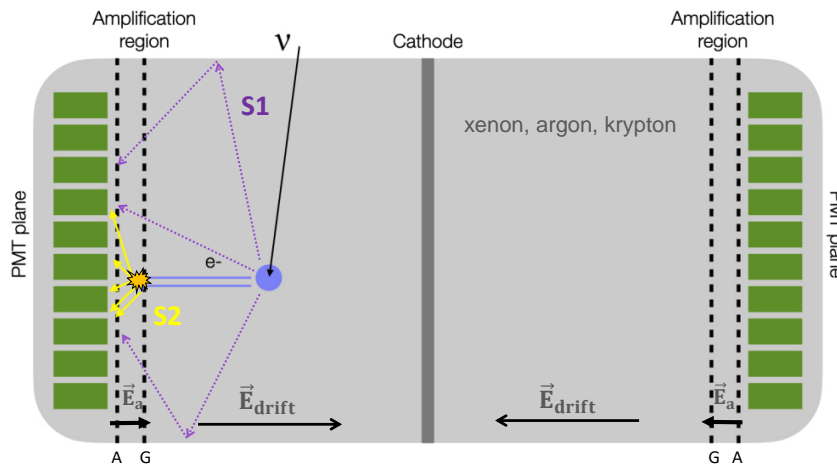


Figura 5.1: Esquema del detector Ga ν ESS. Se representa el principio de detección de una TPC con amplificación electroluminiscente. Adaptada de [6].

5.1. Principio de detección

El concepto de TPC, concebido por David R. Nygren en 1974 [27], consiste en una cámara llena de un fluido, que puede estar a presión atmosférica, alta presión o líquido, y permite obtener información espacial y temporal de eventos producidos por partículas al atravesar este volumen. Aunque en su origen las aplicaciones iniciales se centraron en la visualización de trazas de partículas en aceleradores [27], el desarrollo de detectores TPC ha tenido un enorme impacto en la búsqueda de sucesos raros (*p.e.* materia oscura, desintegración $0\nu\beta\beta$) [28].

El principio de funcionamiento de una TPC con amplificación electroluminiscente se describe en la figura 5.1. Un campo eléctrico uniforme es aplicado normalmente en la dirección longitudinal de una cámara llena de gas. Las partículas interactúan con el medio produciendo electrones de ionización a lo largo de su trayectoria, que son derivados por el campo eléctrico hacia el plano de lectura (en este caso en los extremos).

Las interacciones que inducen señal en el medio detector dependen de la naturaleza de las partículas. Las partículas cargadas como electrones, protones o partículas α , ionizan y excitan los átomos dejando atrás pistas de iones cargados positivamente y electrones libres. Mientras, los rayos x y γ interactúan con la materia mediante tres procesos, dependiendo de su energía (Compton, efecto fotoeléctrico o producción de pares). En los dos casos, en última instancia se generan electrones de retroceso (ER). Cuando una partícula neutra masiva (ya sean neutrones o neutrinos) interactúa con el blanco, R, produce retrocesos nucleares (NR).

Después de que la partícula induzca un retroceso nuclear en el átomo blanco, este excita los átomos de gas, R^* , que se desexcitan emitiendo luz de centelleo que constituye la señal de centello primario (S1). Los electrones de ionización que la partícula deja a lo largo de su trayectoria pueden sufrir procesos de recombinación con iones, que sumarían a la señal S1 (figura 5.2).

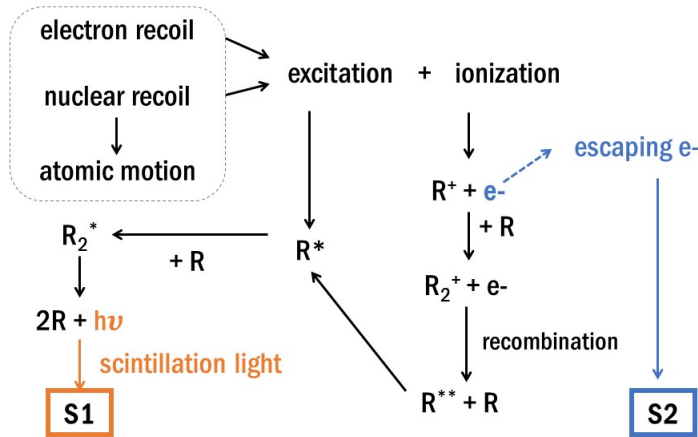


Figura 5.2: Procesos de producción de las señales S1 y S2. Adaptada de [29] y [30].

La contribución de los procesos de recombinación a la señal S1 se evita mediante la aplicación de un campo eléctrico del orden de $\mathcal{O}(50)$ V/cm/bar (representado como E_d en la figura 5.1), que los dirige hacia la región de amplificación y lectura, donde se aplica un campo eléctrico más intenso ($\mathcal{O}(1)$ kV/cm/bar). Entonces, los electrones adquieren suficiente energía para excitar los átomos de gas, dando una segunda señal de centelleo (S2), como se representa en la figura 5.2, cuya intensidad es proporcional al número de electrones de ionización.

En los gases nobles que se consideran para $\text{Ga}\nu\text{ESS}$ (argón, kriptón y xenón), los picos de fotoemisión se encuentran en 128 nm, 148 nm y 178 nm respectivamente [28, 31].

En $\text{Ga}\nu\text{ESS}$, estas dos señales se registran con PMTs. La segmentación espacial del plano que cubren estos sensores permite la determinación de las coordenadas transversales del evento mientras que la coordenada longitudinal es proporcional a la diferencia del tiempo de llegada de las señales S1 y S2.

5.2. Modelo de ionización y centelleo

Las cantidades observables de la interacción de la partícula con el gas son el número de fotones de centelleo n_γ originados en el proceso de excitación y que dan origen a la señal S1, y el número de electrones n_e generados en las ionizaciones y que no se recombinan, dando origen a la señal S2. Para una deposición de energía E_o en el medio, se producen N_{ex} átomos excitados a lo largo de su trayectoria y N_i iones. En medios gaseosos con campos de deriva suficientemente altos la probabilidad de recombinación de electrones es prácticamente nula [28, 29], por lo que, asumiendo una eficiencia en la producción de centelleo del 100 %, el número de cuantos n_γ y n_e es:

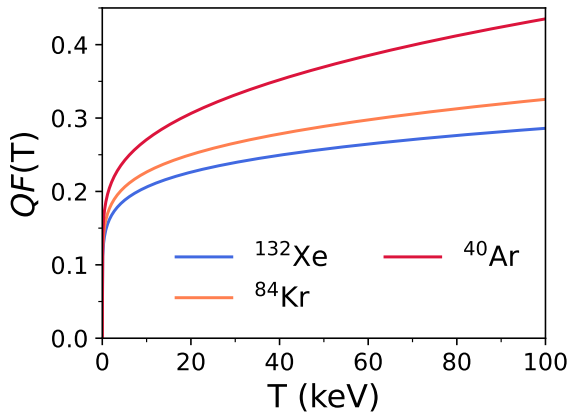
$$n_\gamma = N_{ex} + r \cdot N_i \xrightarrow{r \ll 1} n_\gamma = N_{ex} \quad (5.1)$$

$$n_e = (1 - r) \cdot N_i \xrightarrow{r \ll 1} n_e = N_i \quad (5.2)$$

Teniendo esto en cuenta, la energía depositada en el gas puede ser expresada en función de la producción de cargas y centelleo a partir de los potenciales de ionización (W_i), centelleo (W_{ex}) o de ionización y centelleo (W), a través de la ecuación de Platzman [32]:

$$E_o = W \cdot (N_{ex} + N_i) = W_i \cdot N_i = W_{ex} \cdot N_{ex} \quad (5.3)$$

Sin embargo, en deposiciones de energía debido a retrocesos nucleares en detectores de ionización, una parte significativa de la energía es perdida en forma de calor, que no puede ser medida por la TPC. El factor de *quenching* es un valor empírico que se define como el cociente entre la cantidad de ionización producida por un retroceso nuclear con la misma ionización producida por un γ o un electrón para la misma energía depositada. Uno de los modelos que describen este factor es el de Lindhard [33], que para un núcleo de número atómico Z se puede aproximar por las funciones de las ecuaciones 5.4, 5.5, 5.6 y 5.7. La figura 5.3 presenta el factor de *quenching* descrito por este modelo para ^{132}Xe , ^{84}Kr y ^{40}Ar .



$$Q(E_o) = \frac{\kappa g(\gamma)}{1 + \kappa g(\gamma)} \quad \text{con:} \quad (5.4)$$

$$\kappa = 0.133 \cdot Z^{2/3} \cdot A^{-1/2} \quad (5.5)$$

$$g(\gamma) = 3\gamma^{0.15} + 0.7\gamma^{0.6} + \gamma \quad (5.6)$$

$$\gamma = 11.5 \cdot E_o(\text{keV}) \cdot Z^{-7/3} \quad (5.7)$$

Figura 5.3: Factor de *quenching* según el modelo de Lindhard para ^{40}Ar , ^{84}Kr y ^{132}Xe .

Teniendo en cuenta la ecuación 5.3 y el factor de *quenching*, la energía depositada en el gas debido a un retroceso nuclear se puede expresar en función del número de ionizaciones N_i como:

$$E_o = \frac{W_i}{\text{QF}(E_o)} \cdot N_i \quad (5.8)$$

donde W_i para argón, xenón y kriptón es $\{26.4, 24.2, 22.0\}$ eV_{ee} [31].

5.3. Umbral de energía

Uno de los principales retos para la detección de CE ν NS es mantener el umbral de energía, es decir, la mínima energía detectable, en el rango de los keV para retrocesos nucleares. La energía de retroceso umbral (T_{th}) viene determinada por el número mínimo de electrones de ionización que el experimento puede observar. De acuerdo con lo discutido en la sección 5.1, fijando el mínimo número de electrones de ionización ($n_{e_{th}}$) en la ecuación 5.2, la energía umbral (T_{th}) queda fijada con la ecuación 5.8:

$$n_{e_{th}} \longrightarrow T_{th}(eV_{ee}) = n_{e_{th}} \cdot W_i \longrightarrow T_{th}(eV_{nr}) = n_{e_{th}} \cdot W_i / \text{QF}(T_{th}) \quad (5.9)$$

Como ejemplo, estableciendo un $n_{e_{th}}$ optimista de 3 electrones, la señal umbral sería $\sim 66 eV_{ee}$ en xenón, $\sim 79 eV_{ee}$ en argón y $\sim 73 eV_{ee}$ en kriptón. La mínima energía de retroceso nuclear detectable depende del factor de *quenching*. Por ejemplo, adoptando de forma conservadora un $\text{QF} = 20\%$ en xenón [5], significaría ser capaces de detectar retrocesos nucleares del orden de $\sim 330 eV_{nr}$.

5.4. Resolución

La resolución en energía está limitada de manera intrínseca por las variaciones estocásticas en el número de pares ion-electrón producidos. Estas fluctuaciones se cuantifican con el factor de Fano (F), que depende del medio de detección, siendo $\{0.16, 0.17, 0.15\}$ en argón, kriptón y xenón [31]. Por lo tanto, la mejor resolución en energía alcanzable se puede expresar como:

$$\sigma_i/E = \sqrt{F \cdot W_i/E} \quad (5.10)$$

A nivel práctico, todos los detectores se ven afectados por otros factores que empeoran la resolución en energía. Puede asumirse que estas variaciones están asociadas a señales no correlacionadas con los procesos de ionización intrínsecos como las fluctuaciones en la amplificación y en la detección de fotones de EL por los fotosensores. Estos pueden ser englobados por un factor G que se suma de forma cuadrática a la resolución intrínseca dada por la ecuación 5.10:

$$\sigma(E)/E = \sqrt{(F + G) \cdot W_i/E} \quad (5.11)$$

En [34] se desarrolla un formalismo para determinar la resolución energética alcanzable debido a estas fluctuaciones, dando al factor G la siguiente expresión:

$$G = \frac{1}{\eta} + \frac{(1 + \sigma_{PD}^2)}{n_{det}} \quad (5.12)$$

η es el número promedio de fotoelectrones producidos en la región EL por electrón secundario, que normalmente es del orden de $\sim 10^3$ [35], por lo que este término normalmente es despreciable. En el segundo término, n_{det} , el número de fotones detectados por electrón de ionización, que se puede expresar como $n_{det} = \epsilon \cdot \eta$, donde ϵ es la eficiencia en la detección de fotones por los PMTs. Finalmente, σ_{PD} es la variación en la recolección de carga en los fotosensores, que en PMTs modernos normalmente no es mayor de ~ 0.5 .

Por ejemplo, según la ecuación 5.11, una señal de retroceso nuclear de 1 keV en el detector con xenón produciría $n_e = 9$ electrones (asumiendo un $\text{QF} = 20\%$). Si el número

de fotoelectrones detectados por electrón secundario es un 10 % y teniendo con $F = 0.15$, la resolución en energía sería $\sigma(T)/T \approx 17.4$ %.

La resolución para cualquier energía se puede expresar como una extrapolación con \sqrt{T} a partir de la resolución en energía en el umbral σ_0 , como indica la ecuación 5.13.

$$\sigma(T) = \sigma_0 \sqrt{T/T_{th}} \quad (5.13)$$

6. Estudio de la señal CE ν NS

En este apartado aplicamos lo discutido en las secciones 3, 4 y 5 para obtener el ritmo de sucesos CE ν NS en Ga ν ESS.

