

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE COMPOSTELA



FACULTAD DE FÍSICA
Departamento de Física de Partículas

**Un monitor del flujo de neutrones de muy
alta energía para CERN-n_TOF.**

Memoria presentada por:
Diego Tarrío Vilas
como disertación para optar al
Grado de Licenciado en Física
Octubre 2007

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE COMPOSTELA

El Profesor Ignacio Durán Escribano, Catedrático de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Santiago de Compostela,

INFORMA:

que la memoria titulada **Un monitor del flujo de neutrones de muy alta energía para CERN-n_TOF** ha sido realizada bajo su dirección por **Diego Tarrío Vilas** en el **Departamento de Física de Partículas de esta Universidad**, y constituye el trabajo de **Memoria de Licenciatura** que presenta para optar al **Grado de Licenciado en Física**.

Santiago de Compostela, a 2 de octubre de 2007.

Fdo. Ignacio Durán Escribano

A mis padres

Agradecimientos

El presente trabajo ha sido realizado en el GENP (Grupo Experimental de Núcleos y Partículas) de la Universidad de Santiago de Compostela, dentro de la colaboración internacional CERN-n_TOF a la que pertenece dicho grupo, y ha contado con el apoyo de una Beca de Cooperación de esta universidad asociada al proyecto de investigación EURONS (European Nuclear Structure Integrated Infrastructure Initiative) *RII3 – CT – 2004.506065*.

Quisiera comenzar estas líneas agradeciendo a mi director, Ignacio Durán, la confianza depositada en mí al haberme invitado a formar parte del GENP, así como el interés que ha demostrado en la realización de este trabajo.

También quiero darle las gracias a Carlos Paradela, mi primer guía dentro de la colaboración n_TOF, por sus múltiples y variadas aportaciones y, en especial, por sus aclaraciones sobre todo lo relacionado con la instalación experimental. Asimismo, debo agradecerle a Héctor Álvarez el haberme enseñado a dar mis primeros pasos con GEANT4, sin lo cual buena parte de este trabajo no habría sido posible.

Y, desde luego, no puedo finalizar esta página sin mencionar a Martín Gascón, quien me ha iniciado en la parte experimental de los detectores de centelleo, a David Pérez, quien me ha enseñado todo lo que sé sobre ROOT, y a Pablo Cabanelas, por resolverme numerosas dudas en el día a día; a ellos tres les agradezco especialmente la ayuda desinteresada que me han prestado a lo largo de este último año.

Índice general

Introducción	1
1. Descripción de n_TOF y motivación	5
1.1. La instalación n_TOF	5
1.2. Medidas del flujo de neutrones en n_TOF	7
1.3. Motivación de este trabajo	8
2. Fundamentos	11
2.1. Interacción de neutrones con la materia	11
2.1.1. Dispersión elástica	12
2.1.2. Dispersión inelástica	13
2.1.3. Captura radiativa	13
2.1.4. Reacciones no elásticas	14
2.1.5. Fisión nuclear	14
2.2. Detección de neutrones	15
2.3. Sección eficaz de colisión neutrón-protón	18
3. Propuesta presentada	21
3.1. Aspectos generales	21
3.2. Espectro energético del haz de n_TOF	23
3.2.1. Medidas del flujo de n_TOF	23
3.2.2. El γ -flash. Resolución temporal y TOF	25
3.2.3. Determinación del número de neutrones	27
3.2.4. Elección de un ángulo de dispersión	28
3.3. Consideraciones sobre el blanco	30
3.3.1. Tipos de materiales	30
3.3.2. Efecto del carbono en el blanco	31
3.3.3. Geometría del blanco	35
3.4. Fundamentos de la detección de protones	41
3.4.1. Detectores de centelleo	41
3.4.2. Fotodiodos de avalancha	45

4. Cálculo del número de sucesos	47
4.1. Número de colisiones neutrón-protón esperadas	47
4.2. Pérdidas de energía de los protones	51
4.2.1. Estudio de las pérdidas de energía	53
4.2.2. Corrección por las pérdidas de energía	56
4.3. Reconstrucción del espectro de neutrones	59
5. Estimación de incertidumbres	61
5.1. Incertidumbre en la energía del neutrón	61
5.1.1. Usando el espectro de protones	62
5.1.2. Usando el tiempo de vuelo	62
5.2. Incertidumbre en el flujo de neutrones	64
Conclusiones	69
A. Cinemática de la colisión elástica neutrón - protón.	73
A.1. Colisión elástica de dos cuerpos	73

Introducción

Este trabajo se enmarca dentro del proyecto n_TOF Phase-2 que se desarrollará en el CERN en los próximos años [1]. El objetivo de la instalación n_TOF (Neutron Time-Of-Flight) del CERN (Fig. 1) es realizar medidas precisas de secciones eficaces de reacciones de captura radiativa y fisión, inducidas por neutrones, extendiendo las posibilidades de otras instalaciones que ya existían [2]. Estas medidas son de gran importancia en diferentes campos de la física, como la astrofísica y la transmutación de residuos radiactivos. Hasta la puesta en marcha de esta instalación en el año 2002 [3], el conocimiento de las reacciones inducidas por neutrones se reducía a unos pocos isótopos, y en energías de hasta unas decenas de MeV en los mejores casos, midiéndose con grandes limitaciones los isótopos altamente radiactivos. Para los núcleos que no se habían medido, las secciones eficaces se estimaban empleando modelos teóricos de reacciones nucleares cuyos parámetros se ajustaban a partir de los datos experimentales disponibles para otros núcleos.

n_TOF viene a suplir esta deficiencia realizando medidas sistemáticas de secciones eficaces de reacciones inducidas por neutrones en un buen número de isótopos y en un rango energético sin precedentes, que abarca desde $0,02\text{ eV}$ hasta 1 GeV . Este hecho, unido a la altísima intensidad de los pulsos del haz que proporciona, lo convierte en una instalación única en el mundo.

Para poder medir correctamente las secciones eficaces de reacción de neutrones es necesario tener un conocimiento preciso del flujo de neutrones que llega a la sala experimental en todo el rango de energías de interés. Sin embargo, con la instrumentación actualmente disponible en n_TOF [4], no se pueden obtener valores experimentales del flujo para energías mayores de 20 MeV , teniendo que emplearse, en su lugar, resultados de simulaciones [5, 6].

