

GRADO EN FÍSICA
TRABAJO DE FIN DE GRADO

Análisis de la contribución de la
contaminación de ^{210}Pb en el experimento
ANAIS-112 para distintas distribuciones
espaciales del isótopo y funciones respuesta
del detector

Autora:

Carmen Labiano Osta

Directoras:

María Luisa Sarsa Sarsa

Tamara Pardo Yanguas

Curso 2022/2023

Departamento de Física Teórica

Facultad de Ciencias

Resumen

La naturaleza de la materia oscura es todavía desconocida, y, a pesar de los numerosos experimentos realizados para su detección, sólo el experimento DAMA/LIBRA ha presentado resultados positivos. El experimento ANAIS-112 emplea el mismo material, NaI(Tl), y técnica de detección, el centelleo, que éste con el fin de confirmar o refutar sus resultados de una forma independiente del modelo de WIMP y de su distribución en el halo de la galaxia. El fondo radiactivo de ANAIS-112 es superior al de DAMA/LIBRA, por lo que su caracterización es fundamental. Una de las principales contaminaciones intrínsecas de los detectores de ANAIS-112 es el ^{210}Pb , y su contribución se ha ajustado para cada cristal individualmente variando la fracción de contaminación uniformemente distribuida en el cristal y de contaminación superficial con el objetivo de reproducir el espectro de baja energía. Además, se considera una actividad de ^{210}Pb en el teflón que rodea los cristales de algunos módulos.

En este trabajo se va a analizar esta contaminación para diferentes distribuciones espaciales del ^{210}Pb teniendo en cuenta su posible origen en depósitos superficiales de ^{222}Rn . También se incorporará a la simulación la función respuesta del detector considerando, para la estimación de la energía visible correspondiente a un depósito energético, tanto la eficiencia de la producción de luz relativa a electrones para partículas alfa y retrocesos nucleares, como la posible existencia de zonas con producción de luz o recogida de luz parcial en las superficies del detector. El objetivo es evaluar mejor la contribución del ^{210}Pb al fondo radiactivo del experimento ANAIS-112 y, en particular, analizar si podría explicar el exceso de sucesos que se observa entre 1 y 2 keV que el modelo de fondo actualmente utilizado en el experimento no es capaz de reproducir.

Índice

1. Introducción y objetivos	1
1.1. Materia oscura	1
1.2. El experimento ANAIS-112	1
1.3. Contaminación de ^{210}Pb	2
1.4. Objetivos	5
2. Herramientas de análisis y modelización de un detector de ANAIS	6
2.1. Herramientas de análisis	6
2.2. Modelización de un detector de ANAIS mediante Geant4	7
2.2.1. Respuesta del detector	8
2.3. Perfil de implantación del ^{210}Pb	10
3. Contribución al fondo de ANAIS de ^{210}Pb en el cristal de NaI	12
3.1. Análisis de una contaminación superficial de ^{222}Rn	12
3.2. Análisis de otras distribuciones espaciales de ^{210}Pb	15
4. Contribución al fondo de ANAIS de ^{210}Pb en el recubrimiento de teflón	17
4.1. Análisis de una contaminación superficial de ^{222}Rn	18
4.2. Análisis de la energía visible en los módulos de ANAIS-112	18
5. Comparación con los datos experimentales	20
6. Conclusiones	23

1. Introducción y objetivos

1.1. Materia oscura

Se estima que más del 95 % del universo se encuentra en formas desconocidas de materia y energía, y el reparto es el siguiente: 68 % energía oscura, que es la responsable de la expansión acelerada del universo; 27 % materia oscura y 5 % materia ordinaria, de la cual solamente el 1 % es materia visible. Las evidencias de la existencia de la materia oscura se basan en efectos gravitatorios, que explican la dinámica de las galaxias y los cúmulos, pero también en las anisotropías observadas en la radiación cósmica de fondo de microondas. Esta materia no puede ser explicada con ninguna de las partículas del modelo estándar de la Física de Partículas debido a que no puede tener carácter bariónico, y los neutrinos no habrían sido capaces de generar las estructuras que se observan en el Universo actual. La detección de materia oscura es muy complicada ya que interactúa muy débilmente con la materia normal. Dentro de los posibles candidatos a explicar esta materia oscura destacan nuevas partículas hipotéticas y débilmente interactuantes como los axiones y WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) [1].

Tras más de tres décadas de búsqueda de materia oscura mediante técnicas de detección muy variadas [2], el único experimento con resultados positivos ha sido el experimento DAMA/LIBRA, en el Laboratorio Nacional de Gran Sasso, en Italia. Éste ha observado una modulación anual en el ritmo de detección con alta significancia estadística, compatible con la que se espera que produjeran partículas de materia oscura distribuidas en un halo alrededor de la galaxia en su modelo más sencillo [3]. Para descartar que éste resultado se deba a efectos de fondo o sistemáticos, se debería poder reproducir en otros experimentos. Sin embargo, ningún otro experimento ha observado indicios de la presencia de interacciones de la materia oscura en sus datos. Debido a que ninguno de ellos utiliza el mismo material blanco que DAMA/LIBRA, la comparación es dependiente del modelo de WIMP y de su distribución en el halo de la galaxia, por lo que no invalidan sus resultados [4].

1.2. El experimento ANAIS-112

El experimento ANAIS (*Annual modulation with NaI(Tl) Scintillators*), ubicado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC), pretende confirmar o refutar el resultado de DAMA/LIBRA empleando el mismo material como blanco, NaI(Tl), y la misma técnica de detección, el centelleo. De esta manera, una medida independiente de una modulación en el ritmo de detección con la misma fase y amplitud corroboraría los resultados del primer experimento [5].

ANAIS-112 está formado por nueve módulos cilíndricos de NaI(Tl) colocados en una configuración de una matriz 3×3 . Las dimensiones de cada cristal son 12.1 cm de diámetro y 29.8 cm de largo, y pesa 12.5 kg, sumando un total de 112.5 kg. Alrededor de estos detectores hay un blindaje para protegerlos de la radiactividad medioambiental. Éste consiste

en un blindaje de plomo (una capa de 10 cm de plomo arqueológico y otra de 20 cm de plomo de baja actividad), una caja anti-radón (sellada herméticamente y en la que se introduce una sobrepresión de gas nitrógeno libre de radón), y una protección de 40 cm para moderar los neutrones (tanques de agua y bloques de polietileno). Además, se encuentra bajo un recubrimiento de 800 m de roca que permite reducir significativamente la radiación cósmica residual que pueda alcanzar los detectores. Un esquema del montaje experimental se muestra en la Figura 1.1 [5]. ANAIS-112 lleva tomando datos desde agosto de 2017 [6].

La sensibilidad de cualquier experimento de búsqueda de materia oscura está limitada por su fondo radiactivo y su umbral en energías. El fondo radiactivo de ANAIS-112 es superior al de DAMA/LIBRA, lo que impide alcanzar una mejor sensibilidad. Cuantificar adecuadamente las diferentes contribuciones al fondo radiactivo en la región de interés es fundamental para el análisis de modulación anual, y en el caso de ANAIS-112 está dominado por las contaminaciones internas en los cristales. Las principales contaminaciones identificadas en los cristales de NaI(Tl) son ^{210}Pb , ^{40}K , ^{22}Na y ^3H [7]. En concreto, en este trabajo se va a analizar la contribución del ^{210}Pb , que supone más del 30 % del fondo en la región de interés de ANAIS-112, de 1 a 6 keV.

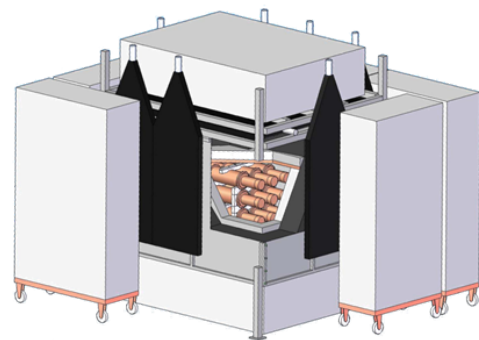


Figura 1.1: Montaje experimental de ANAIS-112 [5].

1.3. Contaminación de ^{210}Pb

El isótopo ^{210}Pb es uno de los principales contaminantes en ANAIS-112, y forma parte de la cadena radiactiva natural del ^{238}U . En la Tabla 1.1 se recoge la actividad medida para ^{238}U y ^{210}Pb en los 9 cristales de NaI(Tl) del experimento. La información presentada en esta tabla pone de manifiesto que la cadena radiactiva del ^{238}U no está en equilibrio.

El ^{238}U se encuentra en la composición natural de la corteza terrestre a causa de su larga vida media, y por lo tanto forma parte de muchos materiales. Genera una cadena de desintegraciones que se muestra en la Figura 1.2. El ^{222}Rn es uno de los isótopos integrantes de esta cadena y que debido a su estado gaseoso se escapa de las rocas o materiales de construcción y se propaga fácilmente, pudiendo acumularse en espacios mal ventilados [8]. El ^{210}Pb es otro de los isótopos de esta cadena, siendo el que tiene mayor periodo de desintegración entre los hijos del ^{222}Rn , 22.3 años. Esto provoca que una contaminación de ^{222}Rn en cualquier material, en un plazo de días termina convertida en una contaminación de ^{210}Pb . Además, debido a la energía cinética que adquiere el núcleo hijo en una desintegración alfa (denominada energía de retroceso nuclear), un depósito de ^{222}Rn en la

Módulo	^{238}U (mBq/kg)	^{210}Pb (mBq/kg)
D0	$(10,0 \pm 2,0) \cdot 10^{-3}$	$3,15 \pm 0,10$
D1		$3,15 \pm 0,10$
D2		$0,7 \pm 0,10$
D3		$1,80 \pm 0,10$
D4		$1,80 \pm 0,10$
D5		$0,78 \pm 0,01$
D6		$0,81 \pm 0,01$
D7		$0,80 \pm 0,01$
D8		$0,74 \pm 0,01$

Tabla 1.1: Actividad de ^{238}U y ^{210}Pb medida en los cristales de NaI(Tl) de ANAIS-112 [6].

superficie exterior de un material supone la implantación de ^{210}Pb en su interior.

Una de las explicaciones para la alta contaminación en ^{210}Pb de los cristales de ANAIS-112 es que durante la fabricación de los primeros módulos, D0 y D1, no se controló el ^{222}Rn medioambiental, por lo que pudo entrar durante el final de la etapa de purificación, crecimiento o montaje de los cristales.

Esto conlleva una posible contaminación tanto en el volumen del cristal como en su superficie, así como en el recubrimiento de teflón que rodea el cristal centelleador. Esta contaminación se redujo en la fabricación de los siguientes detectores mejorando los métodos de producción del cristal, y se ve reflejado en la Tabla 1.1. Incluso así, sigue siendo una de las principales contribuciones al fondo radiactivo en la región de interés de ANAIS [7].