Mediante la convolución de la sección eficaz diferencial del proceso, $d\sigma(E_\nu, T)/dT$ (ecuación 3.1) y la distribución de energía para una especie de neutrino específico, $\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ (ecuaciones 4.4, 4.5 y 4.6), se computa el espectro diferencial de retrocesos nucleares para un isótopo (A,Z). Dado que CE ν NS no es sensible al sabor del neutrino, las tres contribuciones se suman al ritmo total:

$$\frac{dN}{dT} = \mathcal{N} \sum_{\alpha} \int_{E_{\nu, min}}^{m_\mu/2} \frac{d\sigma(E_\nu, T)}{dT} \frac{d\phi_{\alpha}}{dE_\nu} dE_\nu \quad (6.1)$$

donde \mathcal{N} es:

$$\mathcal{N} = \left(\frac{N_{POT} \cdot f_\nu}{4\pi L^2} \right) \cdot N_{nuclei} \quad (6.2)$$

Los límites de integración en la ecuación 6.1 se extienden desde la energía del neutrino mínima para producir un retroceso nuclear de energía T , que es $E_\nu^{min} = \frac{1}{2}(T + \sqrt{T^2 + 2Tm_N})$, hasta la energía máxima a la que se extienden los espectros de los neutrinos, $m_\mu/2$.

La constante de normalización, \mathcal{N} , tiene en cuenta la cantidad de núcleos diana presentes en el medio detector (N_{nuclei}) y el número de neutrinos incidentes por unidad de tiempo, calculados como el primer paréntesis de la ecuación 6.2. En el caso de considerar un solo isótopo, el número de dianas se determina mediante el cociente de la masa total del detector y la masa del isótopo: $N_{nuclei} = m_{det}/m_N$.

El flujo de neutrinos incidente depende de las características de la fuente de espalación como se ha discutido en la sección 4. En el caso concreto de la ESS, la corriente de protones nominal es $R_p = 1.56 \cdot 10^{16}$ protones/s. Teniendo en cuenta que el tiempo de actividad del haz al año está previsto en ~ 5000 horas, esto da un total de $N_{POT} = 2.88 \cdot 10^{23}$ protones/año incidiendo contra el blanco. Para el ratio de producción de neutrinos, se adopta de manera conservadora, 0.3 neutrinos de cada sabor por protón incidente [5], lo que da unos $\sim 8.64 \cdot 10^{22}$ neutrinos/año de cada sabor.

Finalmente, la distancia L entre el detector y la fuente, es decir, el blanco de la fuente de espalación. En nuestros cálculos vamos a evaluar los ritmos en las dos localizaciones candidatas, como se ha comentado en la sección 4. En el caso de la sala, se va a tomar una distancia de ~ 18 m a la fuente, dado que por su forma triangular, el detector deberá estar emplazado en la parte más alejada al blanco. En el pasillo tomaremos una distancia de ~ 24 m.

Ga ν ESS operará con gases nobles con su composición isotópica natural [36], que se pueden encontrar resumidas en la tabla C.1 del anexo C. En el caso de argón, la composición natural es un 99.6 % de ^{40}Ar y por lo tanto, el cálculo de ritmos con la ecuación 6.1 daría predicciones precisas. Sin embargo, las composiciones de xenón y kriptón presentan porcentajes

altos de varios isótopos. Para computar el espectro de retrocesos nucleares CE ν NS teniendo en cuenta las composiciones de gases, como se propone en [9], se hace la suma a las secciones eficaces de todos los isótopos. El diferente número de núcleos de cada isótopo se tiene en cuenta a partir de la abundancia relativa (X_i) y la masa del isótopo (m_i):

$$\frac{dN}{dT} = \frac{N_{POT} f_\nu}{4\pi L^2} \cdot m_{det} \sum_{\alpha} \int_{E_{\nu, min}}^{m_\mu/2} \frac{d\phi_\alpha}{dE_\nu} \sum_i \left[\frac{X_i}{m_i} \left(\frac{d\sigma(E_\nu, T)}{dT} \right)_i \right] dE_\nu \quad (6.3)$$

En la figura 6.1 se representa el ritmo de eventos CE ν NS calculado como se ha descrito, sobre el detector en las dos localizaciones y con los tres gases. Las dimensiones del detector son las que se consideraron originalmente para la propuesta de Ga ν ESS [6], 30 cm de radio y 60 cm de largo. La masa del detector depende del tipo de gas y, con una presión de operación de 20 bar, es de unos ~ 20 kg para xenón, ~ 12 kg para kriptón y ~ 6 kg para argón. Como se ha discutido en la sección 3, la sección eficaz de este proceso tiene una dependencia N^2 con el número de neutrones en el blanco, lo que da un ritmo de eventos mayor con xenón.

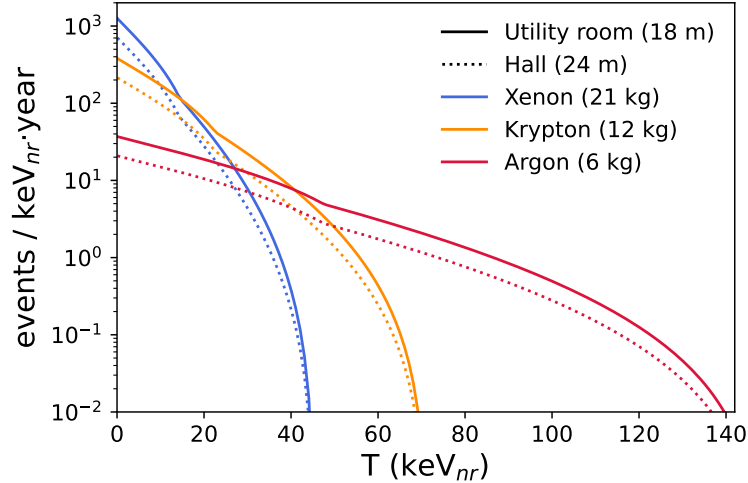


Figura 6.1: Espectro de retrocesos nucleares esperados para las composiciones de gas consideradas en las dos localizaciones candidatas en la ESS, a 18 m y 24 m del blanco.

6.1. Señal detectada

La estimación anterior no considera el efecto del umbral y de la resolución en energía del detector que se han explicado en la sección 5. En primer lugar, debido al factor de *quenching* de retrocesos nucleares, experimentalmente no se tiene acceso a la energía del retroceso nuclear T (keV $_{nr}$) sino a la energía de ionización, $E_I = T \cdot QF$ (keV $_{ee}$).

El número de eventos CE ν NS totales esperado se calcula como se describe en [14]:

$$N = \int_{T_{th}}^{T_{max}} dT \frac{dN}{dT} \cdot \epsilon \cdot \mathcal{R}(E_{rec}, E_I; \sigma_I) \quad (6.4)$$

dN/dT hace referencia a la distribución de eventos producidos en función de la energía de retroceso nuclear, calculados según la ecuación 6.3.

El límite de integración inferior, T_{th} , es la energía de retroceso nuclear correspondiente a la energía de ionización umbral del detector y como valor de referencia se tomará en 0.9 keV $_{nr}$.

La integral se extiende hasta la energía de retroceso máxima que se puede inducir sobre un núcleo blanco para la energía E_ν máxima del espectro de neutrinos ($m_\mu/2$), según la ecuación 3.2.

E_{rec} es la energía electrón-equivalente tras aplicar un proceso de dispersión gaussiana (\mathcal{R}) con el que se reproduce el efecto que tendría la resolución en energía del detector:

$$\mathcal{R}(E_{rec}, E_I; \sigma_I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_I} e^{-\frac{(E_{rec}-E_I)^2}{2\sigma_I^2}} \quad (6.5)$$

donde la anchura de la distribución σ_I viene dada por la ecuación 5.13. La resolución en la energía umbral, σ_0 , se tomará en un 40% [5].

Finalmente, el eficiencia en la detección de eventos puede depender de la energía de retroceso. El factor ϵ recoge de manera simplificada este efecto, como una función escalón a partir del umbral de energía T_{th} con una aceptación de un 80% de las señales, tal y como se utilizó en [5].

Para computar el número de eventos detectados como un espectro de energía, se puede realizar un cálculo similar al de la ecuación 6.4, cambiando los límites de integración por las energías de retroceso nuclear correspondientes a los límites de un *bin* i :

$$N_i = \int_{E_{rec,i}-\Delta E_{rec}/2}^{E_{rec,i}+\Delta E_{rec}/2} dE_{rec} \int_{T_{min}}^{T_{max}} dT \frac{dN}{dT} \cdot \epsilon \cdot \mathcal{R}(E_{rec}, E_I; \sigma_I) \quad (6.6)$$

La figura 6.2 muestra el espectro de los eventos CE ν NS sobre 21 kg de xenon de acuerdo a los cálculos descritos por la ecuación 6.1 (izquierda) y los que realmente se esperan detectar según la ecuación 6.6 (derecha), demostrando cómo cambia la forma de la distribución de eventos debido a la resolución del detector.

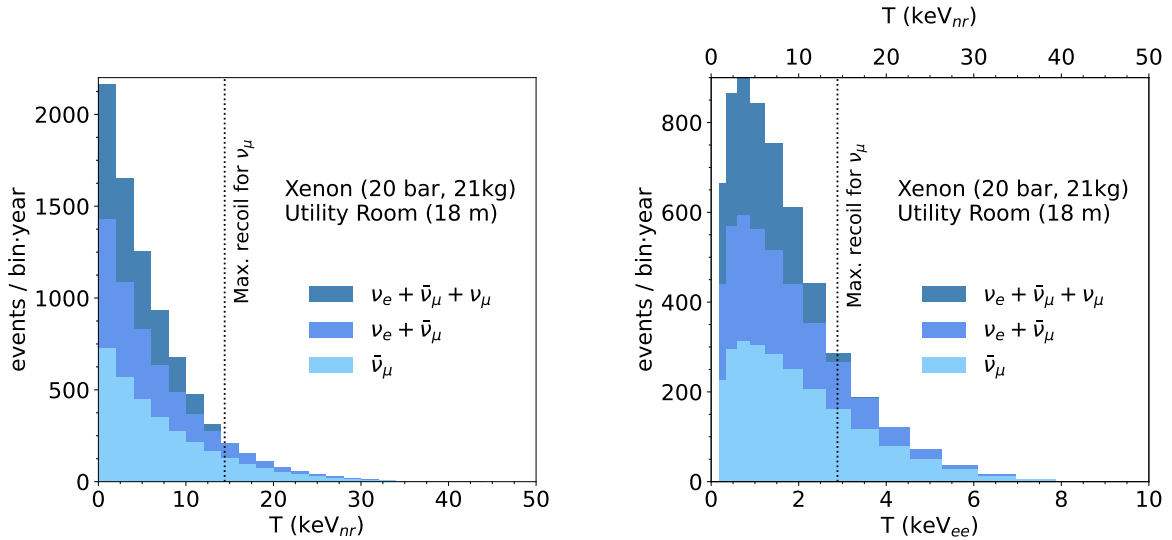


Figura 6.2: Izquierda: distribución de energías de retroceso nuclear inducidas por CE ν NS en xenón a 20 bar. Derecha: distribución de energías en keV $_{ee}$ tras aplicar los efectos de resolución ($\sigma_o = 40\%$) y umbral (0.9 keV_{nr}). Se representa el eje de energía en keV $_{nr}$ y en keV $_{ee}$, adoptando un factor de *quenching* QF = 20%.

En el panel izquierdo de la figura 6.3 se representan los espectros de retrocesos nucleares que se detectarían sobre xenón a 20 bar en función de la distancia al blanco de la ESS. Como cabía esperar, el número de eventos esperados disminuye con la distancia, dando una señal

más débil en el pasillo. A la derecha se comparan los espectros de eventos detectados a 24 m de la fuente con los tres tipos de gases. Por un lado, debido a la mayor densidad, el xenón es el que mayor estadística de eventos proporciona. Mientras, con argón se exploran retrocesos nucleares de mayor energía. En la tabla 6.1 se resumen el número de eventos totales al año obtenidos con este estudio en función del gas y la distancia.

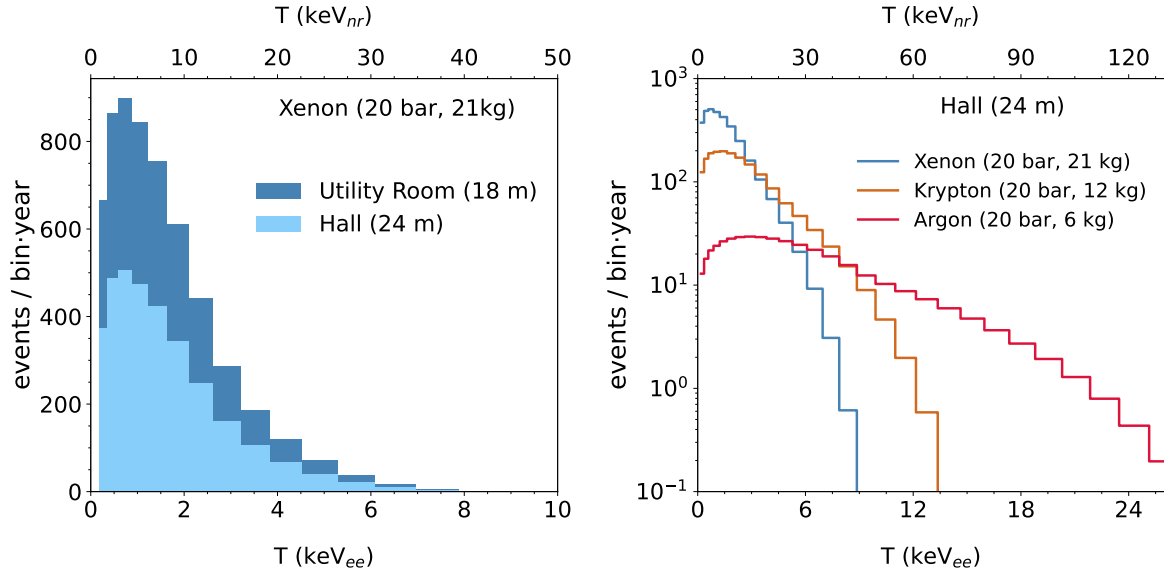


Figura 6.3: Derecha: eventos $CE\nu NS$ sobre el detector con xenón a 20 bar, comparando a 18 m y 24 m del blanco de la ESS. Izquierda: comparación de la distribución de eventos a 24 m del blanco sobre el detector operando a 20 bar con xenón, argón y kriptón.