El presente trabajo pretende suplir esta carencia mediante el diseño de un monitor del flujo de neutrones que cubra la región de alta energía (desde 20 MeV hasta 1 GeV) ofreciendo así datos experimentales del flujo en esa región del espectro.

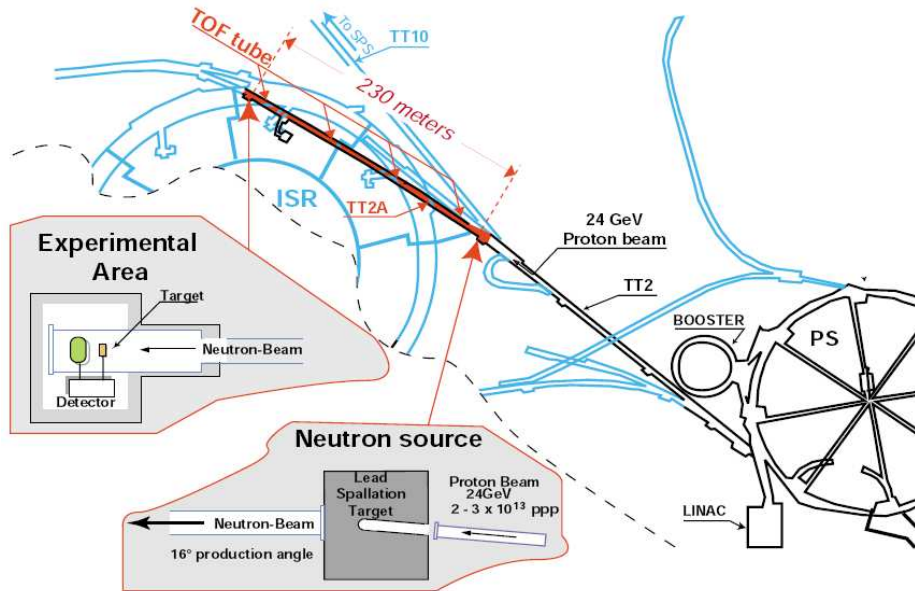


Figura 1: Vista general de n_TOF en el CERN.

Esquema del trabajo

En esta memoria se desarrollarán los cálculos necesarios para estudiar la viabilidad de la instalación de un monitor del flujo de neutrones para n_TOF, que esté basado en la retrodispersión de los protones en un blanco. El objetivo es que dicho monitor pueda ofrecer valores del flujo en la región de energía comprendida entre 20 MeV y 1 GeV .

A lo largo de los siguientes capítulos se discuten cuáles son los valores óptimos para dicho monitor en lo que se refiere a las dimensiones del blanco, tipo y número de detectores que se utilizarán y dónde deberán colocarse éstos para obtener la mayor estadística posible y, en consecuencia, poder dar una descripción válida del flujo de neutrones. El contenido de este trabajo se estructura, pues, de la siguiente manera:

- En el primer capítulo se describe la instalación n_TOF, prestando especial atención a los monitores instalados en la actualidad y a las limitaciones de éstos.
- En el segundo capítulo se hace una breve introducción teórica sobre la interacción de los neutrones con la materia así como de las bases de la detección de neutrones.

- En el tercer capítulo se describe la propuesta presentada en este trabajo, es decir, el diseño de un monitor del flujo de neutrones para n_TOF que cumpla ciertas características técnicas. En esta parte se discute acerca del diseño y de las limitaciones técnicas que vamos a encontrar.
- En el cuarto capítulo se presentan los cálculos realizados para conocer el número de sucesos que se medirán con dicho monitor, así como un estudio de las correcciones que se deben hacer debido a las pérdidas de energía de los protones dispersados.
- En el quinto capítulo se hace una estimación sobre la incertidumbre que se obtendrá en la medida del flujo de neutrones con este monitor.
- Finalmente, y a modo de resumen, se exponen las conclusiones que se extraen del presente trabajo acerca de la viabilidad de la construcción del monitor de flujo de neutrones aquí presentado.

Capítulo 1

Descripción de n_TOF y motivación

1.1. La instalación n_TOF

La instalación n_TOF del CERN proporciona un haz de neutrones muy intenso en un amplio rango de energías, que se extiende desde $0,02 \text{ eV}$ hasta 1 GeV . La distancia existente entre el blanco de producción de neutrones y la sala experimental es de unos 185 m , lo que permite que, utilizando técnicas de tiempo de vuelo (TOF), se pueda conocer la energía de los neutrones del haz con una gran precisión (menor del 1 % para $E_n < 10^6 \text{ eV}$) [7].

El haz de neutrones se genera mediante la espalación producida por un haz de protones sobre un blanco de plomo [4, 8]. Para ello se emplea un haz de protones de $20 \text{ GeV}/c$, cuya intensidad máxima es de $7 \cdot 10^{12} \text{ ppp}$ (protones por pulso) procedente del Proton Synchrotron (PS) del CERN, el cual se hace incidir sobre un bloque de plomo de $80 \times 80 \times 40 \text{ cm}^3$, produciendo así del orden de $2 \cdot 10^{15}$ neutrones por pulso. Este blanco de espalación se encuentra sumergido en un contenedor lleno de agua que actúa como moderador de energía de los neutrones, lo que da lugar a un espectro plano en el rango comprendido entre 1 eV y 10 keV (Fig. 1.1). La corta duración del pulso de protones del PS ($6 - 7 \text{ ns}$) permite que el tiempo de vuelo de los neutrones pueda conocerse con gran precisión.

Es posible tener hasta seis pulsos por cada superciclo del PS (de unos $16,8 \text{ s}$), aunque este parámetro se limita a cinco pulsos debido a razones de seguridad sobre el nivel de radiación alcanzado en la zona del blanco de espalación y de la capacidad de disipación de energía de éste.