A continuación, se va a analizar la implantación de un isótopo en un material tras una desintegración radiactiva. Sólo se considerarán procesos de desintegración alfa ya que en ellos el núcleo hijo adquiere una energía cinética de retroceso importante, y se aplicará al estudio de ^{222}Rn . En primer lugar se va a estimar la energía adquirida por el hijo y la partícula alfa en cada desintegración de la cadena que inicia el ^{222}Rn .

Asumiendo que todas las desintegraciones alfa son al estado fundamental del hijo, se va a obtener una expresión de la energía cinética tanto del hijo como de la partícula alfa emitida para la primera desintegración de la cadena, siendo el cálculo equivalente para todas las demás.

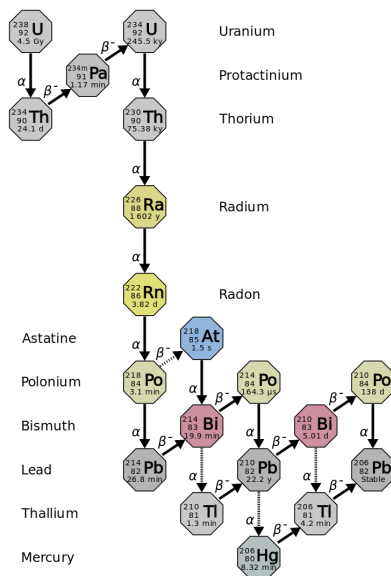


Figura 1.2: Cadena de desintegración del ^{238}U [9].

Partiendo de la desintegración:



Por un lado, la cantidad de energía liberada en el proceso, Q_α , en función del exceso de masa es

$$Q_\alpha = \Delta(^{222}\text{Rn}) - \Delta(^{218}\text{Po}) - \Delta(\alpha) . \quad (1.2)$$

Por otro lado, partiendo del reposo con la conservación del momento lineal:

$$0 = m(^{218}\text{Po})v_{Po} + m(\alpha)v_\alpha \Rightarrow v_{Po} = \frac{-m(\alpha) \cdot v_\alpha}{m(^{218}\text{Po})} . \quad (1.3)$$

Así, considerando el problema no-relativista, la energía cinética del ^{218}Po será

$$E_K(^{218}\text{Po}) = \frac{1}{2}m(^{218}\text{Po})v_{Po}^2 = E_K(\alpha) \cdot \frac{m(\alpha)}{m(^{218}\text{Po})} , \quad (1.4)$$

y como $Q_\alpha = E_K(^{218}\text{Po}) + E_K(\alpha)$, la energía cinética de la partícula alfa y del isótopo hijo seguirán las siguientes expresiones:

$$E_K(\alpha) = Q_\alpha \cdot \left(1 + \frac{m(\alpha)}{m(^{218}\text{Po})}\right)^{-1} ; \quad E_K(^{218}\text{Po}) = Q_\alpha - E_K(\alpha) , \quad (1.5)$$

donde $m(\alpha)=4.002603$ u y $m(^{218}\text{Po})=218.008971$ u y los excesos de masa son conocidos [10].

La Tabla 1.2 muestra las desintegraciones alfa de la cadena que inicia el ^{222}Rn hasta el ^{210}Pb , las energías cinéticas de la partícula alfa y del retroceso nuclear y las probabilidades de que el proceso de desintegración del isótopo sea alfa (*branching ratio*, BR):

Desintegración alfa	$E_K(\alpha)$ (keV)	$E_K(N)$ (keV)	BR_α (%)
$^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} + \alpha$	5489.57	100.73	100.00
$^{218}\text{Po} \rightarrow ^{214}\text{Pb} + \alpha$	6001.13	112.17	99.98
$^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Tl} + \alpha$	5516.03	105.07	0.02
$^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + \alpha$	7687.08	146.42	100.00

Tabla 1.2: Desintegraciones alfa en la cadena del ^{222}Rn hasta el ^{210}Pb , energías cinéticas de la partícula alfa, el núcleo hijo y porcentaje de desintegración alfa [11].

A continuación, se va a estudiar la cadena de desintegración que inicia el ^{210}Pb , cuyo esquema se muestra en la Figura 1.3, junto con la probabilidad de cada uno de los posibles procesos de desintegración (BR). Las desintegraciones con $BR < 1\%$ no se considerarán en este trabajo.

Isótopo	Modo de desintegración	BR(%)
^{210}Pb	$\beta_{0,1}^-$	80.2
	$\beta_{0,0}^-$	19.8
	α	~ 0
^{210}Bi	β^-	>99.99
	α	$1.4 \cdot 10^{-4}$
^{210}Po	$\alpha_{0,1}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$
	$\alpha_{0,0}$	> 99.99

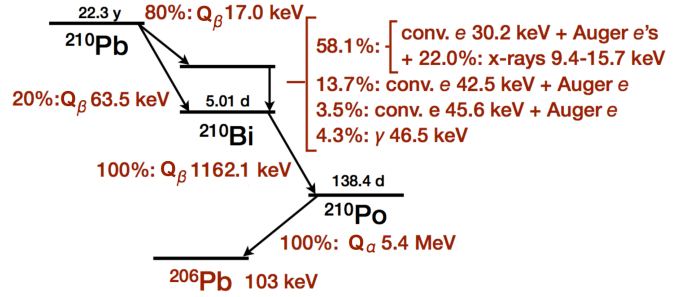


Figura 1.3: A la izquierda, modos y probabilidades de desintegración del ^{210}Pb y sus hijos, donde $\alpha_{0,n}$ y $\beta_{0,n}$ denotan la desintegración alfa y beta de un núcleo desde su estado fundamental (0) al n-ésimo estado excitado, respectivamente [11]. A la derecha, esquema de desintegración del ^{210}Pb hasta el isótopo estable ^{206}Pb [11, 12].

El ^{210}Pb se desintegra β^- al ^{210}Bi emitiendo un electrón y un antineutrino electrónico que se reparten un exceso de energía de 63.5 keV cuando la desintegración es al estado fundamental del ^{210}Bi (20 %). Cuando decae al primer excitado (80 %), en su desexcitación se emiten 46.5 keV de energía en forma de radiación gamma o de electrones de conversión (acompañados por rayos X o electrones Auger). El ^{210}Bi también se desintegra β^- en ^{210}Po , pero en este caso la energía disponible es mucho mayor que en el caso anterior, 1.16 MeV. Finalmente, el ^{210}Po se desintegra alfa y los productos de la desintegración adquieren energías cinéticas $E_K(^{206}\text{Pb}) = 103.07 \text{ keV}$, y $E_K(\alpha) = 5304.39 \text{ keV}$ de acuerdo con la expresión 1.5.

1.4. Objetivos

En este trabajo se va a estudiar la contribución al fondo del experimento ANAIS-112 de la contaminación de ^{210}Pb en los detectores. Para ello, se va a obtener una distribución espacial de la contaminación de ^{210}Pb tanto en el cristal de NaI(Tl) como en el recubrimiento de teflón basada en la desintegración de ^{222}Rn depositado en la superficie del cristal y del teflón. Después, se analizará la energía depositada por la desintegración del ^{210}Pb y cómo afectan distintas funciones respuesta del detector a la energía visible. En particular, la introducción de una producción o recogida parcial de luz en la superficie de los detectores no se había considerado hasta la fecha en las simulaciones de ANAIS-112.

Finalmente, se plantearán distintos escenarios que combinen las contribuciones al fondo del experimento de las contaminaciones superficiales estudiadas en este trabajo y las consideradas previamente en el modelo de fondo de ANAIS-112. Se utilizará el ritmo alfa experimental para la cuantificación de las distintas contribuciones y se compararán simulaciones y datos experimentales en la región de baja energía para identificar las hipótesis más consistentes y las incompatibles con las observaciones.

2. Herramientas de análisis y modelización de un detector de ANAIS

2.1. Herramientas de análisis

Existen distintas herramientas para estudiar la penetración de un ión en un determinado material. En esta sección se describen dos de ellas: SRIM y Geant4.

SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) es un conjunto de programas que mediante simulaciones Monte Carlo permiten estimar la energía perdida, el alcance y la trayectoria de un ión al atravesar un medio material [13, 14]. **Geant4** es un software implementado en C++ orientado a la simulación del paso de cualquier tipo de partículas, y en un amplio rango energético, a través de la materia, empleando para ello métodos Monte Carlo. Proporciona una gran cantidad de información de los depósitos energéticos y trayectorias de las partículas. Para analizar toda esta información se utilizará el paquete ROOT, un software desarrollado en el CERN para el análisis de datos avanzado a gran escala. Se encuentra principalmente implementado en C++ y almacena los datos jerárquicamente en una estructura de árbol para optimizar los recursos de memoria y el acceso paralelo a la información [15].

La idea original de este trabajo era obtener el perfil de implantación del ^{210}Pb mediante SRIM e implementarlo en Geant4 para el análisis de su desintegración y el estudio de la energía depositada en un módulo de ANAIS-112. Sin embargo, se encontraron varios inconvenientes con la primera herramienta.

En primer lugar, se realizó una comparación de ambos códigos mediante la simulación de una emisión puntual de ^{210}Pb lanzada en la dirección de un blanco de NaI con su correspondiente energía cinética de retroceso nuclear de 146.42 keV. Se encontraron importantes discrepancias en las estimaciones para las distancias de penetración y poderes de frenado considerados. La Figura 2.1 muestra los resultados de esta simulación para la proyección de la distancia recorrida por el ión en la dirección de incidencia.

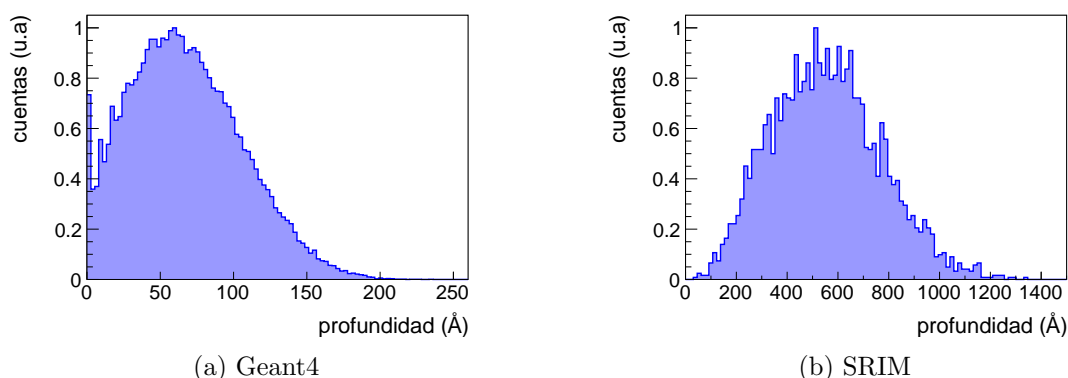


Figura 2.1: Perfil de penetración de núcleos de ^{210}Pb con energía cinética de 146.42 keV en la dirección normal a la superficie de un blanco de NaI obtenido con Geant4 (a) y con SRIM (b).