Eventos $CE\nu NS$ esperados al año		
Medio detector	Sala (18 m)	Pasillo (24 m)
Argón (20 bar, 6 kg)	739	416
Kriptón (20 bar, 12 kg)	3171	1784
Xenón (20 bar, 21 kg)	5806	3273

Tabla 6.1: Resumen del número de eventos $CE\nu NS$ esperados al año para el detector a 20 bar con cada una de las mezclas gases (figura 6.3).

7. Modelización y estudio del fondo de neutrones

Tener un conocimiento preciso del flujo de neutrones de fondo en la ESS y el tipo de señal que dan en el detector es esencial para poder explotar todo el potencial físico de las medidas de $CE\nu NS$ con $Ga\nu ESS$. En esta sección se va a describir el modelo de GEANT4 utilizado para caracterizar las interacciones de los neutrones sobre el detector.

Como se ha explicado en la sección 4, la ESS será la instalación para producción de neutrones más intensa del mundo, con una media de 56 neutrones por POT. Estos neutrones pierden energía al propagarse a través de las estructuras de moderación y blindaje de la instalación. Sin embargo, algunos llegan a las localizaciones candidatas para $Ga\nu ESS$ (figura 4.2). Estos espectros representan el número de neutrones por bin de energía que llega por cada

protón que impacta contra el blanco (POT) de la ESS. La integral a todas las energías nos da el número de neutrones total que llegan a la sala y al pasillo por cada POT (tabla 7.1).

Número total de neutrones/POT			
Sala (18 m)		Pasillo (24 m)	
haz	blanco	haz	blanco
$1.645 \cdot 10^{-19}$	$7.139 \cdot 10^{-16}$	$8.408 \cdot 10^{-22}$	$7.079 \cdot 10^{-18}$

Tabla 7.1: Número de neutrones totales que llegan a la sala y al pasillo respectivamente, por cada protón que impacta contra el blanco de la ESS. Se presentan por separado el número de neutrones provenientes de la espalación contra el blanco (columna “blanco”) y los que provienen de la interacción de los protones con el vacío imperfecto del tubo del haz (columna “haz”).

El único observable experimental de una interacción $CE\nu NS$ en el detector es un retroceso nuclear que como máximo se extiende a unos ~ 150 keV, dependiendo del blanco. Sin embargo, las interacciones de los neutrones con los núcleos de gas también pueden producir señales de este tipo, que son imposibles de diferenciar respecto a eventos $CE\nu NS$. Las interacciones principales de los neutrones con la materia incluyen la dispersión elástica (n, n), donde parte de la energía se transfiere al núcleo atómico, causando un retroceso de energía e ionizando el medio; la dispersión inelástica (n, n'), donde el neutrón se dispersa, pero la energía no se conserva, dejando al átomo en un estado excitado. En este caso, el núcleo regresará a su estado fundamental emitiendo radiación, mayoritariamente γ . Además, el neutrón puede ser capturado por un núcleo, lo que puede provocar emisión de radiación γ , partículas cargadas o neutrones de menor energía.

7.1. Herramientas y metodología

Para la simulación de neutrones por Métodos de Monte Carlo, en este trabajo se ha utilizado Nexus [37], el marco de simulación basado en GEANT4 [38] diseñado específicamente para el experimento NEXT. GEANT4 es un código desarrollado por el CERN para simular el transporte de partículas a través de la materia e implementa diversos modelos físicos, permitiendo simular partículas en un amplio rango de energías (250 eV - TeV).

El esquema de trabajo en todas las simulaciones de Monte Carlo en este contexto es similar. En primer lugar se define la geometría del experimento, que consiste en un conjunto de sólidos y materiales, que se implementan según la composición atómica y densidad. En la aplicación desarrollada en este estudio [39], incorporamos las composiciones de las mezclas de argón, xenón y kriptón (anexo C) y se definieron funciones para poder seleccionar la densidad del gas según las condiciones de presión deseadas.

Nexus aporta una serie de herramientas comunes para facilitar la simulación, destacando la gestión de los datos de salida. Además, permite una fácil extensión para incluir nuevas geometrías, materiales y configuraciones, como se ha hecho en este trabajo. Las partículas producidas, así como los procesos físicos y la energía depositada quedan registradas en los archivos de salida de la simulación. El formato de estos archivos es tipo HDF5 [40], permitiendo un almacenamiento eficiente, realizar operaciones sobre los datos y una sencilla visualización de los observables a través de diferentes interfaces, como tablas de python [41].

Para entender el análisis realizado, se definen a continuación algunos conceptos relacionados con las simulaciones:

- Una simulación se divide en una serie de **eventos** independientes, que se corresponden con un suceso primario (un neutrón primario en este caso). Como consecuencia de la interacción de esta partícula con la geometría, se pueden generar nuevas partículas, denominadas **secundarias**, que quedan identificadas como parte de este evento.
- El **volumen sensible** o detector sensible que impone las condiciones para registrar el evento. El evento se registra si ha producido al menos un depósito de energía en este volumen.
- Un **hit** es un depósito puntual de energía situado a lo largo de la trayectoria de una partícula. Se registra información espacial y temporal del mismo, así como de la partícula que lo produce y el evento de dicha partícula.

Nuestro principal objetivo es la caracterización de la señal de ionización inducida por los neutrones dentro del gas, por lo que la geometría implementada no incluye todos los elementos de los que constará el detector. En la sección 7.2 se trata de un volumen de gas de 60 cm de alto y 30 cm de radio, encerrado en una vasija de acero inoxidable de 6 mm de espesor. Posteriormente, en la sección 7.3 se añaden diferentes blindajes, que incluyen polietileno de alta densidad (HDPE) y plomo (figura 7.1). El volumen detector es el gas, de manera que solamente los eventos que interaccionan con él se almacenan durante la simulación.



Figura 7.1: Dos perspectivas de la geometría del detector implementada en las simulaciones de GEANT4.

Los neutrones generados como partículas primarias en nuestra simulación son muestreados con energías distribuidas con estas densidades de probabilidad presentadas en la figura 4.2. Dado que se desconocen las direcciones de incidencia de los flujos respecto a cada localización en la instalación, se ha optado por generar las posiciones de los neutrones de forma uniforme sobre la superficie de una esfera virtual que contiene todo el detector y de la que los neutrones son dirigidos hacia el centro. Hay que destacar que esta elección es algo pesimista con respecto al fondo sobre el detector, al suponer que todos los neutrones van dirigidos hacia él ⁴.

⁴Otra opción más optimista que se evaluó fue lanzar los neutrones desde la superficie esférica con direcciones muestreadas en 4π . Esta elección sin embargo tenía un mayor coste computacional.

7.2. Análisis y niveles de fondo

La energía total depositada en el detector debido a cada neutrón incidente y las partículas que surgen de sus interacciones, se extrae de los archivos de salida de las simulaciones para generar un espectro de energía debido al fondo de neutrones. Sin embargo, al igual que se ha hecho para los retrocesos nucleares en el gas inducidos por eventos $CE\nu NS$ en la sección 6, se debe aplicar el factor de *quenching* a los retrocesos nucleares inducidos por neutrones (o núcleos), mientras que se supone que las interacciones de electrones y fotones depositan el 100 % de su energía. En la figura 7.2 se representa la energía depositada por γ 's y neutrones sobre xenón y el cambio en el espectro de depósitos de neutrones debido al QF. Finalmente, se aplica una dispersión gaussiana a las energías depositadas de acuerdo con la ecuación 5.13.

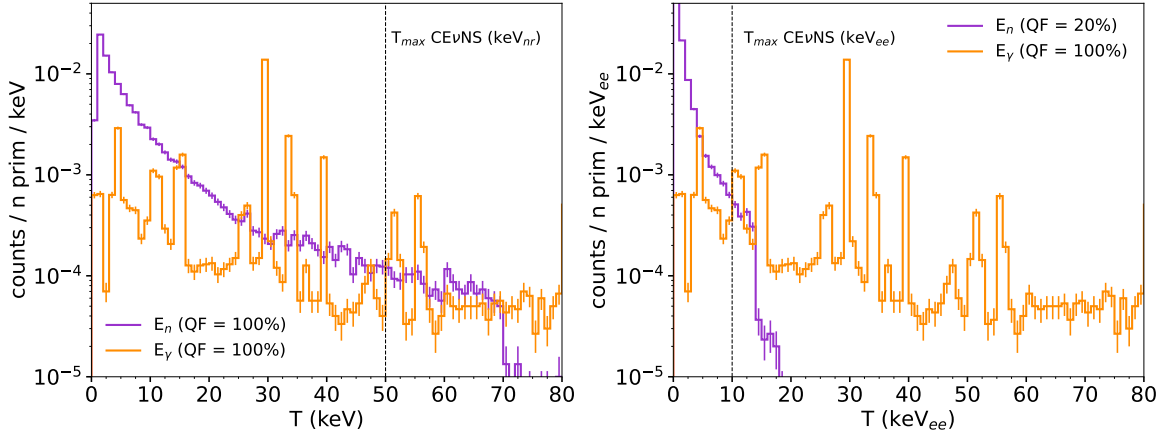


Figura 7.2: Energía depositada por neutrones y γ 's secundarias sobre xenón debido al flujo de neutrones *beam* sobre la sala auxiliar. Izquierda: se representa el 100 % de la energía de los *hits* producidos por neutrones. Derecha: se aplica un QF = 20 % sobre la energía depositada por los neutrones. Se representa la energía máxima de los eventos $CE\nu NS$ sobre xenón de acuerdo con la ecuación 3.2.

Para interpretar los resultados de nuestras simulaciones en el contexto de la ESS, es necesario realizar un procesado de los datos. La simulación de un número N de neutrones primarios sobre la superficie de la esfera y dirigidos hacia el detector con cada uno de los cuatro espectros (figura 4.2) equivale a simular el impacto de N_{POT} protones contra el blanco de la ESS. La conversión de estas cantidades se hace teniendo en cuenta el área de las distribuciones según la tabla 7.1:

$$N_{POT} = \frac{N_{neutrons}}{n^o \text{ neutrones/POT}} \quad (7.1)$$

Con la tasa nominal de protones de la ESS, $R_p = 1.6 \cdot 10^{23}$ POT/año, podemos extraer el tiempo en años en términos de funcionamiento de la ESS equivalente en nuestra simulación:

$$T_{ESS} = \frac{N_{POT}}{R_p \text{ (POT/año)}} \quad (7.2)$$

Como los datos de los flujos de neutrones que disponemos están divididos en dos contribuciones (neutrones del blanco y del haz), posteriormente se combinan los resultados de las deposiciones de energía sobre el detector, normalizando a un número N_{POT} común. En nuestro caso, utilizamos como referencia el flujo proveniente de la espalación del blanco (*target*), que es la contribución más significativa (figura 4.2, tabla 7.1).

En primer lugar realizamos este análisis sobre el detector con los tres gases a 20 bar sin ningún tipo de blindaje adicional, salvo la vasija de acero de 6 mm de espesor. Los resultados quedan representados en la figura 7.3. La energía máxima de retroceso nuclear inducida por los neutrinos más energéticos de la ESS (~ 52 MeV) depende del blanco y viene dada por la ecuación 3.2. Como se representa en la figura, la región de interés (RoI) en argón se extiende hasta 30 keV $_{ee}$ mientras que en kriptón y xenón es ~ 14 keV $_{ee}$ y ~ 10 keV $_{ee}$, respectivamente. Al representar las deposiciones de energía inducidas por neutrones normalizadas por la masa del detector, podemos realizar una comparación entre las tres situaciones y vemos que dentro de la RoI de cada gas, el nivel de eventos de fondo es comparable.

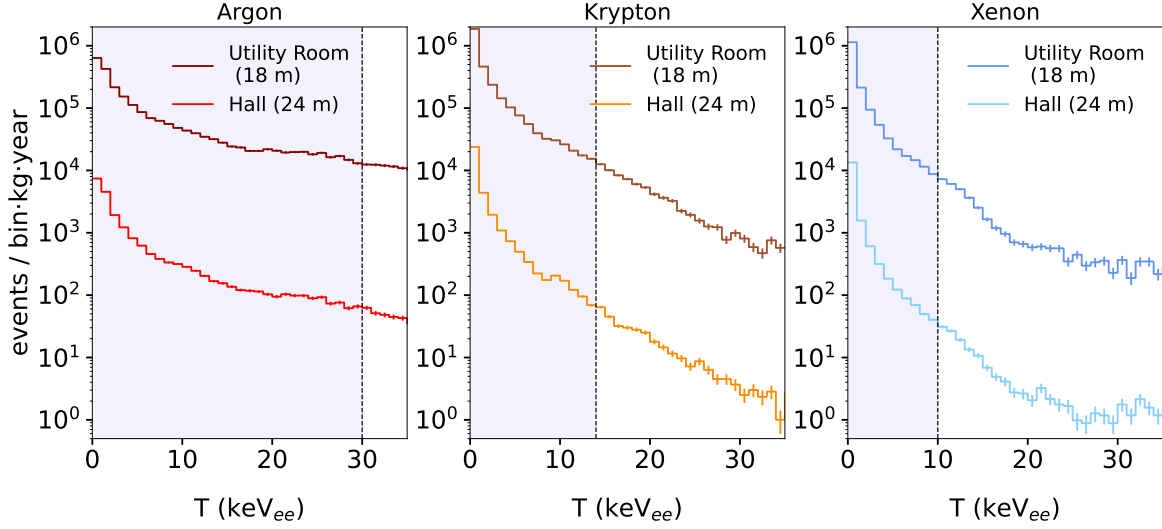


Figura 7.3: Fondo inducido por neutrones sobre el detector a 20 bar de presión con cada uno de los gases. Para cada gas se comparan el espectro de fondo a 18 m y 24 m de la fuente de neutrinos. Se señala sobre cada panel la RoI delimitada por la energía umbral del detector y la máxima energía de retroceso nuclear que induce el flujo de neutrinos de la ESS sobre cada blanco (tabla 7.2).