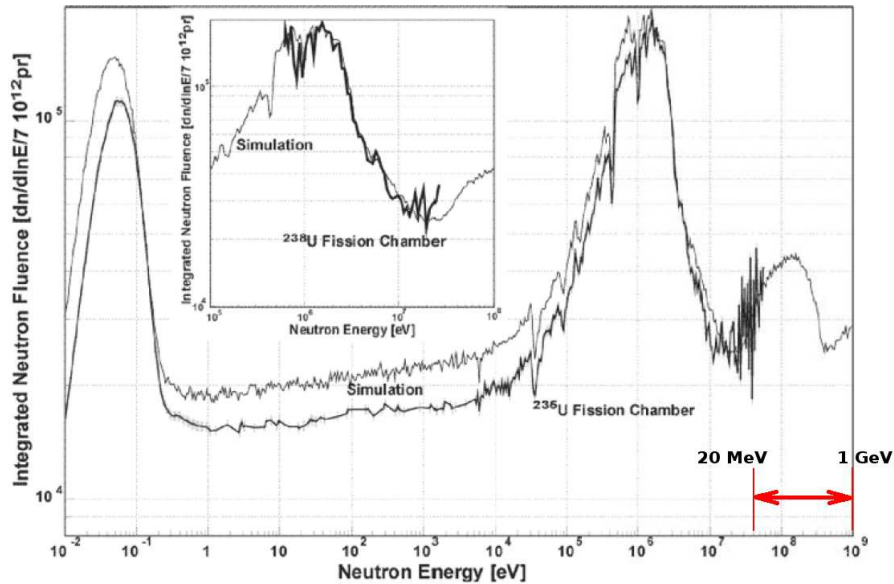


Figura 1.1: Flujo de neutrones de *n_TOF* medido a partir de la fisión del ^{235}U y del ^{238}U , comparado con el resultado de las simulaciones [6].

Los neutrones producidos en dicha espalación son moderados al atravesar una lámina de agua y presentan una energía comprendida entre $0,02\text{ eV}$ y 1 GeV . Viajan a lo largo de un tubo en el que se ha hecho el vacío y que conduce al área experimental, a unos 185 m del blanco. En dicho tubo (Fig. 1.2) se encuentran dos colimadores: el primero, situado a $136,7\text{ m}$ del blanco, está hecho de hierro y hormigón y tiene un diámetro interior de 11 cm ; el segundo, situado a 178 m , de hierro y polietileno, define un diámetro para el haz que es distinto según el tipo de experimento que se realice: $1,8\text{ cm}$ para los experimentos de captura y 8 cm para las medidas de fisión.

Después del primer colimador, hay un dipolo magnético de 2 m de longitud que elimina las partículas cargadas del haz, y un blindaje de hierro que reduce el fondo de muones.

La sala experimental se encuentra después del segundo colimador, a una distancia de $182,5\text{ m}$ del blanco de espalación, y se extiende hasta los 190 m . El tubo accede a ella atravesando un muro de hormigón que actúa como blindaje, y su sección se reduce hasta un diámetro de 20 cm . Dentro de la sala experimental se sitúan los blancos de los núcleos a estudiar y los detectores correspondientes.

Para evitar la retrodispersión, el tubo sigue unos 8 m más allá del área experimental, por la llamada “Escape Line” (de 40 cm de diámetro) al final de

la cual se encuentra un bloque de polietileno que absorbe todos los neutrones que llegan hasta él, y en cuyo interior se encuentran tres contadores gaseosos de BF_3 (trifluoruro de bromo) que monitorizan el haz pulso a pulso [9, 10].

En el blanco de espalación, junto con los neutrones, también se produce una gran cantidad de fotones y de muones de alta energía. Parte de este halo no se puede eliminar [11, 12] y llega hasta la sala experimental antes que el pulso de neutrones. Esto se conoce con el nombre de γ -flash y, aunque es un inconveniente para la mayoría de los detectores, que quedan cegados durante un cierto tiempo, en aquellos en los que esto no sucede, también se usa para determinar con precisión el instante de salida del pulso de neutrones del blanco de espalación.

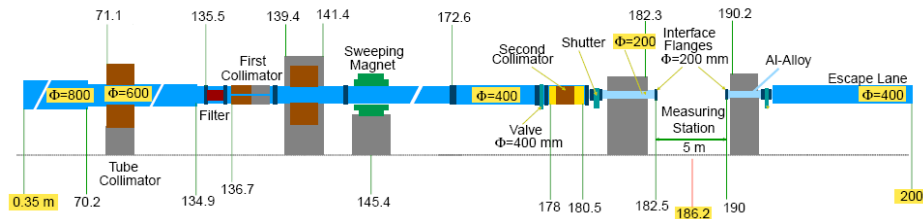


Figura 1.2: Esquema del tubo de n_TOF.

1.2. Medidas del flujo de neutrones en n_TOF

El conocimiento del flujo de neutrones en n_TOF se lleva a cabo empleando diferentes métodos, cada uno de ellos orientado a un rango determinado de energías, por lo que no se dispone de un único método que permita conocer, con precisión, el flujo en todo el espectro.

Como primera aproximación, se han hecho simulaciones por Montecarlo que intentan reproducir los mecanismos de espalación producidos en el blanco de plomo [6]. Estas simulaciones cubren todo el rango de energías de n_TOF y, aunque reproducen bastante bien la forma del flujo obtenida por otros métodos experimentales, su valor numérico difiere notablemente de éstos, sobre todo, a altas energías (Fig. 1.1).

Existen ciertos dispositivos instalados en n_TOF que monitorizan el flujo de neutrones. Un ejemplo de ellos es el llamado SiMON (Silicon Flux Monitor) que ofrece resultados fiables hasta 1 MeV . Consiste en una lámina de ${}^6\text{Li}$ puro colocada delante del haz de neutrones, lo que da lugar a la reacción ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$. Cuatro detectores de silicio colocados fuera del haz detectan las

partículas α y los tritones así producidos [13]. El recuento de dichos productos emitidos permite deducir el valor absoluto del flujo, empleando para ello los valores de la sección eficaz de la reacción, bien conocidos hasta 1 MeV . SiMON monitoriza, de forma continuada, el flujo de neutrones durante los experimentos de captura radiativa.

Por otra parte, también se puede calcular el flujo de neutrones a partir de los resultados obtenidos con núcleos patrón en configuraciones experimentales idénticas a las de los núcleos a estudiar. En la realización de los experimentos de fisión, además del núcleo problema, también se mide, de forma simultánea, la fisión de los núcleos ^{235}U y ^{238}U . El recuento del número de fisiones producidas en estos dos núcleos patrón permite obtener un valor fiable del flujo de neutrones en el rango de $0,15 - 20 \text{ MeV}$ para el ^{235}U , y entre $1 - 20 \text{ MeV}$ para el ^{238}U .

Como vemos, se emplean diferentes métodos para conocer el flujo de neutrones, cada uno de ellos restringido a un intervalo de energías. Sin embargo, ninguno de ellos nos permite obtener valores fiables del flujo para energías mayores de 20 MeV .