La Figura 2.1 muestra una diferencia significativa en la profundidad de implantación del ión entre SRIM y Geant4, siendo esta última considerablemente menor. La media y desviación estándar obtenidas de estas distribuciones se recogen en la Tabla 2.1.

Método	Media (Å)	Desviación estándar (Å)
SRIM	567.5	216.8
Geant4	67.8	18.3

Tabla 2.1: Media y desviación estándar correspondientes a la profundidad de penetración de los iones de ^{210}Pb , según las distribuciones mostradas en la Figura 2.1 obtenidas con SRIM y Geant4.

Esta importante discrepancia se atribuyó a la diferente forma de simular el transporte del ión que realiza SRIM, con simplificaciones y aproximaciones para reducir el tiempo de computación que, sin embargo, Geant4 trata de una forma más rigurosa. En particular, SRIM no considera scattering múltiple ni straggling. Ambos efectos contribuyen a desviar los iones de su trayectoria inicial, y por lo tanto reducen la profundidad de la penetración. Además, SRIM sólo tiene en cuenta las pérdidas energéticas por el poder de frenado electrónico, no considerando la parte nuclear. Todos estos efectos producen como resultado la sobreestimación de la penetración de los iones que se observa en la Figura 2.1.

Por otra parte, en SRIM, por defecto, los iones se lanzan en una dirección específica que se establece en la configuración de la simulación. Para lograr una distribución isotrópica de direcciones de lanzamiento en SRIM se requiere una implementación adicional, la cual no es necesaria con Geant4.

Dado que Geant4 realiza menos aproximaciones, tiene en cuenta la dispersión múltiple, los efectos nucleares y el straggling, y no requiere una configuración complementaria para lograr un lanzamiento isotrópico de los iones, en este trabajo se decidió emplear esta herramienta para ambos análisis: la obtención del perfil de implantación del ^{210}Pb y el análisis de su desintegración.

2.2. Modelización de un detector de ANAIS mediante Geant4

Para la simulación en Geant4 se define la geometría (volúmenes y propiedades de los materiales) del sistema físico y se especifican las condiciones iniciales: tipo de partículas, su posición, dirección de movimiento y energía inicial. Esta herramienta propaga las partículas a través de los diferentes materiales teniendo en cuenta los distintos procesos de interacción posibles, pero sólo se guarda la información de los depósitos de energía en el volumen que se define como sensible, en este caso, el cristal centelleador.

Para reproducir los eventos observados en un módulo de ANAIS-112 hay que tener en cuenta que su electrónica sólo integra las señales correspondientes a energías depositadas en una ventana de $1\ \mu\text{s}$. La simulación de Geant4 guarda el tiempo correspondiente a cada

depósito energético y, después, en un segundo nivel de análisis, se combinan todas las energías depositadas que tengan lugar dentro de dicha ventana de integración.

El módulo que se va a modelizar consiste en un cilindro de NaI(Tl) con un recubrimiento de teflón de 0.5 mm. La Figura 2.2 muestra la geometría simulada en Geant4.

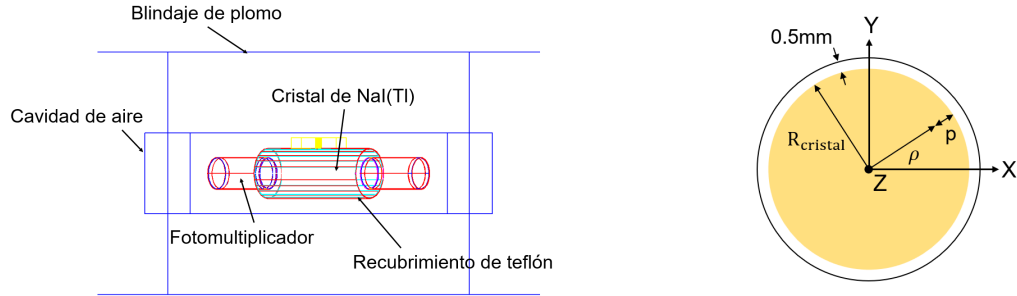


Figura 2.2: Geometría completa en Geant4 empleada en las simulaciones (izquierda) y esquema de las coordenadas cilíndricas (derecha), donde R_{cristal} es el radio del cristal de NaI(Tl), p la profundidad de penetración del isótopo en la dirección normal a la superficie obtenida de los perfiles de implantación, y ρ la componente radial de las coordenadas cilíndricas. El recubrimiento de teflón es de 0.5 mm.

Dado que la geometría del módulo en Geant4 está descrita en coordenadas cartesianas, para implementar la distribución de ^{210}Pb en el cristal será necesario el cambio a coordenadas cilíndricas que se muestra en la Figura 2.2 derecha. Para NaI, la componente radial de las coordenadas cilíndricas, ρ , será la resta del radio del cristal, R_{cristal} , y la penetración obtenida al muestrear los perfiles de implantación de la distribución, p ; mientras que para el teflón, considerando que la contaminación de ^{210}Pb tiene su origen en la superficie en contacto con el cristal de NaI, será la suma de ambas. Entonces, el cambio de coordenadas cartesianas a cilíndricas para la implementación de la distribución de ^{210}Pb tanto en NaI como en teflón es:

$$\begin{cases} x &= \rho \cdot \cos(\phi) \\ y &= \rho \cdot \sin(\phi) \\ z &= l \cdot \text{rand}();, \end{cases} \quad (2.1)$$

donde para NaI $\rho = R_{\text{cristal}} - p$ y para teflón $\rho = R_{\text{cristal}} + p$. La coordenada z se obtiene mediante la selección aleatoria de una posición a lo largo de este eje, donde l es la longitud del módulo, y ϕ será un ángulo también aleatorio, $\phi = 2\pi \cdot \text{rand}()$.

2.2.1. Respuesta del detector

El espectro de energía obtenido directamente de la simulación (energía depositada) no reproduce la energía que se observará en los detectores de ANAIS-112 (energía visible) porque no tiene en cuenta la función respuesta de los detectores. Las tres características de esta función respuesta que se van a tener en cuenta en este trabajo son: el factor de

quenching, la resolución y la posible existencia de regiones con recogida de luz parcial del detector.

Los nueve detectores de ANAIS-112 son calibrados simultáneamente cada dos semanas empleando una fuente externa de ^{109}Cd , que, al tratarse de una fuente de radiación gamma, genera retrocesos electrónicos, los cuales producen mucha más luz que un retroceso nuclear o partícula alfa de la misma energía. Para obtener la energía visible de partículas alfa y núcleos en retroceso hay que multiplicar la energía que depositan por un factor de *quenching* (QF):

$$E_{\text{visible}} = \text{QF}_{\text{RN}/\alpha} \cdot E_{\text{depositada}} , \quad (2.2)$$

que relaciona la cantidad de luz (L) producida por un retroceso electrónico (RE) y uno nuclear (RN), o partícula alfa (α), que depositen la misma energía:

$$\text{QF}_{\text{RN}/\alpha} = \frac{L_{\text{RN}/\alpha}}{L_{\text{RE}}} . \quad (2.3)$$

Para tener en cuenta en la simulación esta corrección se han añadido dos observables: la energía depositada por las partículas alfa y el ^{206}Pb , *Ealpha* y *EPb206*, respectivamente. Las correspondientes energías visibles se construyen multiplicando la energía depositada por sus respectivos QFs. A pesar de que el QF puede variar con la energía, en este trabajo se van a considerar valores constantes, de 0.6 para las partículas alfa (acorde con las medidas de ANAIS [6]) y de 0.05 para el ^{206}Pb (siendo desconocido, se ha tomado un valor ligeramente inferior al medido para ^{127}I , por lo que se puede considerar un razonable límite superior).

La resolución se puede considerar en primera aproximación dominada por las fluctuaciones poissonianas en el número de portadores de información, los fotones de centelleo. Para implementar esta corrección, se convoluciona el espectro simulado con una función gaussiana con una desviación estándar que en los detectores de ANAIS-112 se parametriza en función de la energía como [5]:

$$\sigma = \alpha + \beta \sqrt{E_{\text{visible}}} , \quad (2.4)$$

donde α y β son diferentes en la región de baja ($< 100 \text{ keV}$) o alta energía ($> 100 \text{ keV}$). Por ejemplo, a 46.5 keV , $\sigma=2.5 \text{ keV}$ (un 5.4 %). Aunque esta resolución ha sido calculada para gammas, en este trabajo se aplicará también a las demás partículas consideradas, alfas y retrocesos nucleares, para las que no existen estimaciones. En este caso habrá que tener en cuenta que la resolución se aplicará tras corregir la energía con el QF, es decir, a la energía visible. Por ejemplo, para la energía depositada (sin aplicar QF) de las partículas alfa de la desintegración del ^{210}Po , a 5.3 MeV , $\sigma=84.8 \text{ keV}$ (un 1.6 %). Sin embargo, al aplicar primero la corrección por el QF se obtiene una resolución de 1.9 %.

Finalmente, se va a tener en cuenta que el centelleador de ANAIS está pulido en las bases circulares, pero no en la superficie lateral del cilindro, que puede ser rugosa.

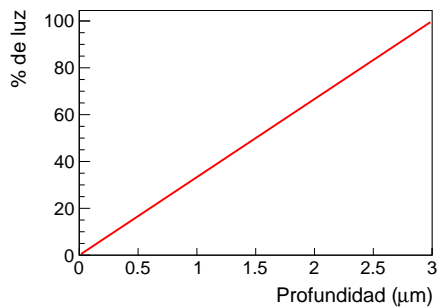


Figura 2.3: Modelo de producción/recolección parcial de luz en la superficie de los cristales de ANAIS-112.

En esta zona la emisión/recolección de luz se espera que sea peor. Esto puede tener importantes consecuencias si la energía se deposita dentro de esta región. Se considera un modelo sencillo que consiste en una función respuesta de centelleo en la que el porcentaje de energía convertida en luz, contribuyendo a la energía visible, varía de forma lineal con la profundidad entre 0 y $3\mu\text{m}$. Este modelo está representado en la Figura 2.3.

2.3. Perfil de implantación del ^{210}Pb

En este apartado se va a obtener el perfil de implantación del ^{210}Pb a partir de un depósito de ^{222}Rn distribuido homogéneamente en la superficie plana de un blanco de NaI.