En la tabla 7.2 se resumen las cuentas acumuladas al año en cada gas, y en las dos distancias estudiadas. Comparando entre las dos localizaciones, como podría esperarse, el pasillo subterráneo el detector está mejor protegido contra los neutrones de espalación. Además, este fondo es notablemente superior a la distribución de eventos CE ν NS que esperamos en estas dos distancias y que hemos estudiado en la sección 6. Esto evidencia que el blindaje del que consta la ESS para proteger sus instalaciones de los neutrones que escapan de la espalación no es suficiente para realizar un experimento CE ν NS. En la siguiente sección evaluamos soluciones de blindaje contra neutrones y sus secundarios más abundantes.

Eventos de fondo inducido por neutrones al año			
Medio detector	RoI (keV $_{nr}$)	Sala (18 m)	Pasillo (24 m)
Argón (20 bar, 6 kg)	[0.9 - 150]	$(9.91 \pm 0.04) \cdot 10^6$	$(8.50 \pm 0.04) \cdot 10^4$
Kriptón (20 bar, 12 kg)	[0.9 - 70]	$(2.313 \pm 0.006) \cdot 10^7$	$(2.248 \pm 0.006) \cdot 10^5$
Xenón (20 bar, 21 kg)	[0.9 - 50]	$(1.766 \pm 0.005) \cdot 10^7$	$(1.492 \pm 0.005) \cdot 10^5$

Tabla 7.2: Número de eventos de fondo inducido por neutrones al año, en el detector a 20 bar con cada una de las mezclas de gases en la región de energía de interés. Para el análisis se ha tomado: $T_{th} = 0.18$ keV $_{ee}$, QF = 20 % y $\sigma_0/T_{th} = 40$ %.

7.3. Estudio y evaluación de estrategias de blindaje

Los blindajes habituales en ambientes sometidos a fondos de neutrones son materiales como agua o polietileno, ricos en hidrógeno, debido a su alta sección eficaz de interacción con los neutrones (anexo E.1). En este caso, consideraremos varios espesores de polietileno de alta densidad, entre 10 y 30 cm.

En la figura 7.4 se observa la interacción de un neutrón primario de 12 MeV (trayectoria en color amarillo) sobre la estructura de blindaje colocada sobre la vasija del detector. En este ejemplo, el neutrón sufre varias colisiones elásticas con el blindaje de polietileno. Como consecuencia de interacciones de tipo inelástico se producen también γ 's de energía \sim MeV (trazas de color verde). Por las características del evento, algunas no llegan a interactuar con el gas, pero otras depositan energía a través de colisiones Compton y efecto fotoeléctrico. En la imagen se señalan en color rojo los electrones que se generan como consecuencia de la interacción de las γ 's en el gas.

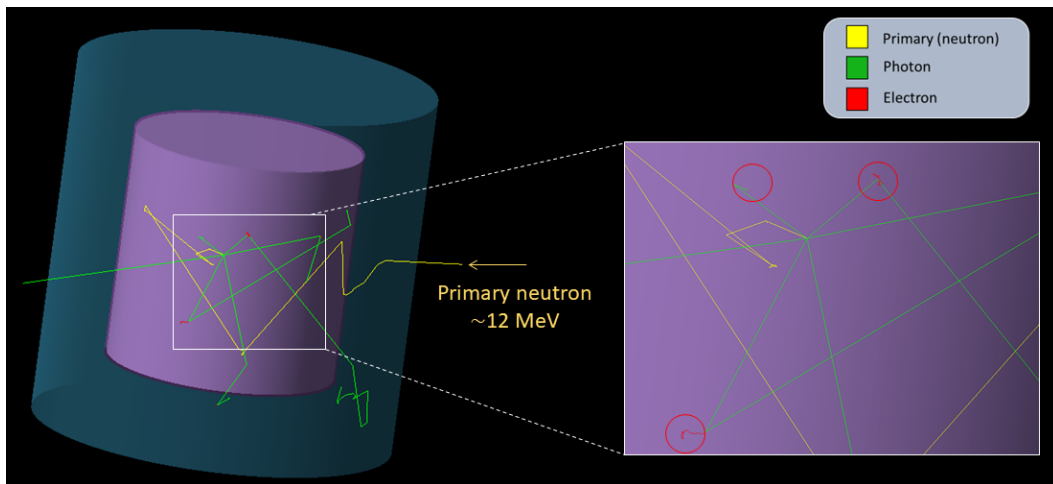


Figura 7.4: Evento representativo de la interacción de un neutrón de espalación con el blindaje de polietileno y el detector obtenido de la simulación.

Una forma de reducir la contribución a los depósitos de energía en la RoI debido a estas γ 's es con la adición de un blindaje adicional. Los blindajes contra fotones dependen de su energía. El rango de energías de los fotones generados debido a la interacción del flujo de neutrones con el HDPE se extiende hasta las decenas de MeV. El plomo es un material de alto Z y tiene una alta sección eficaz de interacción con fotones a través de efecto Compton en este rango de energías. Además, debido a su alta densidad (11.8 g/cm^3) es eficaz para reducir su penetración. En la sección E.2 del anexo E se puede encontrar una argumentación más detallada de la elección de espesor de plomo: 10 cm.

En las figuras 7.5 y 7.6 se representan las deposiciones de energía inducidas por el fondo en el detector de xenón, escalando a un año de operación de la línea de haz ESS, en comparación con la tasa de eventos $\text{CE}\nu\text{NS}$ esperada a esa distancia del blanco. De la figura 7.5 se debe destacar que con los blindajes que hemos estudiado, la sala auxiliar resulta inviable para detectar $\text{CE}\nu\text{NS}$.

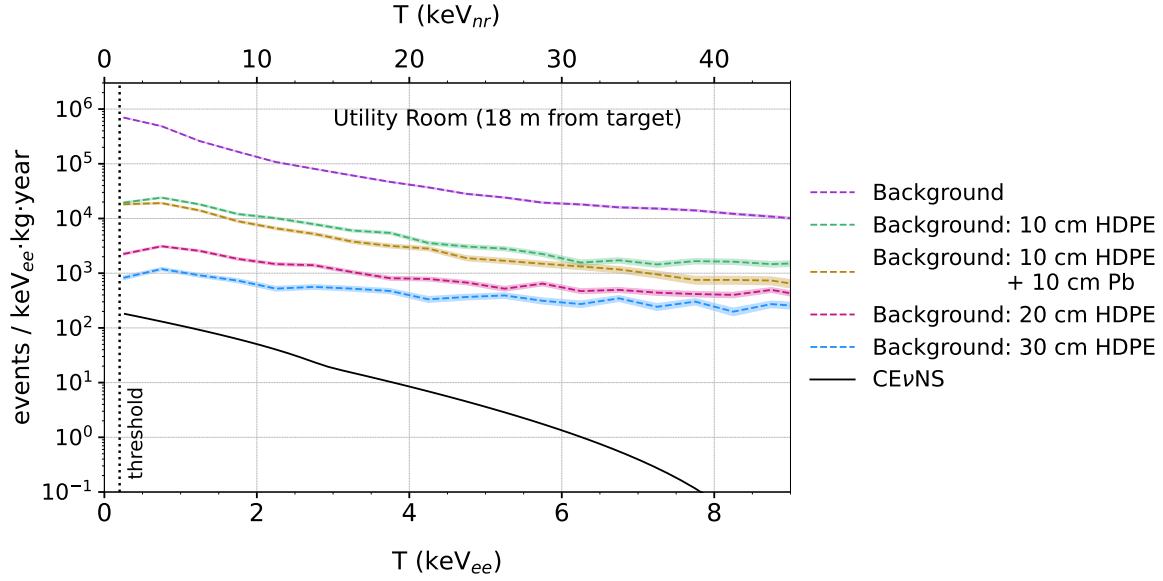


Figura 7.5: Señal $CE\nu NS$ en comparación con el fondo inducido por neutrones simulado en la sala auxiliar a 18 m del blanco. Se representa el efecto de diferentes espesores de blindaje con polietileno de alta densidad y combinaciones con plomo.

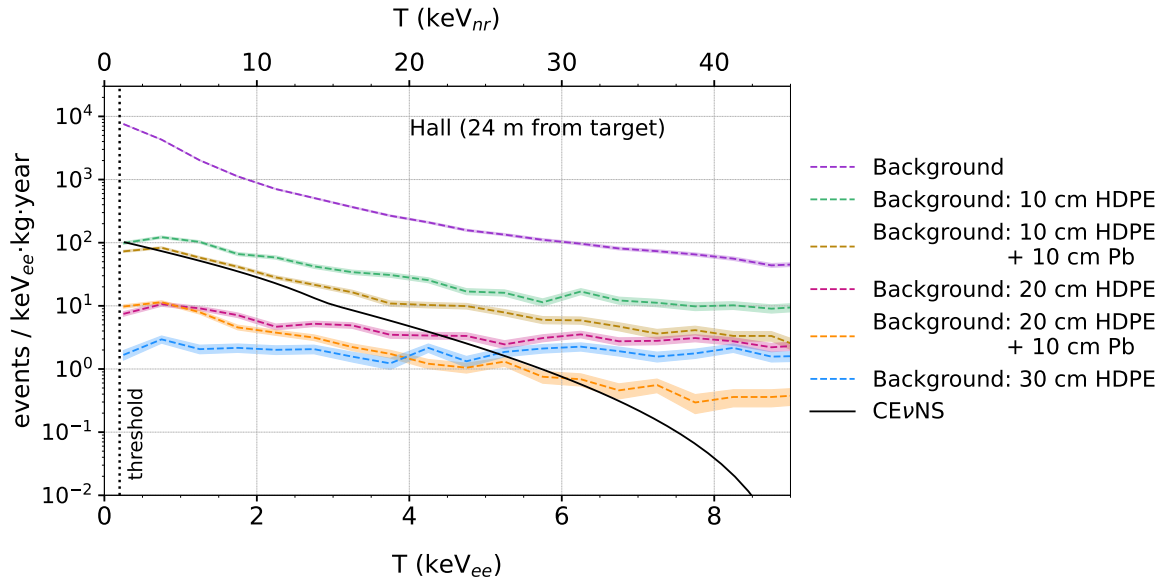


Figura 7.6: Señal $CE\nu NS$ en comparación con el fondo inducido por neutrones simulado en el pasillo subterráneo, a 24 m del blanco. Se representa el efecto de diferentes espesores de blindaje con polietileno de alta densidad y combinaciones con plomo.

La tabla 7.3 resume los niveles de fondo obtenidos de las simulaciones de Monte Carlo en las dos localizaciones y con las diferentes combinaciones de HDPE y plomo. Por un lado, la adición de 10 cm de HDPE reduce en un orden de magnitud el número de eventos de fondo en la RoI respecto a la situación sin blindaje. A partir de aquí, al ir incrementando el espesor de HDPE sigue mejorando el nivel de fondo pero de una forma más reducida. Por ejemplo, al pasar de 10 cm de HDPE a 20 cm en la sala, se reduce la tasa en un 94 % pero al pasar de 20 cm de HDPE a 30 cm, es un 55 %. Entre las dos localizaciones, es importante remarcar que en la sala, incluso con 30 cm de HDPE, los niveles de fondo inducido por neutrones

son superiores o comparables en orden de magnitud con los del pasillo, sin ningún tipo de blindaje.

Los resultados de estas simulaciones demuestran que la combinación del blindaje diseñado para el detector junto con la reducción de fondo existente en el pasillo subterráneo respecto de la sala auxiliar debido al propio diseño de la ESS, proporcionan una relación señal-fondo óptima para medidas de $CE\nu NS$ en el pasillo.

Eventos de fondo inducido por neutrones en Xenón (20 bar, 21 kg)		
Blindaje	Sala (18 m)	Pasillo (24 m)
10 cm HDPE	$(2.938 \pm 0.022) \cdot 10^6$	$(1.976 \pm 0.018) \cdot 10^4$
10 cm HDPE + 10 cm Pb	$(7.795 \pm 0.013) \cdot 10^5$	$(3.29 \pm 0.05) \cdot 10^3$
20 cm HDPE	$(1.71 \pm 0.03) \cdot 10^5$	$(7.286 \pm 0.017) \cdot 10^2$
20 cm HDPE + 10 cm Pb	-	$(4.35 \pm 0.11) \cdot 10^2$
30 cm HDPE	$(7.66 \pm 0.17) \cdot 10^4$	$(3.16 \pm 0.11) \cdot 10^2$

Tabla 7.3: Resumen del número de eventos de fondo inducido por neutrones en el detector de xenón a 20 bar entre 0.9 a 50 keV_{nr} con diferentes estrategias de blindaje. Se han mantenido $T_{th} = 0.18$ keV_{ee} y QF = 20 %.

Para finalizar, podemos evaluar la eficiencia de las situaciones con diferentes blindajes en el pasillo subterráneo a través del número de eventos $CE\nu NS$ que quedan por encima del fondo. El número total de eventos $CE\nu NS$ en xenón en el pasillo subterráneo los hemos determinado en la sección 6 y es 3273. En la tabla 7.4 se recoge el número de eventos de señal y fondo en el rango de energía donde hay señal por encima del fondo (según la figura 7.6). La última columna representa el porcentaje de eventos $CE\nu NS$ sobre el total (3273) que se observarían en cada caso⁵.

Eventos $CE\nu NS$ sobre fondo de neutrones a 24 m (pasillo)				
Blindaje	Rango (keV _{ee})	$CE\nu NS$ (c·año ⁻¹)	Fondo (c·año ⁻¹)	$CE\nu NS$ - Fondo (%)
10 cm HDPE + 10 cm Pb	[0.18 - 0.3]	374	312 ± 14	2.0 ± 0.4
20 cm HDPE	[0.18 - 4.5]	3231	465 ± 14	84.5 ± 0.4
20 cm HDPE + 10 cm Pb	[0.18 - 5.75]	3261	406 ± 11	87.2 ± 0.3
30 cm HDPE	[0.18 - 5]	3252	160 ± 8	94.5 ± 0.2

Tabla 7.4: Eventos de señal $CE\nu NS$ sobre xenón a 20 bar (21 kg) en el pasillo subterráneo, a 24 m del blanco de la ESS. Se comparan las estrategias de blindaje para las que se obtiene señal por encima del fondo de neutrones. Para contabilizar el número de eventos en cada rango, se ha considerado la resolución en energía en los límites inferior y superior según la ecuación 5.13.