1.3. Motivación de este trabajo

Como ya hemos comentado, es necesario tener un conocimiento preciso del valor del flujo de neutrones en todo el rango de energías para poder medir correctamente las secciones eficaces de reacción inducidas por neutrones, pero los métodos descritos arriba nos muestran que no disponemos de valores fiables para energías que superen los 20 MeV . Con el fin de salvar esa dificultad, presentamos en este trabajo una propuesta para construir un monitor del flujo de neutrones en n_TOF que nos permita obtener medidas experimentales del flujo en la región de mayor energía, esto es, entre 20 MeV y 1 GeV .

Este monitor se colocaría al final de la sala experimental o en la “Escape Line”, de forma que pueda estar en funcionamiento sin interferir en el haz que llega a la sala experimental y, en consecuencia, sin afectar a la toma de datos del experimento de medida de sección eficaz que se esté llevando a cabo. Al colocarlo al final del túnel, detrás del muro de hormigón de $1,6 \text{ m}$ de espesor que delimita la sala experimental, nos aseguramos de que nuestro monitor no está introduciendo ningún fondo en dicho experimento por retrodispersión del haz.

Existen numerosos ejemplos de monitores de flujo de neutrones similares al presentado aquí, pero suelen restringirse a energías inferiores a 100 MeV [14–17]. En la Ref. [18] se presenta una propuesta que pretende alcanzar varios

cientos de MeV , y en la Ref. [19] puede encontrarse un monitor del flujo de neutrones que opera hasta una energía máxima de $1,6 GeV$. Sin embargo, en este último caso, la energía de los protones se mide con un espectrómetro magnético, y no con un cristal centelleador, como será nuestro caso.

La elaboración de este trabajo se enfrenta, pues, a los siguientes retos:

- La colocación del monitor al final del túnel hace que reduzcamos el halo de muones y gammas pero, por otra parte, también hace que el haz de neutrones que llega al monitor sea muy ancho. En consecuencia, el tamaño del blanco que debemos poner ha de ser grande y, además, deberemos situar los detectores a una distancia mayor del centro del haz.
- El rango de energías que nos interesa ($20 MeV - 1 GeV$) presenta numerosas dificultades añadidas: por una parte, el flujo de neutrones en ese rango de energías es menor (véase la Fig. 1.1) y la sección eficaz de interacción neutrón-protón también disminuye, como se verá en el Capítulo 2.
- Para poder medir en el rango deseado sin vernos perturbados por el halo de fotones y muones (γ -flash), tenemos que situar el detector de protones a un ángulo grande, lo que provoca que los protones retrodispersados salgan con una energía mucho menor. En el Capítulo 4 veremos que las pérdidas de energía de los protones dentro del blanco nos impedirán obtener valores del flujo para neutrones con energía por debajo de unos $10 MeV$.

Capítulo 2

Fundamentos

2.1. Interacción de neutrones con la materia

El neutrón es una partícula neutra que sólo es estable formando parte de un núcleo atómico, y de masa muy parecida al protón. Al contrario de lo que ocurre con las radiaciones nucleares α , β y γ , la radiación de neutrones no se emite en cantidades significativas en la desintegración natural de ningún radionucleido, con la excepción de unos pocos como el ^{252}Cf y el ^{248}Cm , que se desintegran por fisión espontánea acompañada de emisión de neutrones.

Normalmente los neutrones se clasifican en función de su energía cinética y, aunque no es ésta una división estricta, podemos hacer la clasificación siguiente (adaptación de la publicada en [20]):

Neutrones	Energía
Neutrones fríos	$< 0,003 \text{ eV}$
Neutrones lentos (térmicos)	$0,003 - 0,4 \text{ eV}$
Neutrones lentos (epitérmicos)	$0,4 - 100 \text{ eV}$
Neutrones intermedios	$100 \text{ eV} - 200 \text{ keV}$
Neutrones rápidos	$200 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$
Neutrones de alta energía (relativistas)	$10 - 100 \text{ MeV}$
Neutrones relativistas	$> 100 \text{ MeV}$

Si un neutrón posee una cierta energía cinética, viajará a través de la materia mucho más fácilmente que una partícula cargada de similar energía. Al

contrario de lo que sucede con las partículas cargadas, el neutrón, debido a que carece de carga, puede atravesar la barrera coulombiana de los electrones atómicos sin perder energía y colisionar contra el núcleo del átomo, donde puede ser atrapado, o bien puede dar lugar a una dispersión del neutrón y a un núcleo de retroceso. Esta dispersión puede ser de dos tipos: dispersión elástica (si se conserva el momento total del neutrón y del núcleo), o dispersión inelástica (si la colisión va seguida de una pérdida de energía cinética del neutrón en forma de radiación gamma). Por otra parte, la captura del neutrón por el núcleo puede dar lugar a la emisión de partículas desde el núcleo (reacciones no-elásticas), a la emisión de radiación gamma (captura radiativa), o a la fragmentación del núcleo en dos (fisión nuclear). A continuación, se presenta un resumen de las principales características de todos estos tipos de interacciones, y que son estudiados en mayor profundidad en la Ref. [20].

2.1.1. Dispersión elástica

La dispersión elástica entre un neutrón y un núcleo atómico puede tratarse como la colisión de dos esferas duras; parte de la energía de una partícula es transferida a la otra sin que se pierda energía cinética en el proceso, es decir, sin que el núcleo alcance ningún estado excitado. Empleando cinemática no relativista [21], se obtiene que la energía cinética T_R transmitida al núcleo de retroceso (de masa A) en una colisión elástica con un neutrón de energía cinética inicial T_n es:

$$T_R = \frac{4A}{(1+A)^2} \cdot T_n \cos^2 \theta \quad (2.1)$$

Así, la máxima transferencia de energía se logra cuando la colisión es totalmente frontal ($\theta = 0^\circ$):

$$T_R^{m\acute{a}x} = \frac{4A}{(1+A)^2} \cdot T_n \quad (2.2)$$

Según esta relación, el neutrón sólo puede transferir toda su energía en una única colisión al núcleo blanco si éste tiene $A=1$, esto es, si es un protón:

$$T_R^{m\acute{a}x}|_{A=1} = \left[\frac{4A}{(1+A)^2} \cdot T_n \right]_{A=1} = T_n \quad (2.3)$$

Debido a esto, la dispersión elástica es el principal mecanismo para frenar neutrones rápidos, para lo que se usan materiales de bajo peso atómico, como el hidrógeno (1H) en agua o en polietileno, el deuterio (2H) en agua pesada,

y el ^{12}C en grafito, utilizado en los moderadores de los reactores nucleares, debido a la estabilidad de sus propiedades mecánicas a alta temperatura.