En esta primera simulación se emplea un modelo sencillo que consta de un blanco cúbico de NaI, de $200 \times 200 \times 200\text{ nm}^3$, centrado en el origen. La distribución inicial de ^{222}Rn se coloca en la cara del cubo que corresponde a valores negativos del eje normal a la superficie, como se muestra en la Figura 2.4 en color amarillo. Se lanzan 10^5 desintegraciones de ^{222}Rn , en reposo, de modo que la dirección de los momentos lineales de la partícula alfa y el núcleo hijo se distribuirá de forma isotropa.

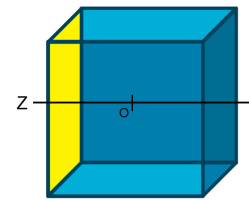


Figura 2.4: Esquema de un depósito de ^{222}Rn distribuido homogéneamente en la superficie plana de un blanco cúbico de NaI.

En primer lugar, se va a analizar el perfil de implantación que se obtiene para cada isótopo en la cadena de desintegración. Se comprobó que la energía inicial que el programa asigna a cada isótopo concuerda con la obtenida en la Sección 1.4. Las distribuciones obtenidas se muestran en la Figura 2.5, de la cual se puede obtener información sobre cómo penetran los isótopos en el cristal tras cada proceso de desintegración.

Hay que tener en cuenta que como la desintegración se produce de manera isotropa, de las 10^5 desintegraciones de ^{222}Rn sólo los núcleos que lleven la dirección correcta penetrarán en el material. La Figura 2.5 muestra el perfil de penetración de los núcleos de ^{218}Po en azul, con un valor medio de penetración, p , de 52.18 Å (ver Tabla 2.2). De la misma manera, al desintegrarse el ^{218}Po muchos núcleos de su hijo, el ^{214}Pb , escaparán del material.

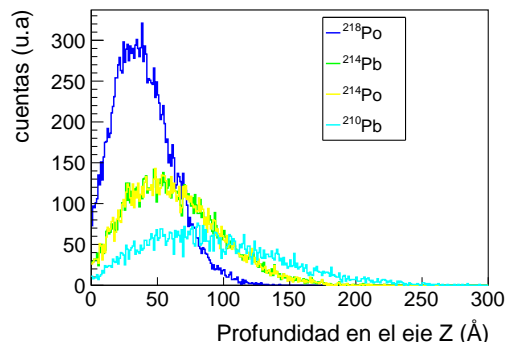


Figura 2.5: Perfil de penetración en el eje normal a la superficie de NaI de los isótopos de la desintegración del ^{222}Rn distribuido superficialmente hasta el ^{210}Pb .

Los isótopos de la cadena que experimentan desintegración β^- , como el ^{214}Pb y el ^{214}Bi (ver Figura 1.2), apenas adquieren energía de retroceso en la desintegración ya que es un proceso a tres cuerpos. Esta energía será repartida entre el electrón y el antineutrino, mucho más ligeros, por lo que los núcleos no se desplazarán del sitio en el que se han producido. Esto se observa en la Figura 2.5, en la que coinciden las distribuciones de ^{214}Po y ^{214}Pb .

La Tabla 2.2 muestra el número de núcleos implantados en el NaI para cada isótopo de la cadena entre ^{222}Rn y ^{210}Pb para un número inicial de 10^5 desintegraciones de ^{222}Rn , así como su profundidad de implantación media y desviación estándar.

Isótopo	Nº núcleos	Media (Å)	Desviación estándar (Å)
^{218}Po	16395	52.18	11.63
^{214}Pb	10890	81.92	13.59
^{214}Po	10890	81.92	13.59
^{210}Pb	7668	117.85	24.80

Tabla 2.2: Número de núcleos implantados en NaI de cada isótopo mostrado en la Figura 2.5 para 10^5 desintegraciones iniciales de ^{222}Rn , junto con la media y la desviación estándar de sus penetraciones en NaI.

De estos resultados se concluye que la eficiencia de implantación de ^{210}Pb a partir de la desintegración de ^{222}Rn en la superficie del material es de un 7,7%. La distribución de ^{210}Pb que será implementada como distribución inicial posteriormente es la mostrada en color cian en la Figura 2.5.

3. Contribución al fondo de ANAIS de ^{210}Pb en el cristal de NaI

3.1. Análisis de una contaminación superficial de ^{222}Rn

En esta sección se van a calcular las distribuciones de energía depositada y energía visible en un cristal de ANAIS-112 resultado de una contaminación superficial de ^{222}Rn que ha generado la distribución espacial del isótopo ^{210}Pb mostrada en la Figura 2.5. Para ello, esta distribución se va a implementar en un módulo de ANAIS-112 cuya geometría y funciones respuesta están descritos en la Sección 2.2. Se simula la desintegración de este isótopo hasta el estable, ^{206}Pb , lanzando 10^5 partículas y considerando el centelleador como volumen sensible de la configuración.

Dado que la vida media de los isótopos de la cadena que inicia el ^{210}Pb son suficientemente distintos (ver Figura 1.3 derecha) teniendo en cuenta la ventana de integración de ANAIS-112 ($1\text{ }\mu\text{s}$), se pueden identificar los depósitos asociados a cada una de las tres desintegraciones de la cadena de ^{210}Pb bien diferenciados. El espectro de energía depositada obtenido de esta simulación correspondiente a la desintegración del ^{210}Pb y sus hijos (ver Sección 1.3) en NaI se muestra en la Figura 3.1.

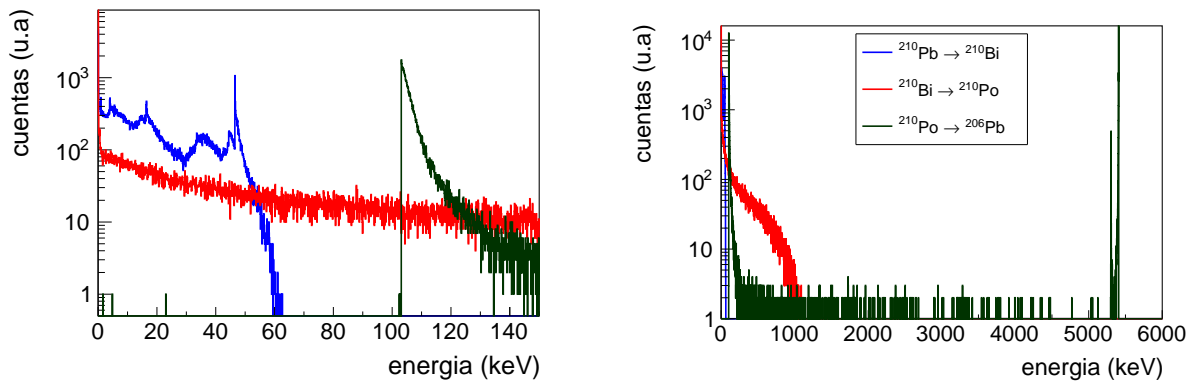


Figura 3.1: Energía depositada en cada etapa de desintegración del ^{210}Pb y sus hijos, ^{210}Bi y ^{210}Po , entre 0 y 150 keV (izquierda) y todo el rango energético, hasta 6 MeV (derecha).

En la Figura 3.1 se observa que en el rango de alta energía (derecha) hay dos picos procedentes de la desintegración alfa del ^{210}Po . Uno corresponde a la energía total de la desintegración, $Q_\alpha=5407.5\text{ keV}$, considerando la energía de retroceso nuclear, mientras que el otro sólo a la energía de las partículas alfa, 5304.39 keV , observado cuando el ^{206}Pb escape del detector sin depositar energía. En el espectro de baja energía se observa un depósito de 103.07 keV que corresponde a la energía de retroceso del ^{206}Pb , observada cuando las partículas alfa escapan del detector sin depositar energía. Cuando éstas depositan algo de energía simultáneamente a la del ^{206}Pb antes de escapar, se suman produciendo los depósitos en energías por encima de 103.07 keV que son observados en la Figura 3.1. En

la desintegración del ^{210}Pb se emiten tanto electrones β^- como gammas y electrones de conversión al quedar el isótopo hijo, ^{210}Bi , en un estado excitado de 46.5 keV. El espectro de energías depositadas muestra la alta probabilidad de que escapen los rayos X y gammas, observándose los depósitos de energía asociados a los electrones de conversión y Auger. En la desintegración del ^{210}Bi , en rojo en la figura, sólo se observan los electrones beta con una energía máxima de 1.1 MeV.

Sin embargo, este espectro energético no reproduce la energía que se observará en los detectores de ANAIS-112 porque no tiene en cuenta su función respuesta. A continuación, se introducirán las correcciones a la energía depositada presentadas en la Sección 2.2 de forma individual para aislar sus efectos.

En primer lugar, se va a introducir en la simulación el QF para el que, tal y como se ha comentado, se adoptan valores de 0.6 para las partículas alfa y de 0.05 para el ^{206}Pb . Los resultados obtenidos al tener en cuenta esta corrección a la energía depositada para convertirla en energía visible observada por el experimento ANAIS se muestran comparados con los de la energía total depositada en la Figura 3.2.

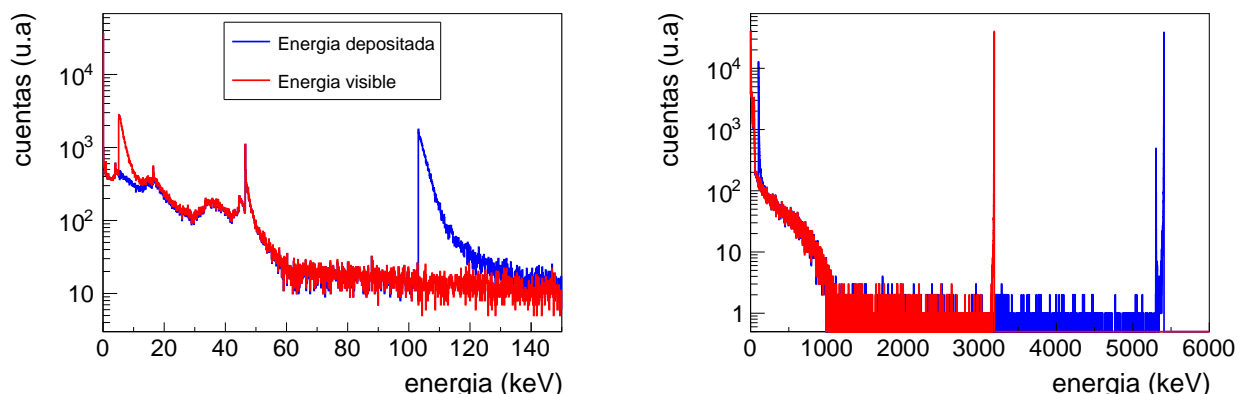


Figura 3.2: Comparación entre la energía depositada y la energía visible tras la desintegración del ^{210}Pb y sus hijos. En la conversión a energía visible se ha considerado el QF de las partículas alfa y de los retrocesos nucleares del ^{206}Pb . A la derecha todo el rango energético (hasta 6 MeV), y a la izquierda hasta 150 keV.