Si comparamos las situaciones con el mismo espesor de HDPE con y sin plomo, la adición de plomo mejora en torno a un ~ 3 % la cantidad de eventos $CE\nu NS$ detectables. Aunque de todas las propuestas, los 30 cm de HDPE dan el mejor porcentaje (94.5 %), con 20 cm de HDPE combinado con 10 cm de plomo permite explorar un rango de energías más amplio.

⁵El porcentaje se ha calculado como: eventos de señal en el rango de energía (columna 2) menos eventos de fondo (columna 3), entre eventos de señal totales esperados.

8. Influencia del factor de *quenching* y el umbral de energía

Factor de *quenching*

El factor de *quenching* (QF), que da cuenta de la proporción de energía que deposita un retroceso nuclear en forma de ionización en el medio, no se encuentra bien caracterizado en los gases que *Ga ν ESS* planea utilizar y que hemos considerado para estudiar la señal de neutrinos y de neutrones. Según el modelo de Lindhard (ecuación 5.4 en la sección 5), el factor de *quenching* en xenón en el rango de energías de retroceso de interés, hasta 50 keV_{nr} , varía entre un 10 % y un 25 %. En esta sección vamos a evaluar cómo afectan tres escenarios diferentes de QF (10 %, 20 % y 30 %) sobre la detección de $\text{CE}\nu\text{NS}$ en xenón. Para este estudio fijamos el umbral a 0.18 keV_{ee} , con una resolución en energía del 40 %. Es importante notar que dependiendo del porcentaje del factor de *quenching*, el umbral de energía expresado en electrones de ionización tiene un impacto diferente en la mínima energía de retroceso nuclear detectable. Por ejemplo, en el caso de $\text{QF} = 10\%$, el umbral se traduce en 1.8 keV_{nr} , que es un escenario muy pesimista respecto al objetivo que actualmente se establece, en torno a 1 keV_{nr} [5].

En la figura 8.1 se representa la distribución de eventos $\text{CE}\nu\text{NS}$ simulados tal y como se ha explicado en la sección 6, sobre xenón a 20 bar, a 24 m del blanco de la ESS y expresados en energía de electrón equivalente (keV_{ee}). Cuanto menor es el factor de *quenching*, menor energía del retroceso nuclear es depositada en el detector en forma de ionización y por lo tanto la distribución de eventos se concentra en un rango de energías de ionización más pequeño. Así, por ejemplo, con un $\text{QF} = 10\%$, la RoI está entre 0.18 keV_{ee} y 5 keV_{ee} ; para $\text{QF} = 20\%$, se extiende hasta 10 keV_{ee} y con $\text{QF} = 30\%$, 15 keV_{ee} . En el análisis del fondo de neutrones de la sección 7, también hemos aplicado el factor de *quenching* sobre los depósitos de energía debidos a neutrones. Por lo tanto, también podemos extender esta discusión a los eventos de fondo. De los casos con diferentes espesores de polietileno de alta densidad combinado con o sin plomo que nos permiten observar señal $\text{CE}\nu\text{NS}$ (tabla 7.4), vamos a analizar el de 20 cm de polietileno junto con 10 cm de plomo (figura 8.1).

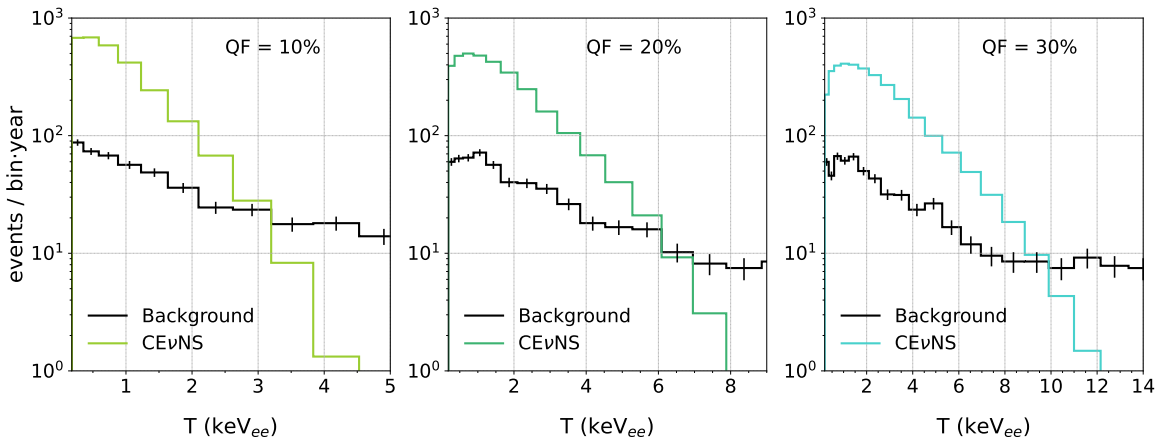


Figura 8.1: Eventos $\text{CE}\nu\text{NS}$ y de fondo al año sobre el detector con 21 kg de xenón emplazado a 24 del blanco. Se ha mantenido constante el umbral de energía (0.18 keV_{ee}) y la resolución ($\sigma_0 = 40\%$) y se varía el factor de *quenching*, $\text{QF} = \{10\%, 20\%, 30\%\}$, como se indica sobre cada figura. Los *bines* de energía son variables en función de la resolución en el centro de cada *bin*.

El impacto del factor de *quenching* sobre la sensibilidad a detección de $\text{CE}\nu\text{NS}$ se puede evaluar con el número de eventos $\text{CE}\nu\text{NS}$ que quedan por encima del fondo (columna 6) y con el nivel de significancia (columna 7). El nivel de significancia se calcula como el cociente entre la señal y la raíz del número de eventos de fondo e indica cómo de relevantes son los excesos debido a la señal respecto al fondo. En la tabla 8.1 se indican los rangos de energía considerados para los tres análisis.

Eventos esperados al año. Xenón (20 bar, 21 kg). L = 24 m						
QF	total $\text{CE}\nu\text{NS}$	keV $_{ee}$	$\text{CE}\nu\text{NS}$ (s)	Fondo (b)	s - b (%)	s/\sqrt{b}
10 %	2848	[0.18 - 3]	2838	418 ± 12	85.0 ± 0.4	138.8 ± 1.9
20 %	3273	[0.18 - 6.4]	3269	519 ± 13	84.0 ± 0.4	143.7 ± 1.8
30 %	3384	[0.18 - 9.5]	3378	562 ± 14	83.2 ± 0.4	142.8 ± 1.8

Tabla 8.1: Señal y fondo (cuentas al año) sobre el detector de xenón a 20 bar en el pasillo a 24 m del blanco de la ESS. Se mantiene fijo el umbral a 0.18 keV $_{ee}$ y se evalúan tres escenarios de QF. Segunda columna: eventos de señal $\text{CE}\nu\text{NS}$ totales. De las columnas 3 a 6 se comparan las cuentas de señal y fondo dentro del rango de energías que dan señal por encima del fondo (columna 3), teniendo en cuenta la resolución de energía en los límites de los intervalos. Columna 7: nivel de significancia.

En la primera columna de la tabla 8.1 tenemos el número de eventos $\text{CE}\nu\text{NS}$ totales por encima del umbral de energía (0.18 keV $_{ee}$) para cada QF. Lo primero a destacar es que el factor de *quenching* más pequeño, 10 %, nos da un $\sim 16\%$ menos de eventos $\text{CE}\nu\text{NS}$ respecto al factor de *quenching* más grande. Por lo tanto, lo más favorable para maximizar la estadística de eventos de señal es un QF mayor, ya que la mayor cantidad de energía del retroceso del núcleo será invertida en ionización. Respecto a la relación señal-fondo, aunque el porcentaje de eventos de señal sobre fondo nos da un valor similar en los tres casos, el nivel de significancia revela que la situación es ligeramente más favorable para los factores más altos $\text{QF} = \{20, 30\} \%$ que para $\text{QF} = 10 \%$.

Umbral

Entre los físicos de $\text{CE}\nu\text{NS}$ para estudiar física más allá del Modelo Estándar se encuentra el momento magnético del neutrino (μ_m). En presencia de un μ_m no nulo, la sección eficaz de $\text{CE}\nu\text{NS}$ presenta un término extra que, como se discute en [5], produce un aumento en la sección eficaz diferencial del proceso, que es más significativa por debajo de 1 keV $_{nr}$ (figura 8.2). Por lo tanto, detectores con el menor umbral de energía posible serán más susceptibles de ser sensibles al efecto de esta propiedad en el número de eventos detectados.

A lo largo de este trabajo se ha estudiado la detección de eventos $\text{CE}\nu\text{NS}$ y de fondo con un umbral de 0.18 keV $_{ee}$, que asumiendo un factor de *quenching* de un 20 % en xenón, corresponde a una energía de retroceso nuclear mínima de 0.9 keV $_{nr}$. En la sección 5 se ha discutido el umbral de energía en función del número de electrones de ionización mínimo. De esta forma, teniendo en cuenta que el potencial de ionización en xenón es 22 eV $_{ee}$ (sección 5), este umbral de energía se corresponde con ~ 8.2 electrones de ionización. Un escenario más optimista podría ser $n_{eth} = 5$, que daría un umbral de 0.11 keV $_{ee}$ (0.55 keV $_{nr}$) y uno más pesimista, de $n_{eth} = 10$ (1.1 keV $_{nr}$).

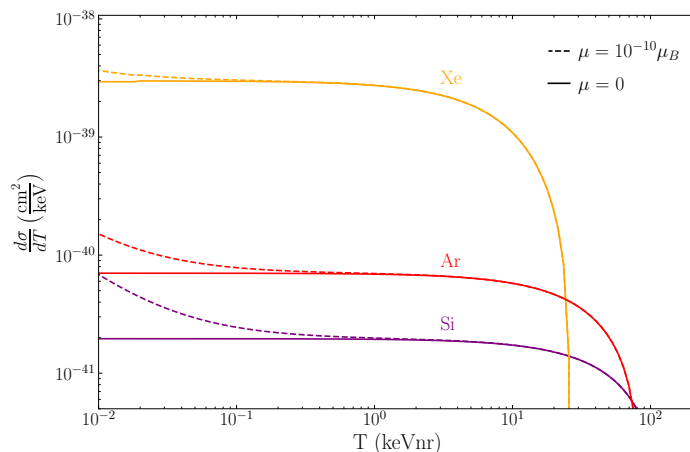


Figura 8.2: Sección eficaz diferencial para $CE\nu NS$, en función de la energía de retroceso del núcleo, en el Modelo Estándar (sección 3.1) y en presencia de un momento magnético de neutrino, para $E_\nu = 40$ MeV. Extraída de [5].

Según estos supuestos, a 24 m del blanco de la ESS el número de eventos $CE\nu NS$ que se esperan con $n_{eth} = 5$ es ~ 3378 , con $n_{eth} = 8$, ~ 3273 , y con $n_{eth} = 10$, ~ 3188 . Como podía anticiparse, cuanto menor es el umbral, mayor es la estadística de eventos $CE\nu NS$ esperable. Si comparamos respecto a la situación que hemos tomado como referencia, los cambios de 2 a 3 electrones sobre n_{eth} nos da una variación en el número de eventos de $\sim 3\%$. En cuanto al fondo, una vez reducido por debajo de la señal $CE\nu NS$, el cambio en el umbral no tiene efectos significativos. Es importante tener en cuenta que estos escenarios planteados son hipotéticos y se utilizan con el propósito de estudiar diferentes situaciones. El umbral de energía real dependerá de múltiples factores y no puede ser “escogido”.

Xenón (20 bar, 21 kg) L = 24 m	
Eventos esperados al año	
Umbral	señal $CE\nu NS$
$n_{eth} = 5$ (0.11 keV $_{ee}$)	3378
$n_{eth} = 8$ (0.18 keV $_{ee}$)	3273
$n_{eth} = 10$ (0.22 keV $_{ee}$)	3188

Tabla 8.2: Eventos esperados al año en el detector con xenón a 20 bar en el pasillo a 24 m del blanco de la ESS. Se ha mantenido el factor de *quenching* a un 20% y se ha cambiado el número mínimo de electrones de ionización detectables para evaluar la influencia del umbral de energía.

9. Conclusiones

El principal desafío a la hora de estudiar neutrinos es el tipo de interacción que tienen con la materia. Al ser leptones neutros, solamente interactúan débilmente, lo que hace que los ritmos de interacción sean por lo general muy bajos. La dispersión elástica coherente neutrino núcleo es un proceso descrito por el Modelo Estándar, con una sección eficaz altamente favorecida por núcleos con alto contenido en neutrones ($\sim N^2$), haciéndola ideal para detectar neutrinos incluso con detectores de tamaño moderado. El estudio de este proceso recae en la detección de la energía de retroceso inducida al núcleo. Las fuentes de neutrinos artificiales como reactores nucleares o fuentes de espalación ofrecen flujos de neutrinos de orden y energía óptimos para detectar $CE\nu NS$. Concretamente, la ESS, se postula como la fuente de neutrinos más potente del mundo, lo cual permite la explotación de este proceso con detectores de baja masa. $Ga\nu ESS$ tiene como objetivo detectar $CE\nu NS$ con el flujo de neutrinos de la ESS con una TPC de gas noble basada en amplificación electroluminiscente, una técnica que permite alcanzar umbrales de energía por debajo del keV_{nr} y operar con diferentes blancos con mínimos cambios en el montaje, lo cual maximiza el alcance de la física a estudiar.