2.1.2. Dispersión inelástica

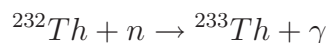
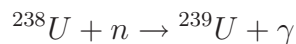
En una colisión entre un neutrón y un núcleo, también puede ocurrir que parte de la energía cinética del neutrón se transfiera al núcleo de retroceso, dejándolo en un estado excitado en el que permanecerá un cierto tiempo hasta que se desexcite por emisión de radiación gamma. Por lo tanto, en una dispersión inelástica, al tratar la conservación del momento, hay que considerar los estados iniciales y finales del neutrón dispersado y del núcleo de retroceso.

La dispersión inelástica tiene lugar, con mayor probabilidad, en las colisiones de neutrones rápidos con núcleos de Z elevado.

2.1.3. Captura radiativa

Como ya se ha dicho, debido a que no posee carga eléctrica, es relativamente fácil que un neutrón de baja energía cinética pueda traspasar la nube de electrones y llegar hasta el núcleo atómico, donde puede ser capturado y producir una reacción nuclear. La captura neutrónica es la principal forma de interacción de los neutrones lentos con la materia y puede darse en la mayoría de los núcleos.

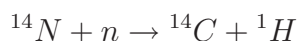
La captura de un neutrón lento da lugar a un núcleo compuesto que se encuentra en un estado excitado de energía ligeramente superior a la energía de ligadura del neutrón en el nuevo núcleo compuesto. Esta energía de excitación suele emitirse como radiación gamma. Dos ejemplos de este tipo de proceso son los siguientes:



utilizados en la cadena de reacciones que dan lugar a la producción de ^{233}U , que es fisible con neutrones térmicos, y que podría utilizarse para producir energía en la nueva generación de reactores nucleares ADS (Accelerator Driven System).

2.1.4. Reacciones no elásticas

La captura de neutrones también puede producir reacciones nucleares que den lugar a la emisión de partículas nucleares tales como protones, deuterones, partículas α , e incluso neutrones. Este tipo de reacciones pueden tener lugar en diferentes rangos de energías. Por ejemplo, las reacciones (n, 2n) se dan a energías muy altas de los neutrones incidentes ($> 10 \text{ MeV}$), mientras que las reacciones (n, p) y (n, α) pueden ocurrir por la captura de neutrones lentos y en reacciones con núcleos de bajo Z. Un ejemplo típico es la reacción (n, p) usada en la síntesis del ^{14}C mediante la captura de neutrones lentos por ^{14}N :



2.1.5. Fisión nuclear

La fisión inducida por neutrones ocurre cuando, debido a la absorción de un neutrón, el núcleo se vuelve inestable y se rompe en dos o más fragmentos, denominados fragmentos de fisión. Al mismo tiempo, hay una emisión de varios neutrones (~ 2 neutrones de media en la fisión del ^{235}U) y de una cantidad de energía relativamente alta ($\sim 200 \text{ MeV}$ en el mismo proceso). La fisión del ^{235}U , ^{233}U y ^{239}Pu puede producirse con neutrones térmicos, mientras que para fisiónar el ^{238}U y el ^{232}Th se necesitan neutrones de, al menos, 1 MeV .

En la Fig. 2.1 se muestran las secciones eficaces de fisión inducida por neutrones para el ^{234}U y el ^{235}U , según la evaluación ENDF/B-VII.0 [22], accesible a través del programa informático Janis [23] desarrollado por la OECD-NEA¹. Podemos ver en la figura que las secciones eficaces de ambos núcleos son muy diferentes, tanto en su valor absoluto como en su dependencia con la energía.

Para el ^{235}U la energía de ligadura del neutrón capturado es mayor que el máximo de la barrera de fisión y, por lo tanto, el núcleo compuesto ^{236}U así formado es inestable frente a la fisión y, en consecuencia, la sección eficaz de fisión es grande. Por el contrario, la energía de ligadura del neutrón en el ^{234}U es inferior al máximo de esta barrera, y por lo tanto, la fisión se encuentra inhibida. Por lo demás, el comportamiento de ambas secciones eficaces es parecido, observándose en ambos casos la aparición de una serie de resonancias debida a la estructura de niveles vibracionales de cada uno de los dos núcleos compuestos. Llegados a una cierta energía del neutrón incidente, el número de resonancias es tal que aún no han podido ser observadas

¹Organization for Economic Co-operation and Development - Nuclear Energy Agency.

experimentalmente de forma individual; es lo que se conoce como la “zona de resonancias no resueltas”.

Para el ^{234}U , se observa un crecimiento repentino de la sección eficaz de fisión para una energía del neutrón incidente de, aproximadamente, 1 MeV ($\log[E(\text{eV})] = 6$). Esto es debido a que la energía de excitación del núcleo compuesto formado sobrepasa el máximo de la barrera y, por tanto, el núcleo se fisiona. A partir de aquí, la sección eficaz de fisión de ambos núcleos es muy similar.

A energías aún mayores, se observa otro aumento importante de la sección eficaz debido a la fisión después de la emisión de un neutrón o, equivalentemente, fisión después de una dispersión inelástica del neutrón incidente [24].

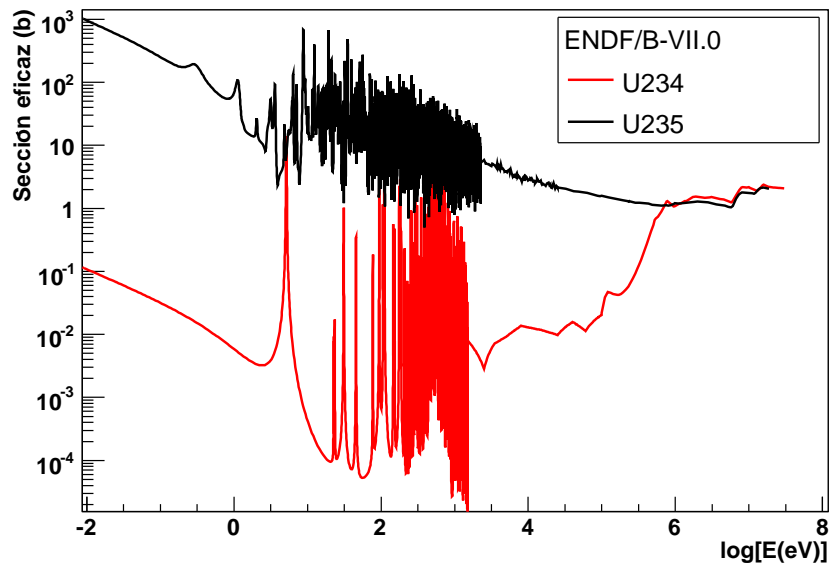


Figura 2.1: Sección eficaz de fisión inducida por neutrones para el ^{234}U y el ^{235}U , según la evaluación ENDF/B-VII.0 [22].