En el rango de alta energía se ve desplazada la energía depositada por la desintegración alfa de 5.4 MeV a una energía visible de 3.3 MeV; mientras que a baja energía se observa dicho desplazamiento de la energía depositada por el ^{206}Pb de unos 100 keV a una energía visible de 5 keV, en la región de interés de ANAIS-112. Este pico se desplazaría a energías menores para valores más pequeños del QF, y quedaría por debajo del umbral de ANAIS-112 si el QF es $<1\%$.

En segundo lugar, se va a estudiar el efecto de la resolución en la energía. Convolucionando el espectro de energía total depositada (mostrado en la Figura 3.1) con una función gaussiana de desviación estándar explicada en la Sección 2.2, se obtienen las distribuciones de energía que se muestran en la Figura 3.3.

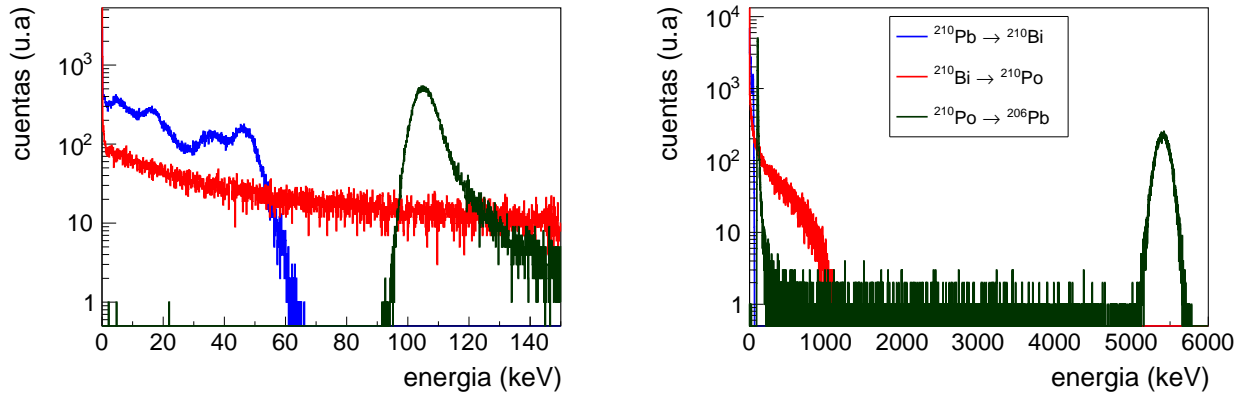


Figura 3.3: Energía depositada, hasta 150 keV (izquierda) y en todo el rango energético, hasta 6 MeV(derecha), aplicando la resolución en energía de los detectores de ANAIS-112 (ver Sección 2.2).

En tercer lugar, se va a incorporar el efecto sobre la energía visible de una recogida parcial de la luz producida en la superficie del cristal. Implementando el modelo presentado en la Figura 2.3, se obtiene la distribución de energías visibles mostrada en la Figura 3.4.

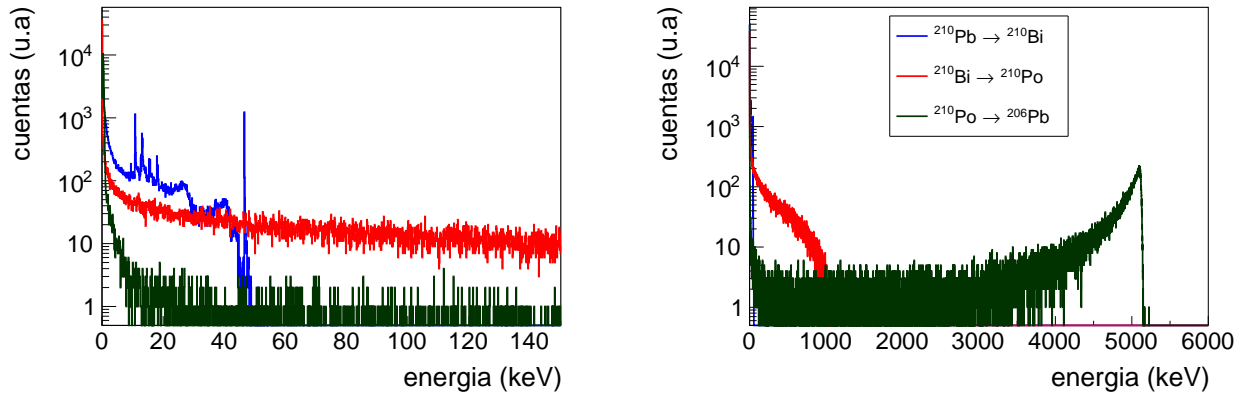


Figura 3.4: Espectro de energía visible en NaI obtenido al tener en cuenta el modelo de recogida parcial de la luz producida en la superficie del cristal. A la derecha todo el rango energético, hasta 6 MeV; y a la izquierda hasta 150 keV.

Al comparar las Figuras 3.4 y 3.1 se observa que no resulta visible la energía depositada por el ^{206}Pb , predominando la contribución de los electrones a baja energía.

Finalmente, los espectros obtenidos aplicando en primer lugar la corrección debida a la recogida parcial de la luz, después la corrección del QF y por último la resolución en energía se muestran en la Figura 3.5.

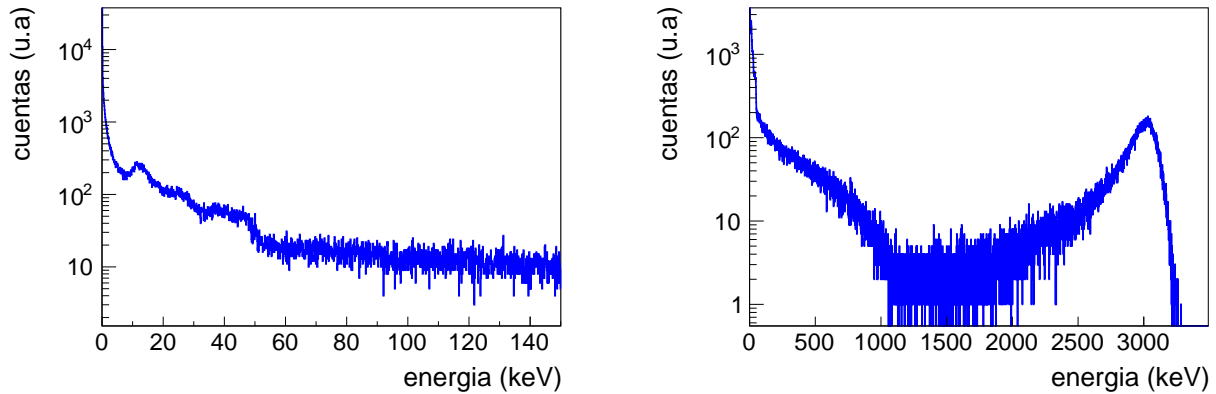


Figura 3.5: Espectro de energía visible en NaI obtenido al tener en cuenta las tres contribuciones a la respuesta del detector: modelo de recogida parcial de la luz en la superficie del cristal, el QF y la resolución. A la derecha todo el rango energético, hasta 3.5 MeV; y a la izquierda, hasta 150 keV.

3.2. Análisis de otras distribuciones espaciales de ^{210}Pb

Los perfiles de implantación de un ión en un material pueden variar dependiendo de varios factores, como el tipo de ión, su energía, la densidad y composición del material, o las interacciones específicas entre el ión y el material. Dichos aspectos pueden dar lugar a perfiles con rangos de alcance característicos o a distribuciones más complejas como perfiles de implantación exponencial.

En este apartado se van a considerar cinco distribuciones espaciales de ^{210}Pb en el cristal de NaI diferentes a la que ha sido obtenida previamente.

Estas distribuciones son: una en volumen (*bulk*) en la que el isótopo tiene igual probabilidad de encontrarse en cualquier punto del cristal ($0 < \rho < 6.0325 \cdot 10^8 \text{ \AA}$); tres distribuciones superficiales con diferente profundidad y densidad constante ($0 < \rho < 100 \mu\text{m}$, $0 < \rho < 30 \mu\text{m}$ y $0 < \rho < 0.05 \mu\text{m}$, llamadas *sup1*, *sup2* y *sup3* respectivamente) y una exponencialmente decreciente hasta una profundidad de 1000 \AA , *exp*.

La Figura 3.6 muestra todas estas distribuciones, junto con la superficial que se ha obtenido en la Sección 2.3.

De forma análoga a la simulación anterior, lanzando también 10^5 desintegraciones de ^{210}Pb , se va a calcular la energía depositada para estas distribuciones. Todas ellas se muestran comparadas en la Figura 3.7.

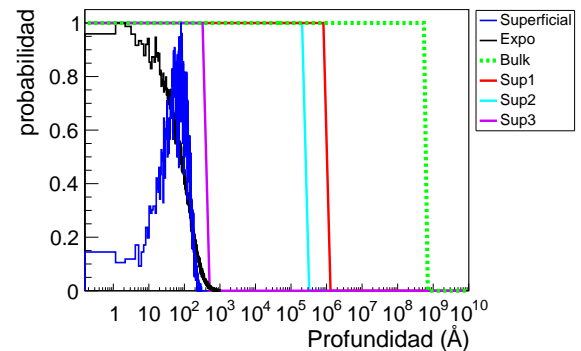


Figura 3.6: Diferentes distribuciones espaciales del ^{210}Pb en NaI.

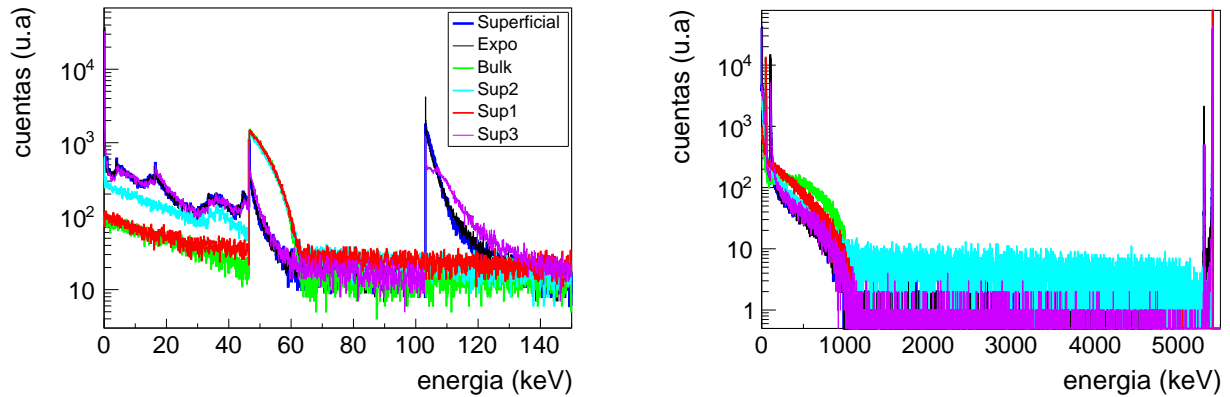


Figura 3.7: Energía depositada para las distintas distribuciones espaciales del ^{210}Pb de la Figura 3.6 en NaI hasta 5.5 MeV (derecha) y entre 0 y 150 keV (izquierda).