En este contexto, hemos estudiado la detección de interacciones $CE\nu NS$ sobre xenón, argón y kriptón, encontrando que el xenón es el que maximiza la estadística de eventos $CE\nu NS$. Mediante simulaciones de Monte Carlo hemos caracterizado la contribución al fondo de neutrones asociados al haz dentro de las localizaciones candidatas para $Ga\nu ESS$ dentro de la ESS: una sala auxiliar a 18 m del blanco y un pasillo subterráneo a 24 m. Los eventos de neutrones inducen un fondo muy por encima del orden de la señal $CE\nu NS$ en estos dos lugares y en consecuencia, se ha concluido que será necesario incluir un blindaje contra este fondo. Los materiales ricos en hidrógeno son ampliamente utilizados como moderadores de neutrones debido a su alta sección eficaz de interacción. Aunque la sala auxiliar se encuentra más cerca de la fuente de neutrinos y por lo tanto ofrece más estadística de sucesos $CE\nu NS$, con el estudio de espesores de polietileno (HDPE) de 10 a 30 cm, hemos encontrado que esta localización resulta inviable para detectar $CE\nu NS$. El pasillo subterráneo ofrece una relación señal-fondo óptima con espesores de polietileno desde 20 cm. Además, con la adición de un blindaje adicional de plomo de 10 cm entre el HDPE y el detector, hemos conseguido reducir la componente de fondo debida a fotones que surgen de las interacciones de los neutrones con el HDPE.

Finalmente, hemos estudiado la influencia del umbral de energía y el factor de *quenching* (QF) sobre la relación señal-fondo. Un mayor factor de *quenching* maximiza la cantidad de energía de retroceso nuclear depositada en forma de ionización y por lo tanto medible, favoreciendo la estadística de $CE\nu NS$. El conocimiento preciso del factor de *quenching* afecta tanto a la interpretación de eventos de señal $CE\nu NS$ como de fondo. Dentro de este proyecto, el QF de los gases estudiados se caracterizará sobre el prototipo GaP. Un bajo umbral en energía es un aspecto fundamental para maximizar la tasa de eventos detectables, lo que puede ser decisivo para el estudio de propiedades de los neutrinos más allá del Modelo Estándar.

Las conclusiones que se obtienen de estas simulaciones de fondo deberán ser complementados con la medida y caracterización del flujo de neutrones cuando la ESS entre en funcionamiento. Estas medidas, junto con simulaciones adicionales, ayudarán a proporcionar información adicional sobre la direccionalidad del flujo de neutrones en las localizaciones candidatas a experimentos $CE\nu NS$ en la ESS.

Referencias

- [1] E. Fermi. “An attempt of a theory of beta radiation. 1.” *Z. Phys.* 88 (1934), pp. 161-177.
- [2] C. L. Cowan et al. “Detection of the free neutrino: A Confirmation”. *Science* 124 (1956), pp. 103-104. DOI: [10.1126/science.124.3212.103](https://doi.org/10.1126/science.124.3212.103).
- [3] M Sajjad Athar et al. “Status and perspectives of neutrino physics”. *Prog. Part. Nucl. Phys.* (2022), pp 103947. DOI: [10.1016/j.pnpnp.2022.103947](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2022.103947).
- [4] D Akimov et al. “Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering”. *Science* 357.6356 (2017), pp. 1123-1126. DOI: [10.1126/science.aao0990](https://doi.org/10.1126/science.aao0990).
- [5] D Baxter et al. “Coherent elastic neutrino-nucleus scattering at the European Spallation Source”. *JHEP* 2020.2 (2020), pp. 1-38. DOI: [10.1007/JHEP02\(2020\)123](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2020)123).
- [6] F Monrabal. “Gaseous detectors for Neutrino-nucleus coherent scattering at the ESS”. *JPCS*. Vol. 2156. 1. 2021, pp 012112. DOI: [10.1088/1742-6596/2156/1/012112](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2156/1/012112).
- [7] D.Z Freedman. “Coherent effects of a weak neutral current”. *Phys. Rev. D* 9.5 (1974), pp 1389. DOI: [10.1103/PhysRevD.9.1389](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.1389).
- [8] VB Kopeliovich y LL Frankfurt. *Isotopic and chiral structure of neutral current*. Inf. téc. Leningrad Inst. of Nuclear Physics, 1974.
- [9] K Patton et al. “Neutrino-nucleus coherent scattering as a probe of neutron density distributions”. *Phys. Rev. C* 86.2 (2012), pp 024612. DOI: [10.1103/PhysRevC.86.024612](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.024612).
- [10] J Erler y M.J Ramsey-Musolf. “Weak mixing angle at low energies”. *Phys. Rev. D* 72.7 (2005), pp 073003. DOI: [10.1103/PhysRevD.72.073003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.073003).
- [11] R.H Helm. “Inelastic and elastic scattering of 187-Mev electrons from selected even-even nuclei”. *Phys. Rev.* 104.5 (1956), pp 1466. DOI: [10.1103/PhysRev.104.1466](https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.1466).
- [12] J Bartel et al. “Towards a better parametrisation of Skyrme-like effective forces: A critical study of the SkM force”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 386.1 (1982), pp. 79-100. DOI: [10.1016/0375-9474\(82\)90403-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(82)90403-1).
- [13] S.R Klein y J Nystrand. “Exclusive vector meson production in relativistic heavy ion collisions”. *Phys. Rev. C* 60.1 (1999), pp 014903. DOI: [10.1103/PhysRevC.60.014903](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.60.014903).
- [14] P Coloma et al. “Bounds on new physics with data of the Dresden-II reactor experiment and COHERENT”. *JHEP* 2022.5 (2022), pp. 1-33. DOI: [10.1007/JHEP05\(2022\)037](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2022)037).
- [15] P Coloma et al. “Determining the nuclear neutron distribution from Coherent Elastic neutrino-Nucleus Scattering: current results and future prospects”. *JHEP* 2020.8 (2020), pp. 1-22. DOI: [10.1007/JHEP08\(2020\)030](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2020)030).
- [16] E Vitagliano et al. “Grand unified neutrino spectrum at Earth: Sources and spectral components”. *Rev. Mod. Phys.* 92.4 (2020), pp 045006. DOI: [10.1103/RevModPhys.92.045006](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.92.045006).
- [17] K Hirata et al. “Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A”. *Phys. Rev. Lett.* 58.14 (1987), pp 1490. DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.1490](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1490).
- [18] Bhaskar Dutta y Louis E Strigari. “Neutrino physics with dark matter detectors”. *Annu. Rev. Nuc. Part. Sci.* 69 (2019), pp. 137-161. DOI: [10.1146/annurev-nucl-101918-023450](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101918-023450).
- [19] J Colaresi et al. “Measurement of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering from Reactor Antineutrinos”. *Phys. Rev. Lett.* 129.21 (2022), pp 211802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.129.211802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.211802).
- [20] D Akimov et al. “First measurement of coherent elastic neutrino-nucleus scattering on argon”. *Phys. Rev. Lett.* 126.1 (2021), pp 012002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.012002).
- [21] R Garoby et al. “The European spallation source design”. *Physica Scripta* 93.1 (2017), pp 014001. DOI: [10.1088/1402-4896/aa9bff](https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa9bff).
- [22] L Michel. “Interaction between Four Half-Spin Particles and the Decay of the μ -Meson”. *Proc. Phys. Soc. A* 63.5 (1950), pp 514. DOI: [10.1088/0370-1298/63/5/311](https://doi.org/10.1088/0370-1298/63/5/311).

-
- [23] R.L Burman y P Plischke. *Neutrino flux calculations for the proposed European Spallation Source*. FZKA, 1996.
- [24] D.M Markoff. “Background studies for the COHERENT experiment at the Spallation Neutron Source”. *JPCS*. Vol. 888. 1. 2017, pp 012152. DOI: [10.1088/1742-6596/888/1/012152](https://doi.org/10.1088/1742-6596/888/1/012152).
- [25] C M Lewis. “Particle Physics in the Sub-keV Energy Regime”. Tesis doct. U.Chicago, 2023.
- [26] P Novella et al. “Measurement of the Xe 136 two-neutrino double- β -decay half-life via direct background subtraction in NEXT”. *Phys. Rev. C* 105.5 (2022), pp 055501. DOI: [10.1103/PhysRevC.105.055501](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.055501).
- [27] D. R. Nygren. “The Time Projection Chamber: A New 4 π Detector for Charged Particles”. *eConf C740805* (1974). Ed. por J Kadyk et al., pp 58.
- [28] D González-Díaz et al. “Gaseous and dual-phase time projection chambers for imaging rare processes”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 878 (2018), pp. 200-255. DOI: [10.1016/j.nima.2017.09.024](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.09.024).
- [29] L Serra et al. “An improved measurement of electron-ion recombination in high-pressure xenon gas”. *JINST* 10.03 (2015), P03025. DOI: [10.1088/1748-0221/10/03/P03025](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/03/P03025).
- [30] A Manzur et al. “Scintillation efficiency and ionization yield of liquid xenon for monoenergetic nuclear recoils down to 4 keV”. *Phys. Rev. C* 81.2 (2010), pp 025808. DOI: [10.1103/PhysRevC.81.025808](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.025808).
- [31] E Aprile y T Doke. “Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics”. *Rev. Mod. Phys.* 82.3 (2010), pp 2053. DOI: [10.1103/RevModPhys.82.2053](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2053).
- [32] R.L. Platzman. “Total ionization in gases by high-energy particles: An appraisal of our understanding”. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* 10.2 (1961), pp. 116-127. DOI: [10.1016/0020-708X\(61\)90108-9](https://doi.org/10.1016/0020-708X(61)90108-9).
- [33] J Lindhard et al. “Integral equations governing radiation effects”. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk* 33.10 (1963), pp. 1-42.
- [34] F Borges et al. “Operation of gas proportional scintillation counters in a low charge multiplication regime”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 422.1-3 (1999), pp. 321-325. DOI: [10.1016/S0168-9002\(98\)00966-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00966-8).
- [35] JM Català. “Near-Intrinsic Energy Resolution for 30 to 662 keV Gamma Rays in a High Pressure Xenon Electroluminescent TPC”. (2012). DOI: [10.1016/j.nima.2012.12.123](https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.12.123).
- [36] M Berglund et al. “Isotopic compositions of the elements 2009 (IUPAC Technical Report)”. *Pure and applied chemistry* 83.2 (2011), pp. 397-410. DOI: [10.1351/PAC-REP-10-06-02](https://doi.org/10.1351/PAC-REP-10-06-02).
- [37] The NEXT collaboration. *Nexus*. URL: <https://github.com/next-exp/nexus>.
- [38] J Allison et al. “Recent developments in Geant4”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A* 835 (2016), pp. 186-225. DOI: [10.1016/j.nima.2016.06.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125).
- [39] María Jiménez Puyuelo. URL: https://github.com/mariajzmz/TFM_GanESS.
- [40] *HDF5*. URL: <https://www.hdfgroup.org/solutions/hdf5/>.
- [41] *Python*. URL: https://pandas.pydata.org/docs/user_guide/style.html.
- [42] N Van Dessel et al. “Cross Sections for Coherent Elastic and Inelastic Neutrino-Nucleus Scattering”. *Universe* 9.5 (2023), pp 207. DOI: [10.3390/universe9050207](https://doi.org/10.3390/universe9050207).

Anexos

A. Estudio del modelo del factor de forma nuclear en la sección eficaz de $\text{CE}\nu\text{NS}$

Se presentan a continuación algunos modelos de factor de forma basados en aproximaciones fenomenológicas de la densidad de carga nuclear y la influencia en la sección eficaz de $\text{CE}\nu\text{NS}$.

La distribución de Helm utilizada en este trabajo es la convolución de una densidad nucleónica uniforme con un radio de corte R_o y una caída gaussiana de anchura s , que se fija a 0.9 fm a partir de datos de espectroscopía de muones. La forma analítica del factor de forma es la ecuación 3.4 de la sección 3.1.

La distribución de Klein-Nystrand se obtiene de la convolución de un potencial de Yukawa de parámetro $a = 0.7 \text{ fm}$ sobre una distribución de Woods-Saxon de radio $R_A = A^{1/3} \cdot 1.2 \text{ fm}$. La expresión analítica del factor de forma es:

$$F_{KN}(Q^2) = \frac{4\pi\rho_0 R_A^2}{AQ} \cdot \frac{j_1(QR_A)}{QR_A} \cdot \frac{1}{1+a^2Q^2} \text{ con } \rho_0 = \frac{3A}{4\pi R_A^3} \quad (\text{A.1})$$

Este modelo fue adoptado por la colaboración COHERENT [4, 20].

Otro método utilizado para calcular el factor de forma nuclear en el contexto de $\text{CE}\nu\text{NS}$, por ejemplo en [9, 42] es el basado en el potencial efectivo de Skyrme. Para derivar este potencial, se tratan los núcleos como sistemas de partículas interactuantes y se asume que propiedades nucleares como la energía de enlace, el tamaño y la forma se pueden describir en función de las distribuciones de densidad nuclear. A partir de este modelo se pueden derivar los momentos radiales y calcular el factor de forma nuclear con la ecuación A.2. En la tabla A.1 se resumen los momentos nucleares para ^{132}Xe y ^{40}Ar .

$$F(Q^2) \approx \left(1 - \frac{Q^2}{3!} \langle R_n^2 \rangle + \frac{Q^4}{5!} \langle R_n^4 \rangle - \frac{Q^6}{7!} \langle R_n^6 \rangle + \dots \right) \quad (\text{A.2})$$

siendo $\langle R_n^k \rangle$ los momentos radiales de la distribución de carga (ρ_n).

$$\langle R_n^k \rangle = \frac{\int \rho_n r^k d^3r}{\int \rho_n d^3r} \quad (\text{A.3})$$

^{132}Xe	$\langle R_n^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	4.8664
	$\langle R_n^2 \rangle^{1/4}$ (fm)	5.2064
	$\langle R_n^2 \rangle^{1/6}$ (fm)	5.4887
^{40}Ar	$\langle R_n^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	3.4168
	$\langle R_n^2 \rangle^{1/4}$ (fm)	3.7233

Tabla A.1: Momentos radiales para ^{132}Xe y ^{40}Ar extraídos de [9], del modelo Skyrme SkM*

En el panel izquierdo de la figura A.1 se muestra la expansión en serie en diferentes órdenes de Q para ^{132}Xe . A la derecha, se compara el factor de forma en los tres isótopos considerados según los modelos explicados. Como puede comprobarse en la figura A.2, la

aplicación de un modelo de factor de forma u otro, dentro de las bajas transferencias de momento que estudiamos en este contexto, no tiene un impacto significativo en la sección eficaz diferencial $CE\nu NS$.