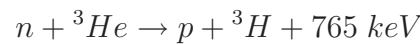
2.2. Detección de neutrones

Debido a que los neutrones no tienen carga eléctrica, no pueden ionizar el material activo de un detector y, en consecuencia, no pueden ser detectados directamente. Por tanto, cualquier dispositivo de detección de neutrones debe utilizar un proceso de conversión en el que se produzca una partícula

cargada como consecuencia de la interacción de éstos con un núcleo. Esas partículas cargadas sí pueden detectarse directamente y, a partir de ellas, se puede deducir la presencia de los neutrones. Para este propósito se utilizan diferentes tipos de interacciones, que pueden dividirse en dos grupos:

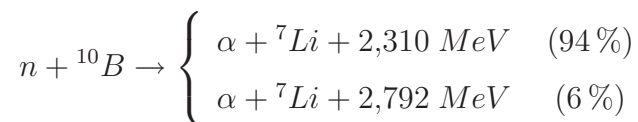
1. Reacciones de absorción, como (n, α) , (n, p) , (n, γ) , o $(n, \text{fisión})$. En este tipo de reacciones, el neutrón es detectado indirectamente a través de la detección de las partículas cargadas producidas. En el caso del proceso de captura (n, γ) , éste puede detectarse de dos formas: midiendo la radiación gamma emitida después de la captura, o bien a través de las interacciones producidas por ese gamma.
2. Reacciones de dispersión. En este caso, el neutrón colisiona con un núcleo ligero quien, al ser retrodispersado, produce la ionización en el material activo del detector.

De las reacciones correspondientes al primer tipo, una de las más utilizadas es la siguiente:



donde el protón y el ${}^3\text{H}$ producidos se detectan en un contador de gas proporcional lleno de ${}^3\text{He}$.

Otra reacción muy usada es la fisión del ${}^{10}\text{B}$ dentro de una cámara gaseosa llena de BF_3 (trifluoruro de boro) [9], lo que produce una partícula α que será detectada:



y cuya sección eficaz aparece representada en la Fig. 2.2.

Otro ejemplo típico es la reacción (n, α) en ${}^6\text{Li}$:



donde el litio puede formar parte de un gas (LiF) en una cámara proporcional, o encontrarse formando parte de un cristal centelleador (como el yoduro de litio dopado con europio, por ejemplo).

Aunque todas las reacciones anteriores pueden aplicarse para detectar neutrones de cualquier energía, suelen emplearse sólo para neutrones de hasta unos pocos keV, ya que la sección eficaz de captura disminuye con la

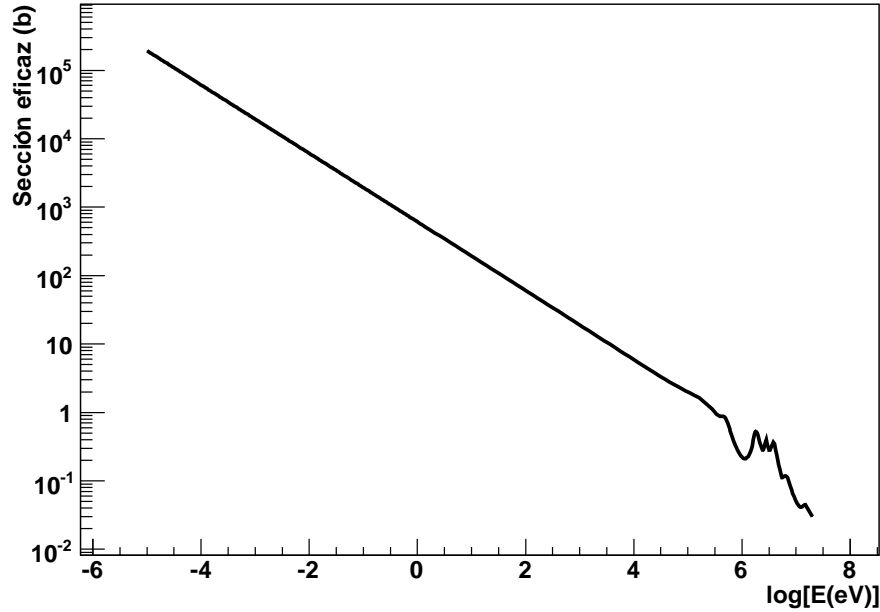


Figura 2.2: Sección eficaz total de reacción (n, α) en ^{10}B , según la evaluación ENDF/B-VII.0 [22].

energía y, por tanto, es muy poco probable que, a altas energías, los neutrones interactúen con el gas y causen la reacción de detección (como podemos ver en la Fig. 2.2 antes mencionada). Por este motivo, es frecuente rodear el detector o la muestra con un material que actúe como moderador (que suele ser un compuesto hidrogenado, como el polietileno o la parafina) para disminuir así la energía de los neutrones hasta un valor en el que la probabilidad de interacción sea significativa.

Estos métodos de detección presentan la desventaja de que, en el proceso de conversión, se pierde la información sobre la energía cinética inicial de los neutrones debido a que la energía del neutrón es pequeña comparada con la energía liberada en la conversión² (el valor Q). Una vez que la energía del neutrón no es despreciable frente a Q (esto es, $T_n > 10 - 100 \text{ keV}$ para la mayoría de las reacciones indicadas) puede observarse una dependencia de la energía de los productos de la reacción con la energía inicial de los neutrones. De esta forma, podría obtenerse la energía del neutrón incidente sin más que restar el valor Q de la reacción a la energía de los productos. Sin embargo, si se hace necesario moderar los neutrones, se pierde la información sobre su

²Para una reacción $a + A \rightarrow b + B$, se define el valor Q como la diferencia entre las masas de los productos iniciales y finales de la reacción: $Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2$ o, lo que es lo mismo, como la diferencia entre las energías cinéticas inicial y final: $Q = T_a + T_A - T_b - T_B$

espectro energético. Por lo tanto, este mecanismo sólo nos da información sobre el número de inicial de neutrones.