En la Figura 3.7 se observa que para las distribuciones superficial, exponencial y *sup3* dominan los efectos de “escape” al ser las que tienen menor distancia promedio de penetración. Se observa el depósito de la energía de retroceso del ^{206}Pb debido a que las partículas alfa pueden escapar del cristal, así como los de los electrones de conversión y Auger emitidos en la desintegración del ^{210}Pb al escapar los rayos X y gamma de la desexcitación del ^{210}Bi . Sin embargo, en las distribuciones *sup1* y *bulk*, no se identifican depósitos del ^{206}Pb ni de los electrones de conversión al sumarse con el resto de las emisiones que en estos casos no pueden escapar.

Las distribuciones espaciales del ^{210}Pb que se emplean en el modelo de fondo del experimento ANAIS-112 son las *sup1* y *sup2*, correspondientes a una profundidad de 30 y 100 μm , respectivamente, para la contribución superficial, y *bulk* para la contribución en volumen.

A continuación, se va a comparar el espectro de energía de las distribuciones *bulk* y superficial obtenido al aplicar el QF y la resolución del detector a la energía depositada.

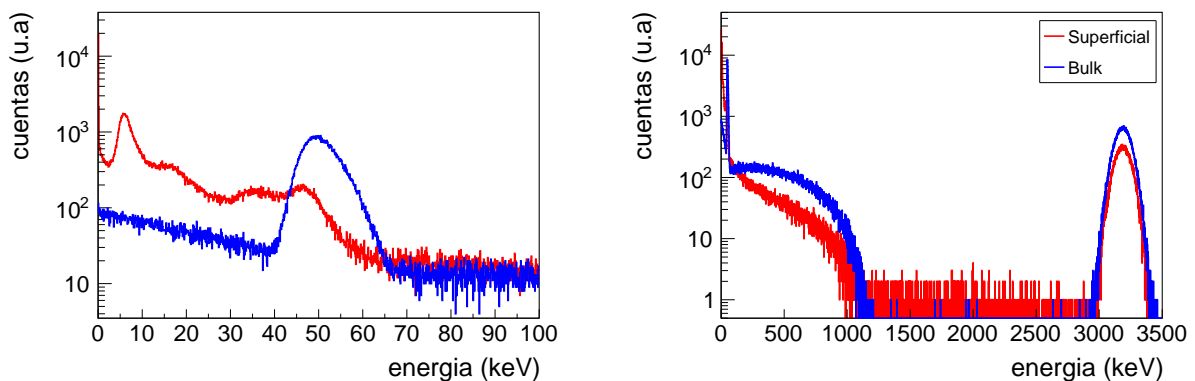


Figura 3.8: Espectro de energía visible de las distribuciones superficial y *bulk* en NaI obtenido al tener en cuenta el QF y la resolución de los detectores. A la derecha todo el rango energético, hasta 3.5 MeV; y a la izquierda, hasta 100 keV.

La Figura 3.8 muestra que en alta energía, el área del pico correspondiente a los depósitos energéticos de las partículas alfa no es la misma para la distribución *bulk* y la superficial. El espectro beta de la desintegración del ^{210}Bi tiene una contribución mucho mayor al fondo del experimento entre 100 y 1000 keV en el caso de la contaminación *bulk*. Esta contaminación genera también un mayor número de depósitos entre 40 y 70 keV. Sin embargo, en la región de interés de ANAIS-112 (de 1 a 6 keV) la distribución superficial de ^{210}Pb genera una contribución mucho mayor al fondo del experimento.

Por otra parte, se va a estudiar el efecto de una recogida parcial de la luz producida en la superficie del cristal, incluyendo las correcciones por la resolución y el QF.

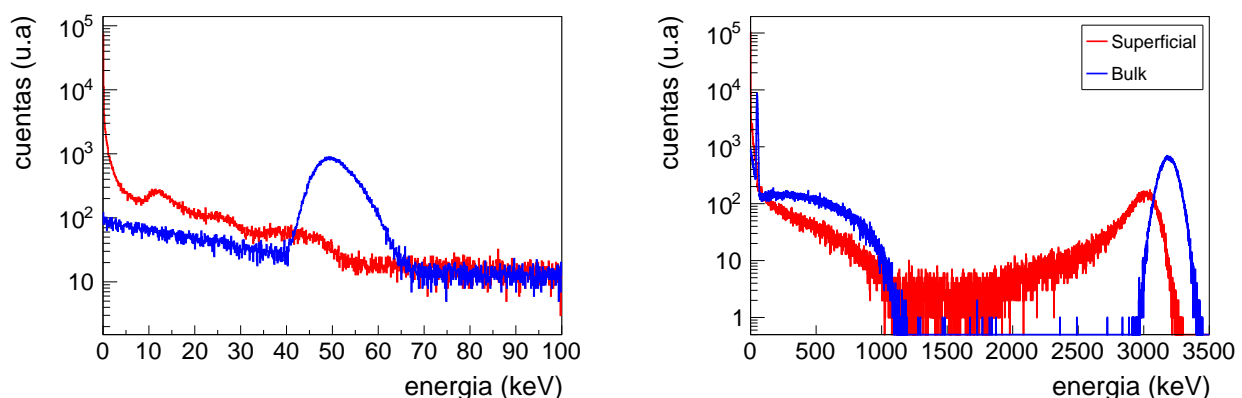


Figura 3.9: Espectro de energía visible de la distribución superficial y *bulk* en NaI al tener en cuenta las tres contribuciones a la respuesta del detector: modelo de recogida parcial de la luz en la superficie del cristal, el QF y la resolución. A la derecha todo el rango energético, hasta 3.5 MeV; y a la izquierda, hasta 100 keV.

Como se puede ver en la Figura 3.9, la contribución al espectro de energía del ^{206}Pb , en torno a 5 keV, en la distribución superficial desaparece al aplicar el modelo de recogida parcial de la luz hasta $3\mu\text{m}$. Además, se observa una reducción importante en el ritmo de sucesos entre 10 y 40 keV, así como un aumento por debajo de 5 keV. En la región de alta energía, se observa un desplazamiento del pico alfa a energías menores, del orden de cientos de keV.

4. Contribución al fondo de ANAIS de ^{210}Pb en el recubrimiento de teflón

De la misma manera que se implantan núcleos de ^{210}Pb en el cristal tras la desintegración del ^{222}Rn , también puede suceder en el recubrimiento de teflón. Cuando el ^{210}Pb implantado en el teflón se desintegre, es posible que la radiación emitida en este proceso deposite energía en el detector. Esta potencial contribución al fondo radiactivo de ANAIS-112 se analiza en esta sección.

4.1. Análisis de una contaminación superficial de ^{222}Rn

Análogamente a como se explica en la Sección 2.3 para el caso del cristal de NaI, se obtiene un perfil de implantación de ^{210}Pb en teflón mediante un modelo equivalente. Los perfiles obtenidos para los isótopos de la cadena de desintegración del ^{222}Rn hasta el ^{210}Pb en teflón se muestran en la Figura 4.1.

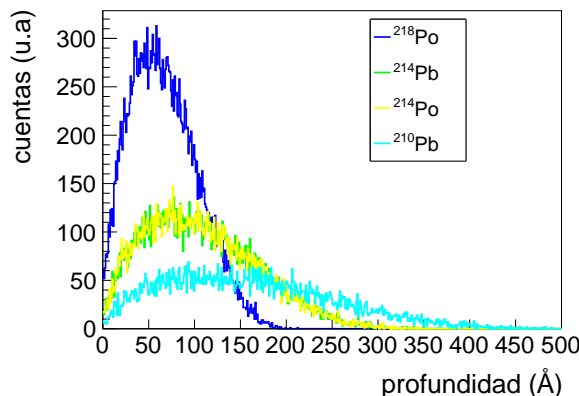


Figura 4.1: Perfil de penetración en el eje normal a la superficie de teflón de los isótopos de la desintegración del ^{222}Rn hasta el ^{210}Pb para una distribución uniforme de ^{222}Rn en un plano.

Si se comparan estos perfiles de penetración con los mostrados en la Figura 2.5 se observa que en el teflón el ^{210}Pb penetra más distancia que en el yoduro de sodio, con una media y desviación estándar recogidas en la Tabla 4.1.

Material	Media (Å)	Desviación estándar (Å)
Teflón	190.5	30.5
NaI	116.1	22.5

Tabla 4.1: Comparación entre la media y la desviación estándar de los perfiles de implantación del ^{210}Pb en NaI y teflón.

Este resultado es el esperado, ya que el teflón tiene menor densidad, número atómico y peso atómico que el NaI, y por lo tanto la pérdida de energía de los iones a través del material será menor, alcanzando una mayor distancia de implantación.

4.2. Análisis de la energía visible en los módulos de ANAIS-112

Se realiza una simulación análoga a la mostrada en la Sección 3.1, lanzando también 10^5 desintegraciones de ^{210}Pb con la distribución mostrada en la Figura 4.1, para analizar la energía visible en el detector. Teniendo en cuenta el QF y la resolución, la energía depositada en el detector y la visible para la distribución superficial de ^{210}Pb obtenida en la sección anterior se muestran comparadas en la Figura 4.2.