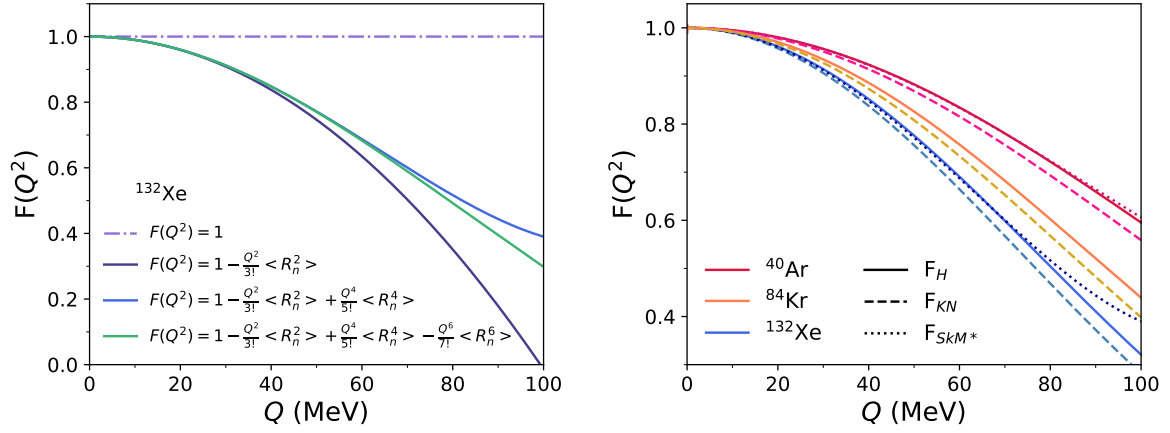


Figura A.1: Izquierda: Factor de forma expandido en diferentes órdenes del momento transferido para ^{132}Xe utilizando los momentos radiales del modelo Skyrme SkM* (tabla A.1). Derecha: diferentes parametrizaciones del factor de forma nuclear para ^{132}Xe , ^{40}Ar y ^{84}Kr .

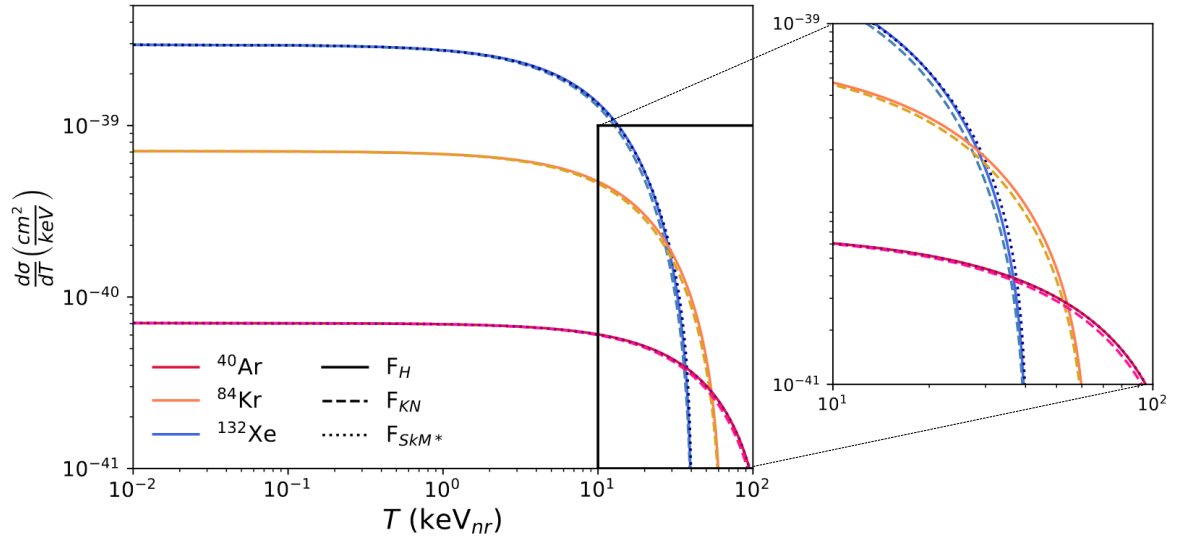


Figura A.2: Sección eficaz diferencial $CE\nu NS$ para ^{40}Ar , ^{84}Kr y ^{132}Xe para $E_\nu = 50$ MeV, utilizando diferentes modelos del factor de forma, según se indica en la leyenda.

B. La Fuente de Espalación Europea

En las figuras B.1, B.2 y B.3 se muestran secciones bidimensionales de la estructura de la ESS. Los colores, como se explicarán a continuación, se corresponden con diferentes materiales. La imagen B.1 es una vista superior, donde quedan señalados el pasillo y la sala auxiliar, y las figuras B.2 y B.3 son dos cortes transversales a la altura del pasillo y la sala auxiliar (según las líneas horizontales punteadas que aparecen en la vista superior).

En el centro de la estructura está el monolito del blanco, con un radio de unos 5.5 m, que contiene la estructura de tungsteno rotatoria contra la cual se hacen impactar haces de protones a través de un tubo de vacío (la dirección queda indicada sobre la figura B.1). En el corte superior se pueden apreciar las estructuras que rodean al blanco y que son de diferentes materiales: en rojo, acero inoxidable y en azul claro, hierro. Rodeando al monolito del blanco tenemos varias capas de hormigón convencional (verde). El búnker, en color magenta, señalado en la figura B.1, consiste en la estructura que protege las áreas de instrumentación de la radiación ionizante que acompaña a los neutrones de espalación. Este está delimitado por un muro de un hormigón de alta densidad (3.8 g/cm^3) con una composición en magnetita (denominado *magnadense*⁶).

El muro más lejano de la sala auxiliar se encuentra a ~ 21 m del blanco. La sala tiene unas dimensiones de 8 m de largo. Teniendo en cuenta su forma triangular, de los $\sim 21 \text{ m}^2$ de los que consta, no todos son útiles para emplazar el detector $\text{Ga}\nu\text{ESS}$. Por esta razón, la distancia que finalmente se ha tomado en nuestro estudio es de 18 m.

Los cortes de las figuras B.2 y B.3 son la vista transversal a la altura del pasillo (inferior) y de la sala (superior). Como puede apreciarse, el pasillo se encuentra en un nivel subterráneo respecto de la altura del blanco. La sala auxiliar se encuentra separada del blanco por un espesor de 4.5 m del hormigón de alta densidad.

Del resto de materiales que aparecen en las imágenes, el color amarillo representa vacío, el marrón es aire y el azul oscuro es la cimentación de la estructura (composición del suelo y hormigón).

⁶<https://www.lkabminerals.com/product/magnadense/>

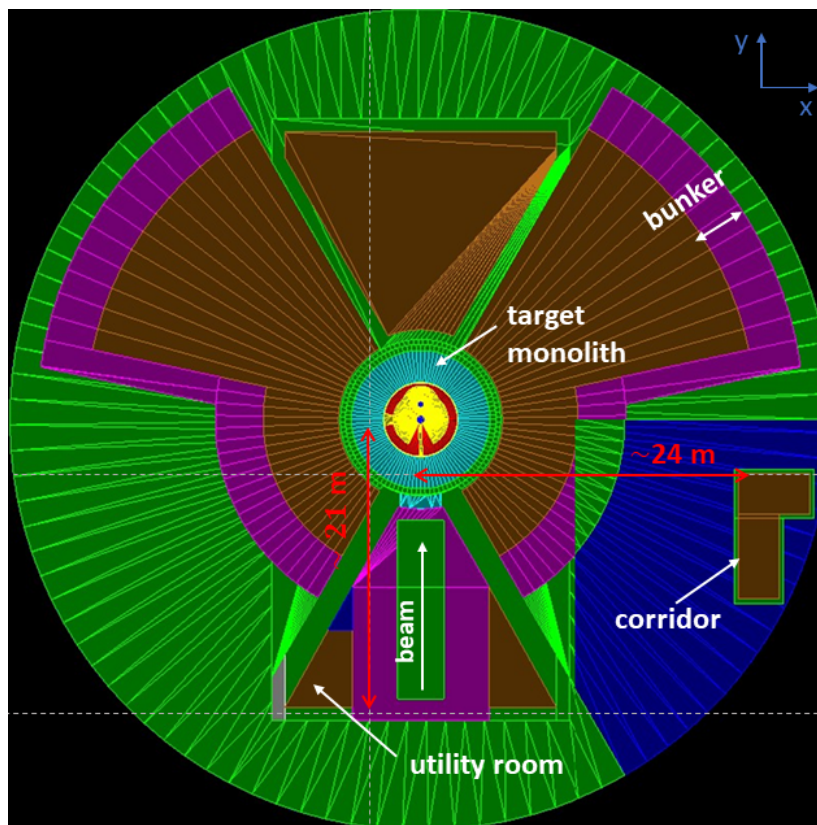


Figura B.1: Vista superior.

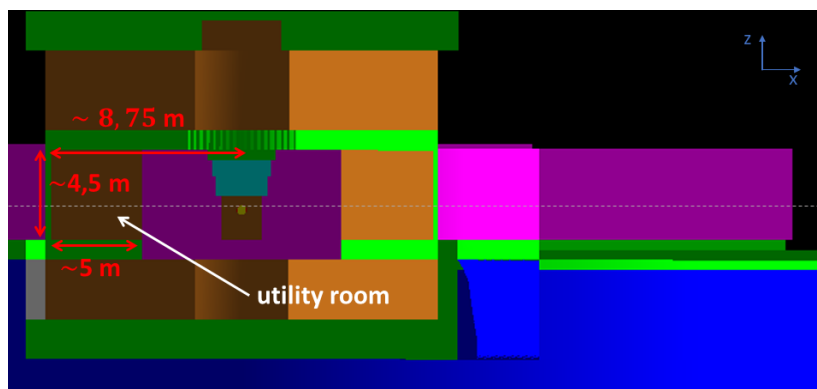


Figura B.2: Corte transversal a la altura (y) de la sala auxiliar.

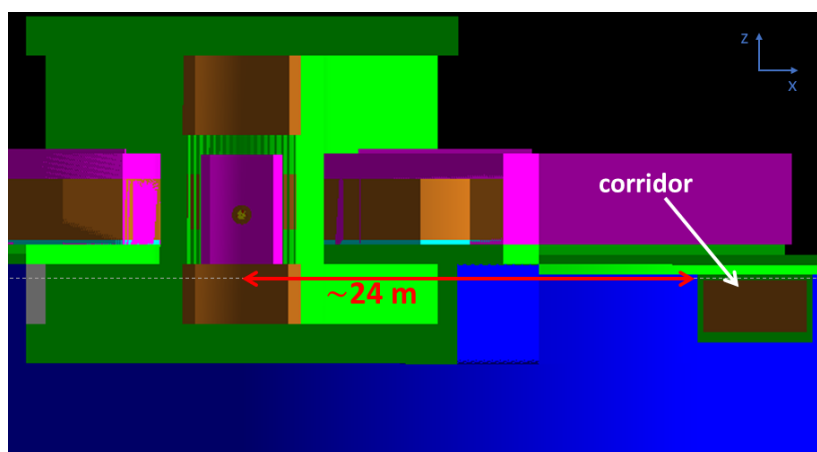


Figura B.3: Corte transversal a la altura (y) del pasillo subterráneo.

C. Propiedades de los gases

C.1. Composiciones isotópicas naturales

Isótopo	Abundancia	Isótopo	Abundancia	Isótopo	Abundancia
^{124}Xe	0.000952	^{78}Kr	0.00355	^{36}Ar	0.00334
^{126}Xe	0.000890	^{80}Kr	0.0229	^{38}Ar	0.000629
^{128}Xe	0.0191	^{82}Kr	0.116	^{40}Ar	0.996
^{129}Xe	0.264	^{83}Kr	0.115		
^{130}Xe	0.0407	^{84}Kr	0.569		
^{131}Xe	0.212	^{86}Kr	0.172		
^{132}Xe	0.269				
^{134}Xe	0.104				
^{136}Xe	0.0886				

Tabla C.1: Isótopos y abundancias utilizadas para el detector lleno con xenón, kriptón y argón, respectivamente. Las composiciones son las estándar extraídas de NIST [36]

C.2. Presión a $T = 293\text{ K}$

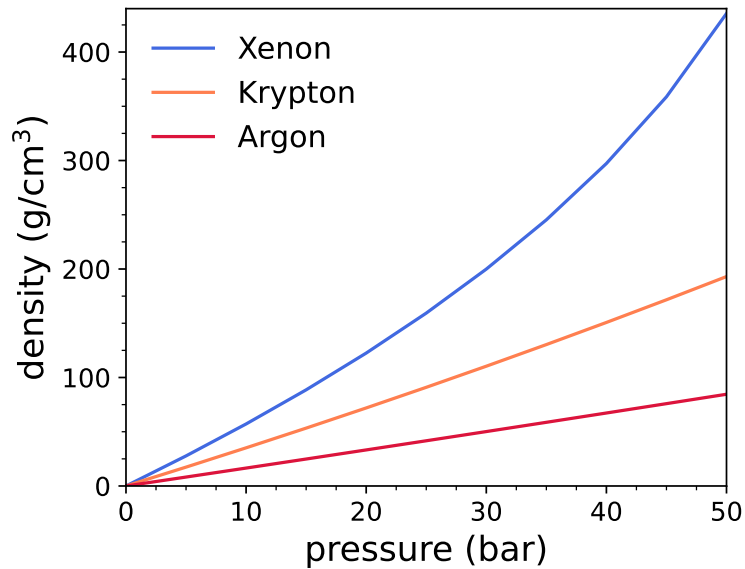


Figura C.1: Densidad de las composiciones de gases en función de la presión a temperatura ambiente (293 K)

D. Señal $\text{CE}\nu\text{NS}$ en función del sabor del neutrino

En la figura D.1 se representan las distribuciones de eventos $\text{CE}\nu\text{NS}$ en argón, xenón y kriptón calculadas como se ha descrito en la sección 6 de la memoria de este trabajo. Se diferencian con color cómo van sumando al número de eventos totales ($\nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu$) los tres flujos de neutrinos de la ESS. Se mantiene la escala vertical en cada gas en las dos distancias para comparar el orden de magnitud de la señal.