Por el contrario, en una colisión elástica, el valor Q es cero, lo que permite que la energía del neutrón pueda medirse si las partículas resultantes tienen una energía medible. La dispersión elástica es el proceso de conversión más utilizado para neutrones que superen varios keV. En ella, el neutrón incidente comunica parte de su energía cinética a un núcleo, dando lugar así a un núcleo de retroceso cuya energía se puede medir directamente y, a partir de ésta, se puede deducir la energía del neutrón incidente. De este modo, no se pierde la información sobre la energía inicial del neutrón, tal y como sucedía en los casos anteriores.

Ya hemos visto (Sección 2.1.1) que, en una colisión elástica, un neutrón transmite una cierta energía cinética al núcleo de retroceso dada por la Ec. (2.1), y que reproducimos aquí por comodidad:

$$T_R = \frac{4A}{(1+A)^2} \cdot T_n \cos^2 \theta \quad (2.4)$$

En ese momento, ya discutimos que la máxima transferencia de energía se producía en colisiones frontales ($\theta = 0^\circ$), y que el neutrón podía transmitir toda su energía cinética al núcleo blanco si éste era un protón:

$$T_R^{m\acute{a}x} = \left[\frac{4A}{(1+A)^2} \cdot T_n \right]_{A=1} = T_n \quad (2.5)$$

Por esta razón, el núcleo blanco más utilizado en la detección de neutrones por dispersión elástica es el hidrógeno, ya que en colisiones con núcleos más pesados sólo podría comunicarle una fracción de su energía inicial.

En el Apéndice A se puede ver una deducción de la energía cinética transferida entre el protón y el neutrón después de una colisión elástica para un caso más general que incluya las correcciones relativistas oportunas.

En nuestra propuesta, hemos optado por un monitor de flujo de neutrones de este último tipo: un detector basado en la retrodispersión de protones por neutrones en un blanco rico en hidrógeno, ya que lo que nos interesa es obtener el espectro de energía de un haz de neutrones que llega hasta el orden del GeV.

2.3. Sección eficaz de colisión neutrón-protón

El estudio de la colisión neutrón-protón ha sido tratada en numerosos libros de Física Nuclear [25–27]. Clásicamente, esta colisión da lugar a una

distribución isotropa en el sistema centro de masas. Sin embargo, cuando la energía de la partícula incidente es mayor de 20 MeV , comienza a observarse una desviación de este comportamiento y la sección eficaz diferencial de dispersión elástica presenta un mínimo en torno a 90° (ángulo en CM), como puede observarse en la Fig. 2.3. Es decir, existe una gran dispersión hacia atrás, lo que se debe a la existencia de *fuerzas de intercambio* de la interacción fuerte, tal y como sugieron originalmente Heisenberg (año 1932) y Majorana (1933).

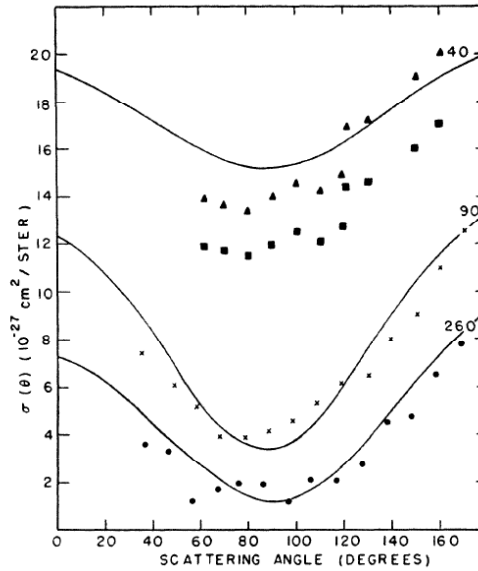


Figura 2.3: Sección eficaz diferencial de dispersión $n-p$ en función del ángulo en CM para diferentes valores de la energía del neutrón incidente (en MeV), según se indica en la figura [28].

Una fuerza ordinaria daría lugar a una dispersión de los neutrones predominantemente hacia adelante, y no se observarían neutrones dispersados a ángulos grandes (es decir, cercanos a 180°), al contrario de lo que se observa en la Fig. 2.3. Este comportamiento se debe a un proceso de intercambio en el que el neutrón incidente emite un mesón π , transformándose así en un protón que sigue hacia adelante, mientras que el protón blanco, al absorber el mesón π , se convierte en un neutrón que sale dispersado hacia atrás (en el sistema CM) (véase la Fig. 2.4).

En resumen, si sólo existiese una fuerza puramente de intercambio, se tendría una distribución con el máximo en 180° , mientras que una fuerza ordinaria pura daría lugar a un máximo en 0° . Por tanto, la sección eficaz

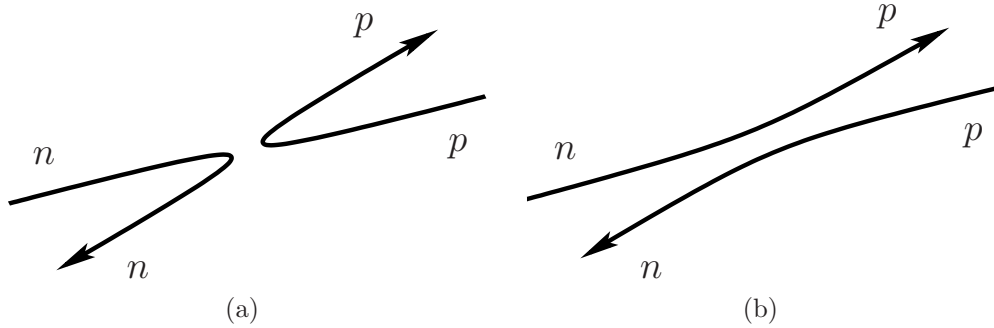


Figura 2.4: Lo que parece a una dispersión a alto ángulo (2.4(a)) es, en realidad, una dispersión a bajo ángulo (2.4(b)) en la que ha habido una transmutación de n en p y viceversa, debido al intercambio de mesones π .

observada experimentalmente, con máximos en 0° y en 180° , y un mínimo en torno a 90° se debe a una combinación de ambas fuerzas.