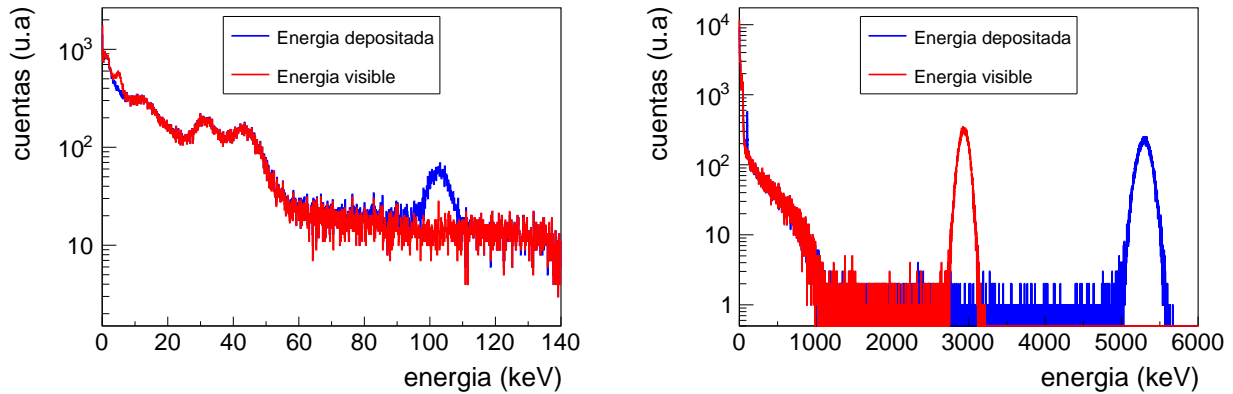


Figura 4.2: Energía depositada y visible (QF y resolución aplicados) para la distribución superficial en teflón para todo el rango energético (hasta 6 MeV) a la derecha; y hasta 140 keV a la izquierda.

Se observa de nuevo el pico de retrocesos nucleares de ^{206}Pb en la región de interés y la importante contribución de depósitos energéticos en el rango de baja energía.

A continuación se va a comparar el depósito de energía en el cristal de una distribución superficial y *bulk* de ^{210}Pb en los 0.5 mm de espesor de teflón que rodean el cristal centelleador, teniendo en cuenta las correcciones a la energía depositada por la zona de parcial emisión/recolección de luz, el QF y la resolución de los detectores de ANAIS-112. Los resultados se muestran en la Figura 4.3.

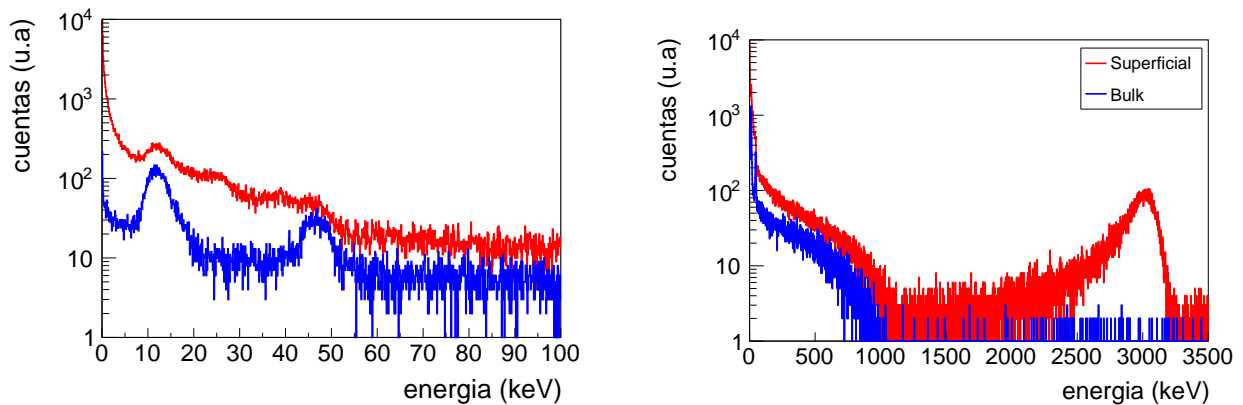


Figura 4.3: Espectro de energía visible para la distribución superficial y *bulk* en teflón obtenido al tener en cuenta las tres contribuciones a la respuesta del detector: modelo de recogida parcial de la luz producida en la superficie del cristal, el QF y la resolución. A la derecha todo el rango energético, hasta 3.5 MeV; y a la izquierda, hasta 100 keV.

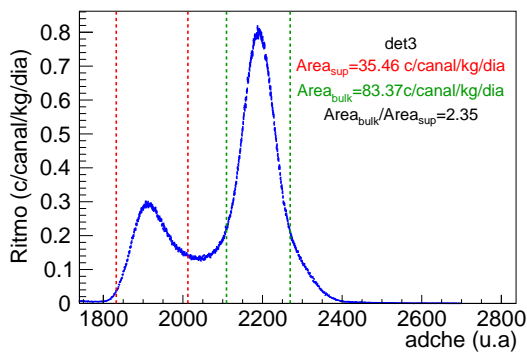
No se observan depósitos energéticos de ^{206}Pb con la distribución *bulk* ya que no tienen suficiente energía para alcanzar el cristal centelleador, ni se observa pico de las partículas alfa ya que la mayoría tampoco llegan al cristal¹. En el rango de baja energía se encuentran

¹El recorrido libre medio de una partícula alfa en teflón es de aproximadamente $23\text{ }\mu\text{m}$, mientras que el espesor del teflón es de 0.5 mm.

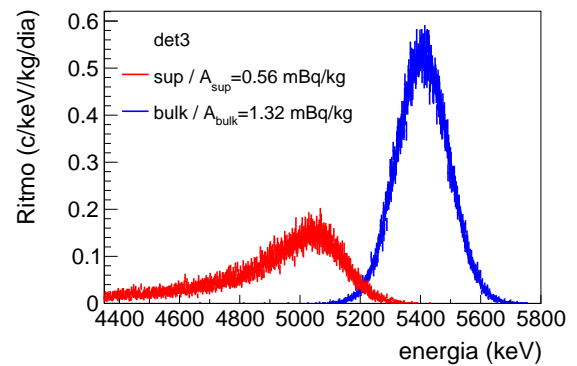
dos picos en la distribución *bulk* que corresponden a las emisiones gamma producidas en la desexcitación del ^{210}Bi , tanto el fotón de 46.5 keV como los rayos X de la capa L del ^{210}Bi , en torno a 12 keV (ver Figura 1.3). Todas estas contaminaciones contribuyen al fondo en la región de interés de ANAIS-112.

5. Comparación con los datos experimentales

Los resultados de la energía visible para las distribuciones superficial y *bulk* se van a combinar para tratar de reproducir la contribución del ^{210}Pb al fondo radiactivo de ANAIS-112. Para ello, se va a emplear el ritmo alfa medido en los detectores, que se atribuye principalmente a la desintegración del ^{210}Po como resultado de la contaminación del isótopo padre, ^{210}Pb . En particular, se va a emplear el ritmo alfa de uno de los módulos de ANAIS-112, en el detector D3, correspondiente a los tres primeros años de datos, que se muestra en la Figura 5.1 (a). En ella se observan claramente dos líneas diferentes. El modelo de fondo de ANAIS-112 considera ambas líneas debidas a partículas alfa del ^{210}Po , con origen en superficie (pico de menor energía) y en bulk (pico de mayor energía). Esta hipótesis se va a seguir desarrollando en este trabajo, teniendo en cuenta las nuevas distribuciones superficiales y función respuesta planteadas en secciones anteriores. En la Figura 5.1 (b) se muestra la simulación de las contribuciones superficial y bulk en NaI(Tl) (ver Sección 3.1), que sin intentar hacer un ajuste fino reproduce la estructura observada en la Figura 5.1 (a) al incorporar la región con producción/recogida parcial de luz en la superficie del cristal. En la Figura 5.1 (b) se han escalado las dos contribuciones de forma que la actividad total de ^{210}Po sea de 1.8 mBq/kg (ver Tabla 1.1).



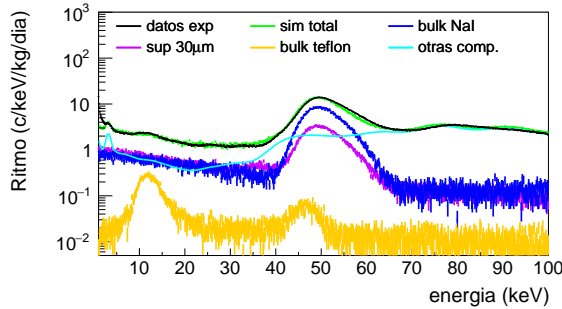
(a) Datos experimentales



(b) Simulación

Figura 5.1: Espectros alfa correspondiente a los datos experimentales del detector D3 en tres años de toma de datos (a) y los obtenidos de las simulaciones (b) en NaI con las tres contribuciones a la función respuesta del detector consideradas. La Figura (b) ha sido escalada reproduciendo los cocientes de áreas de los picos alfa de (a) y teniendo en cuenta la actividad de ^{210}Pb medida en el detector D3, 1.8 mBq/kg.

En esta comparación se van a tener en cuenta el resto de las contribuciones del modelo de fondo de ANAIS-112: ^{40}K , tritio, isótopos cosmogénicos, contaminaciones en los PMTs y otras contaminaciones externas [6].



(a) Modelo de fondo de ANAIS-112.

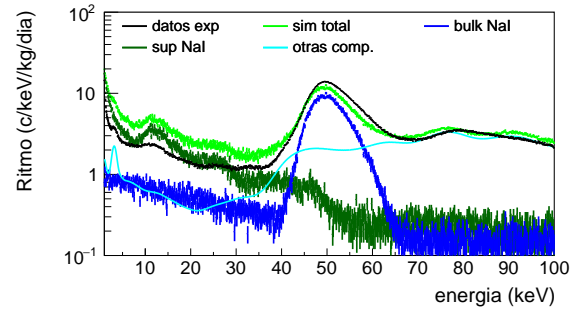
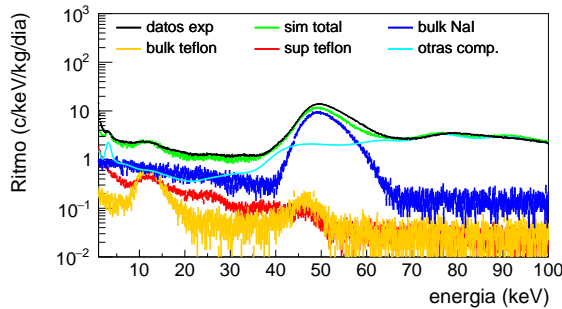
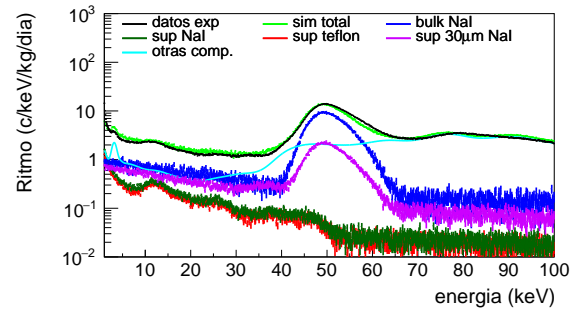
(b) *Bulk* y superficial en NaI.(c) *Bulk* y superficial en teflón, y *bulk* en NaI.(d) *Bulk* y superficial en teflón, y *bulk* y superficial hasta $30\ \mu\text{m}$ en NaI.