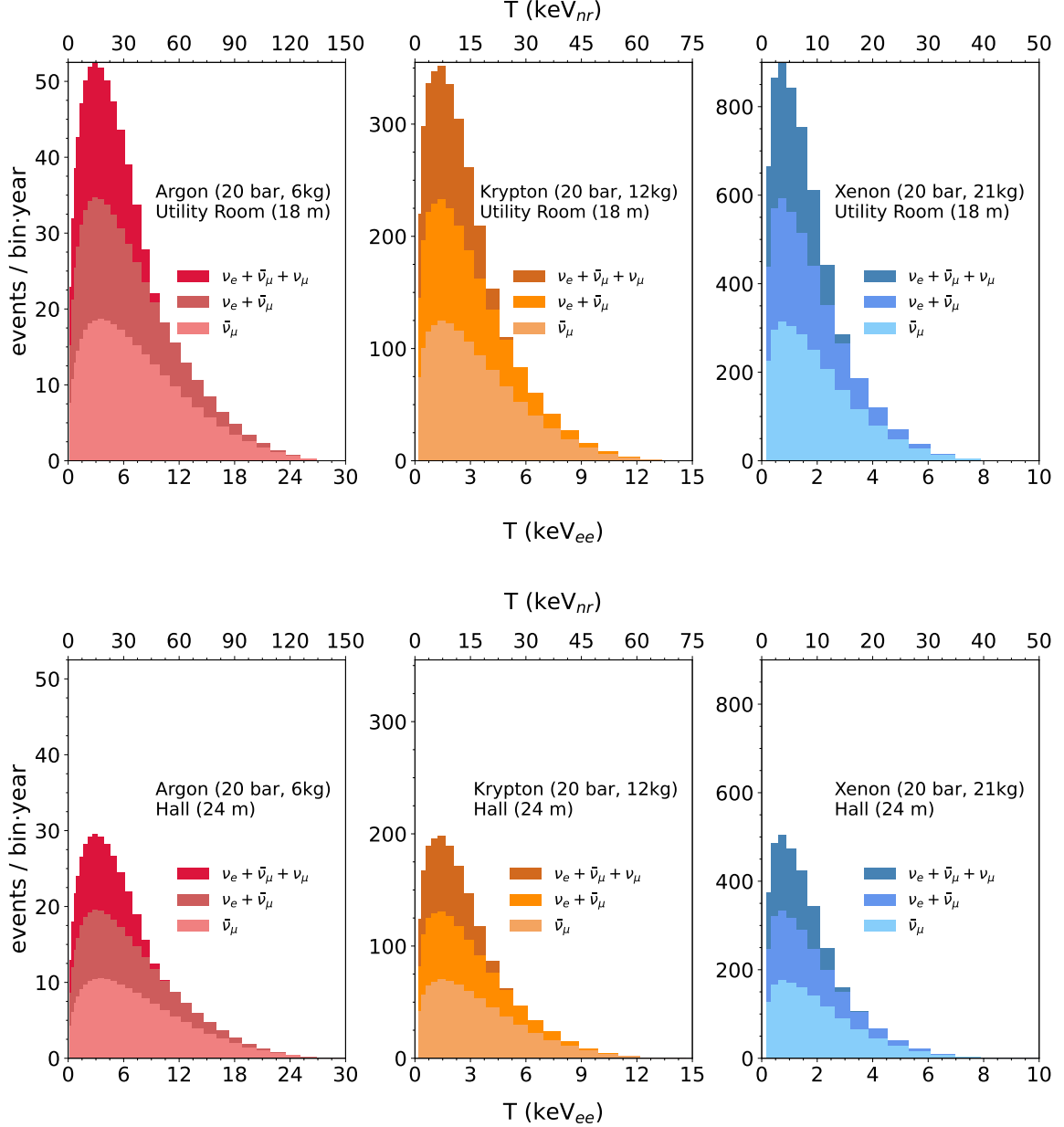


Figura D.1: Espectros de retrocesos nucleares esperados por bin en el detector con argón, kriptón y xenón. Se representa un doble eje horizontal, con la energía de la señal en keV_{ee} (inferior) y la energía del retroceso nuclear en keV_{nr} (superior). Se ha asumido un $\text{QF} = 20\%$ en los tres casos, $T_{th} = 0.9\text{keV}_{nr}$ y 40% de resolución en T_{th} . Los paneles de la parte superior son los eventos esperados en el detector emplazado a 18 m del blanco y los de la parte inferior, a 24 m.

E. Estudio complementario del blindaje

E.1. Sección eficaz de neutrones

En la figura E.1 se presenta la sección eficaz microscópica (σ) de interacción de neutrones con hidrógeno y carbono, constituyentes del polietileno de alta densidad. Se han extraído de la base de datos ENDF/B-VII.1⁷.

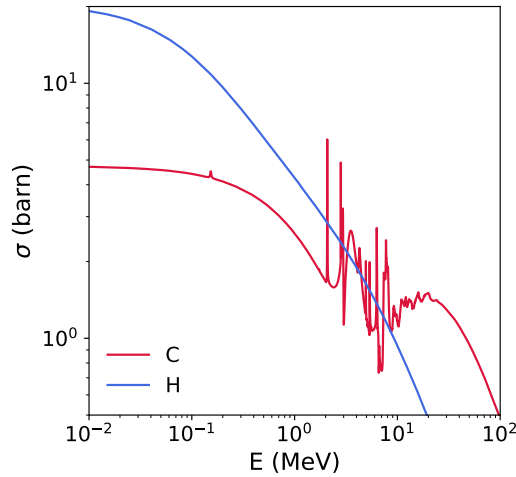


Figura E.1: Sección eficaz microscópica de H y C. 1 barn = 10^{-24} cm².

E.2. Blindaje contra fotones

En la figura E.2 se representa la distribución de energía de los fotones secundarios producidos como consecuencia de la interacción de los flujos de neutrones (*beam* y *target*) en el polietileno de alta densidad.

Para diseñar un blindaje contra estos fotones, se deben tener en cuenta que sus energías se extienden hasta los ~ 20 MeV.

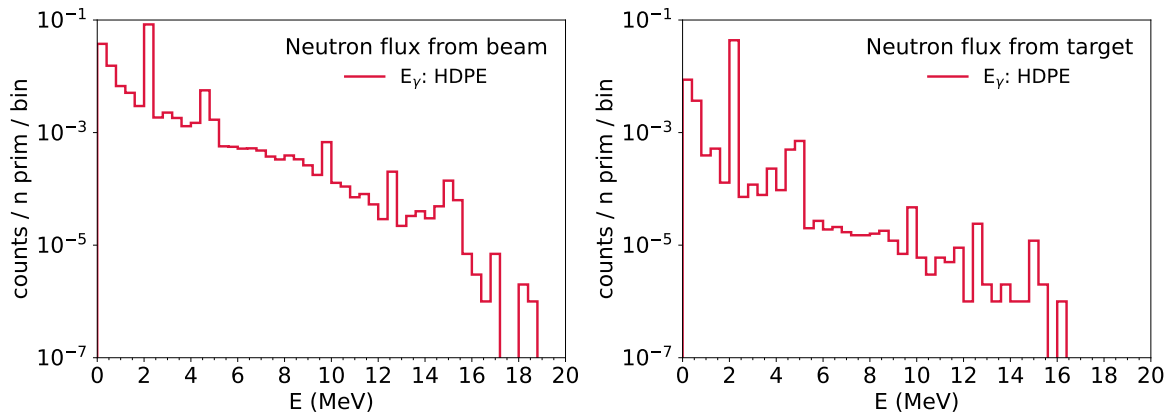


Figura E.2: Distribución energética de fotones secundarios que depositan energía en el gas, producidos de la interacción de los dos flujos de neutrones (*beam* y *target*) sobre el polietileno de alta densidad (HDPE), en la sala auxiliar.

⁷<https://www.nndc.bnl.gov/endl/>

Un parámetro muy empleado para caracterizar la atenuación de la partícula incidente en un medio material es el recorrido libre medio, el cual determina el valor medio de la distancia recorrida por la partícula en el material blanco entre dos interacciones consecutivas. Es decir, representa la distancia a la que la mitad de las partículas han interactuado y se define como el inverso de la sección eficaz macroscópica.

En el caso de fotones, la sección eficaz de interacción para cada elemento o material se puede extraer de la base de datos del NIST (X-COM)⁸. El recorrido libre medio se calcula partir del coeficiente de atenuación másico del material, con la suma sobre todos los elementos constituyentes (ecuación E.1), y su densidad:

$$\lambda = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_m \cdot \rho} \quad \text{con} \quad \mu_m = \sum_i f_i \cdot \mu_i \quad (\text{E.1})$$

Un material efectivo contra γ 's es el plomo, que tiene un número atómico Z alto y por lo tanto, una alta sección eficaz de interacción con fotones y una densidad alta (11.8 g/cm^3), por lo que elimina de forma más efectiva la intensidad de fotones procedente de la fuente. En la figura E.3 se representan los recorridos libres medios de fotones en función de la energía para plomo y también para polietileno de alta densidad y acero inoxidable. Para HDPE y acero, el recorrido libre medio para γ 's de energías del orden de 20 MeV supera el orden de cm. El recorrido medio más bajo se observa para plomo lo que demuestra que es un blindaje más efectivo.

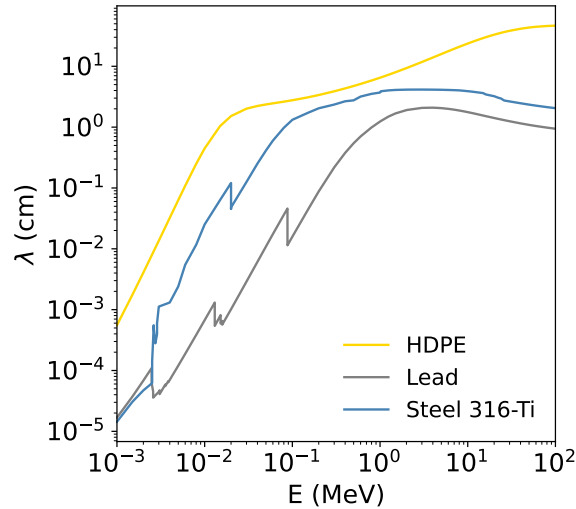


Figura E.3: Recorrido libre medio de fotones en los materiales considerados para el blindaje y vasija de GaV/ESS.

Al examinar la figura E.3, se puede comprobar que basta con espesores del orden del cm de plomo para frenar las γ 's secundarias con energías de 1-10 MeV a la mitad. Para tratar de reducir la intensidad de forma más efectiva se terminan seleccionando 10 cm.

⁸<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>

En la figura E.4 se representa el efecto de las estrategias de blindaje comentadas sobre los depósitos de energía de neutrones y de fotones, por separado. Al añadir 10 cm de polietileno de alta densidad (centro), el nivel de los neutrones disminuye. Sin embargo, aumenta la cantidad de depósitos de energía de los fotones, como se había razonado anteriormente. Al añadir 10 cm de plomo entre el detector y la capa de polietileno de alta densidad de 10 cm (derecha), el nivel de los depósitos de fotones disminuye a un nivel similar a la situación inicial y los de neutrones se mantienen prácticamente constantes respecto a la situación de 10 cm de polietileno (centro).

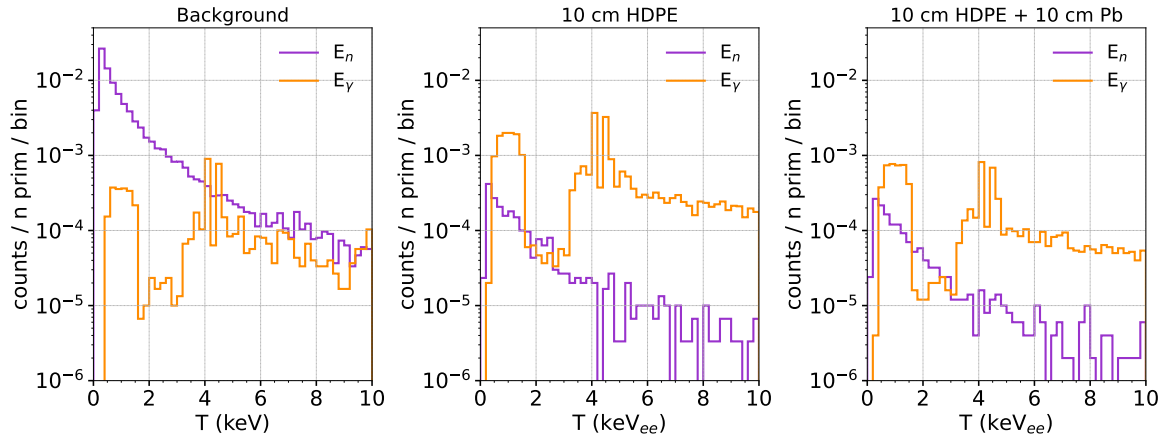


Figura E.4: Energía depositada por neutrones ($QF = 20\%$) y fotones ($QF = 100\%$) en xenón con tres situaciones de blindaje diferentes. Izquierda: solamente la vasija de acero inoxidable. Centro: 10 cm de polietileno de alta densidad (HDPE). Derecha: 10 cm de polietileno de alta densidad y 10 cm de plomo. Se mantiene la misma escala vertical en los tres casos para facilitar la comparación.