Figura 5.3: Comparación entre los datos experimentales del detector D3 en los tres primeros años de toma de datos y diferentes combinaciones de distribuciones de ^{210}Pb simuladas. En todas se han considerado las restantes componentes del modelo de fondo de ANAIS-112. En (a) se muestra el modelo de fondo actual de ANAIS-112 (sin zona de recogida parcial de luz ni efectos de quenching), en (b), (c) y (d) se han incluido todos estos efectos en la función respuesta.

En primer lugar, en el modelo de fondo radiactivo de ANAIS-112 para el detector D3 se combina un 70 % de contribución *bulk* y 30 % de superficial hasta $30\ \mu\text{m}$ (*sup2*) en NaI, además de contaminación *bulk* en el recubrimiento de teflón. La Figura 5.3 (a) muestra la reproducción del modelo para el ^{210}Pb a partir de los datos simulados junto con las otras contribuciones al fondo. Se puede observar que el modelo es capaz de reproducir la medida experimental muy razonablemente, salvo en la zona de energías por debajo de 2 keV.

En la Figura 5.3 (b), donde se combinan la distribución *bulk* y superficial en NaI, se observa que se sobreestima muy claramente el fondo radiactivo en la región de baja energía (hasta 40 keV) y no se reproduce bien el ritmo observado de 40 a 70 keV. Sin embargo, y aunque también sobreestimada, produce una distribución de sucesos exponencial en la región de 1 a 6 keV.

A continuación, considerando contaminaciones *bulk* y superficial en el recubrimiento de teflón, y sólo *bulk* en el NaI, se obtienen los resultados presentados en la Figura 5.3 (c). En ella se observa que los resultados totales de la simulación se ajustan mejor al fondo medido que en el caso anterior. Sin embargo, se subestiman los ritmos en la región entre 10 y 70 keV y no se llega a explicar el fondo del experimento en la región de 1 a 6 keV. En la Figura 5.3 (d) se ha repartido la contaminación superficial en tres diferentes componentes: superficial hasta 30 μm en NaI (*sup2*, 20 %), superficial en NaI (10 %) y superficial en teflón (70 %). En este caso se observa un mejor acuerdo en todas las regiones energéticas.

Los resultados totales del fondo radiactivo de ANAIS-112 para los cuatro escenarios considerados se muestran comparados con los datos medidos del fondo en la región de 1 a 20 keV y hasta 100 keV en la Figura 5.4.

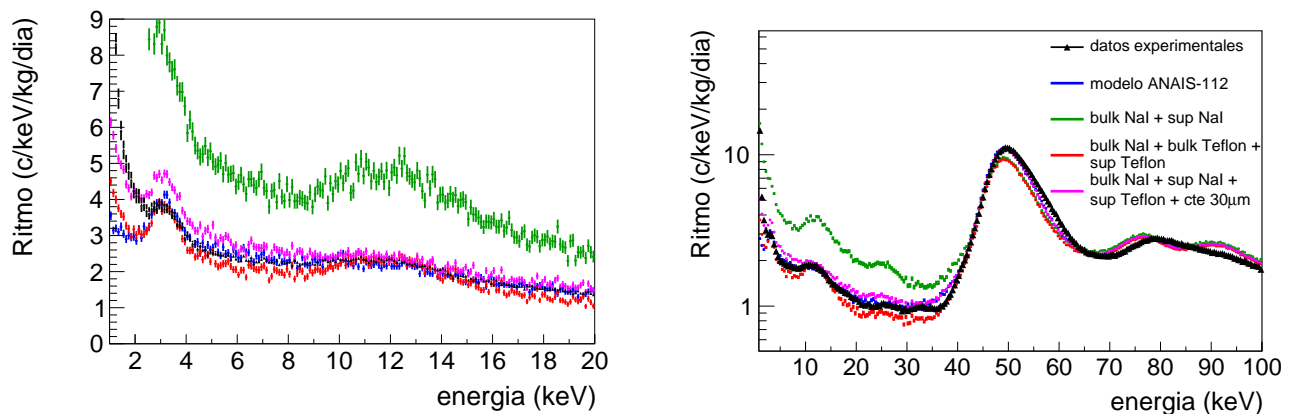


Figura 5.4: Comparación entre los datos del fondo radiactivo de ANAIS-112 medidos y los simulados combinados según muestra la Figura 5.3, entre 1 y 20 keV (izquierda) y hasta 100 keV (derecha)

En ella se observa cómo, al introducir la contaminación superficial en el NaI, los sucesos en la región por debajo de 3 keV aumentan con la forma exponencial medida experimentalmente. Debe incluirse en un porcentaje muy bajo ($\sim 10\%$) para que no sobreestime rápidamente los datos experimentales. En particular, considerando contaminaciones superficial en el teflón, y *bulk*, superficial y superficial hasta 30 μm en el NaI, tanto el pico en 3 keV debido al ^{40}K como los sucesos entre 4 y 8 keV son sobreestimados. Además, hay depósitos en el pico de 46 keV que no llegan a reproducirse con ningún modelo.

6. Conclusiones

En este trabajo se ha analizado la contribución del ^{210}Pb a la contaminación del fondo radiactivo del experimento ANAIS-112. El modelo empleado actualmente para su caracterización se realiza mediante un ajuste fino y no consigue explicar el aumento de sucesos en la región entre 1 y 3 keV, la cual es de interés para el experimento.

En primer lugar, se ha obtenido un perfil de penetración de ^{210}Pb en el NaI y en el recubrimiento de teflón basada en la desintegración del ^{222}Rn en sus superficies. Para estudiar su contribución al fondo radiactivo de ANAIS-112 se han tenido en cuenta tres funciones respuesta del detector en las simulaciones para reproducir la energía visible: la resolución, el factor de quenching y la existencia de una zona de parcial recogida/producción de luz. En particular, las dos últimas no habían sido consideradas en las simulaciones del modelo actual empleado en el experimento.

Se ha observado cómo el factor de quenching desplaza los depósitos energéticos de los retrocesos nucleares de ^{206}Pb hasta la región de interés del experimento, teniendo importantes consecuencias en la caracterización del fondo. El QF de los retrocesos nucleares del ^{206}Pb en NaI(Tl) es desconocido, pero, como se ha observado en este trabajo, puede jugar un papel importante en el fondo por debajo de 3 keV siempre que la contaminación de ^{210}Pb se encuentre en la superficie con profundidad menor de 5 micras.

Además, se ha introducido un modelo sencillo de recogida/producción de luz parcial hasta tres micras de profundidad que produce un desplazamiento en la energía depositada por las partículas alfa en la distribución superficial a energías menores que en la distribución *bulk*, reproduciendo de forma aproximada la estructura de pico doble que se observa en los datos experimentales. Esto permite realizar un escalado de las dos contribuciones basado en datos experimentales. Además, se observa una importante reducción del número de sucesos que contribuyen al fondo entre 10 y 40 keV y un aumento por debajo de 5 keV. La introducción de este modelo supone un primer paso en el estudio de esta función respuesta del detector, y dadas sus consecuencias en la energía visible, sería importante, por ejemplo, cambiar el tamaño de la región de recogida de luz parcial para evaluar su efecto.

Finalmente, a partir de los resultados de las simulaciones en los que se han tenido en cuenta las tres funciones respuesta de los detectores, se ha obtenido un modelo para la contaminación de ^{210}Pb en el que, mediante contaminación *bulk* en NaI y superficial en NaI (10 %), hasta 30 μm en NaI (20 %) y superficial en teflón (70 %), se obtiene un incremento de sucesos en la región entre 1 y 3 keV que reproduce razonablemente las medidas experimentales, aunque no se ha intentado hacer un ajuste fino. En él, la contribución de la contaminación de ^{40}K parece estar sobreestimada. Como se ha comentado, este nuevo modelo para la estimación de la contribución del ^{210}Pb en ANAIS-112 se basa en datos experimentales para el escalado de sus dos contribuciones, *bulk* y superficial, y consigue explicar parte del incremento de depósitos energéticos en la región entre 1 y 3 keV.

Estos resultados indican que es necesaria una revisión del modelo de fondo del experimento ANAIS-112. Este trabajo ha propuesto nuevas contribuciones a incluir en dicho modelo, basadas en los perfiles de implantación de ^{210}Pb tanto en la superficie de los cristales de NaI como en el teflón que los recubre. Con estas componentes y las ya consideradas en el modelo de fondo actual, se puede intentar hacer un ajuste detallado por regiones energéticas, y no solo analizar escenarios particulares como se ha hecho en este trabajo, con la única restricción del ritmo alfa total. El proceso debería realizarse con todos los detectores y revisar tanto la contribución de isótopos cosmogénicos como del ^{40}K .

Referencias

- [1] Workman et al. Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8), 2022.
- [2] S. Cebrián. Review on dark matter searches. *Journal of Physics: Conference Series*, 2502(1):012004, may 2023.
- [3] R. Bernabei et al. The dama project: Achievements, implications and perspectives. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 114:103810, 2020.
- [4] Julien Billard et al. Direct detection of dark matter—APPEC committee report*. *Rept. Prog. Phys.*, 85(5):056201, 2022.
- [5] J. Amaré et al. Performance of anais-112 experiment after the first year of data taking. *The European Physical Journal C.*, 79:228, 2019.
- [6] J. Amaré et al. Analysis of backgrounds for the anais-112 dark matter experiment. *The European Physical Journal C.*, 79:412, 2019.
- [7] J. Amaré et al. Assessment of backgrounds of the anais experiment for dark matter direct detection. *The European Physical Journal C.*, 76:429, 2016.
- [8] Consejo de Seguridad Nuclear. <https://www.csn.es/radon>.
- [9] Decay chain(4n+2), Uranium series. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Decay_chain\(4n+2,_Uranium_series\).svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Decay_chain(4n+2,_Uranium_series).svg).
- [10] Meng Wang et al. The AME 2020 atomic mass evaluation (II). tables, graphs and references. *Chinese Physics C.*, 45(3):030003, 2021.
- [11] Marie-Martine Bé, Chisté, et al. *Table of radionuclides (Vol. 4 - A = 133 to 252)*. 01 2008.
- [12] Anderson A. Phonon-based position determination in SuperCDMS iZIP detectors. *Journal of Low Temperature Physics*, 176(5-6):959–965, 2014.

- [13] J. F. Ziegler. SRIM. <http://www.srim.org/>.
- [14] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U Littmark. The stopping and range of ions in matter (SRIM). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, pages 68(11–12), 2010.
- [15] S. Agostinelli et al. Geant4 a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (section A)*, 506(3):250–303, 2003.