En la base de datos EXFOR [29] se pueden encontrar recopilaciones de medidas experimentales de la sección eficaz diferencial de dispersión neutrón-protón, que serán las que usaremos en los cálculos de este trabajo.

Capítulo 3

Propuesta presentada

3.1. Aspectos generales

La finalidad principal de este trabajo es la evaluación de la viabilidad de la instalación de un monitor de flujo de neutrones en n-TOF que permita conocer mejor su valor en la región de mayor energía (esto es, para neutrones con energía comprendida entre 20 *MeV* y 1 *GeV*). Para ello, se mediría el espectro energético de los protones retrodispersados en un blanco rico en hidrógeno, sobre el que incidiría el haz de neutrones. Este monitor se colocaría al final de la “Escape Line”, de modo que pudiese estar en funcionamiento a la vez que se realiza cualquier otro experimento y, además, sin añadir ningún fondo por retrodispersión a la sala experimental.

El principio básico de funcionamiento se muestra en la Fig. 3.1 y es el siguiente: El haz de neutrones incide sobre un material rico en protones (tal y como podría ser hidrógeno líquido o algún compuesto hidrogenado). La colisión elástica entre los neutrones del haz y los núcleos de hidrógeno del blanco provoca una retrodispersión de los protones, que salen formando un ángulo θ con la dirección de incidencia del haz. Este dispositivo se conoce como “Proton Recoil Detector”, y su uso como detector de neutrones está muy extendido [14–19], si bien dependiendo de la aplicación concreta, el sistema de detección de los protones puede ser más o menos sofisticado.

A partir de la medida de la energía del protón de retroceso T_R y de su ángulo θ de dispersión se puede determinar, unívocamente, la energía del neutrón incidente T_n . Para ello, recordemos la Ec. (2.1), en la que tomamos las masas de las partículas como $A = 1$:

$$T_R|_{A=1} = \left[\frac{4A}{(1+A)^2} \cdot T_n \cos^2 \theta \right]_{A=1} = T_n \cdot \cos^2 \theta$$

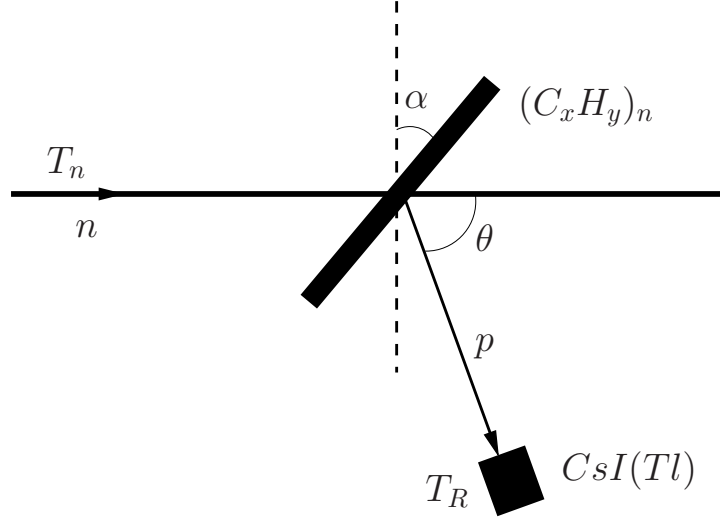


Figura 3.1: Vista esquemática del monitor de flujo de neutrones descrito.

De donde podemos despejar fácilmente la energía cinética inicial del neutrón:

$$T_n = \frac{T_R}{\cos^2 \theta}$$

Pero este resultado corresponde al caso no relativista y, por lo tanto, sólo es válido para energías del neutrón menores de 20 MeV. Dado que nosotros pretendemos estudiar energías mayores, necesitamos usar la expresión relativista, cuya deducción completa puede verse en el Apéndice A. En ese caso, la energía cinética del neutrón viene dada por:

$$T_n = \frac{-\frac{p_p'^2}{m_n} \sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta \left[m_n c^2 - \sqrt{p_p'^2 c^2 + m_n^2 c^4} \right]}{\frac{p_p'^2}{2m_n^2 c^2} \sin^4 \theta - 2 \cos^2 \theta} \quad (3.1)$$

donde:

- p_p' es el momento del protón retrodispersado¹
- m_n es la masa del neutrón
- θ es el ángulo de salida del protón.

¹La relación entre el momento y la energía cinética de una partícula se indican en el Apéndice A.

Para medir la energía de los protones usaremos un cristal centelleador de CsI(Tl). La colocación del detector fijará el ángulo de dispersión θ de los protones, cuyo valor más adecuado discutiremos en las siguientes secciones, así como el material y las dimensiones del blanco.

Si el blanco no está formado por hidrógeno puro es posible que, además de los protones dispersados elásticamente, se emitan otras partículas como resultado de reacciones de espalación producidas por los neutrones en los núcleos de carbono; estos productos de espalación podrían ser núcleos de deuterio, de tritio, partículas α , etc, tema que será abordado en la Sección 3.3.2.

Adicionalmente, también mediremos la energía de los neutrones a partir de su tiempo de vuelo (TOF), tal y como se describe en la sección 3.2.2. En consecuencia, dispondremos de dos medidas independientes de la energía de los neutrones: una realizada a partir de la medida de la energía de los protones retrodispersados, y otra a partir de la medida del tiempo de vuelo de los neutrones. La combinación de ambas medidas nos permitirá distinguir entre los protones que son dispersados elásticamente de aquellos procedentes de otras reacciones, como veremos más adelante.

3.2. Espectro energético del haz de n_TOF

3.2.1. Medidas del flujo de n_TOF

Como ya hemos visto en la Sección 1.2, para hacer medidas de secciones eficaces de fisión, se colocan en el dispositivo experimental muestras de ^{235}U y ^{238}U junto con las muestras de los núcleos que se quieran estudiar [30], ya que las secciones eficaces de estos dos nucleidos se conocen bien hasta unos 20 MeV , y pueden tomarse como referencia. Esto permite calcular el valor del flujo de neutrones a partir del número de fisiones producidas en estas muestras patrón. En la campaña de medidas de fisión del año 2003, siguiendo este procedimiento, se obtuvo el espectro del flujo de neutrones que se muestra en la Fig. 3.2 (gráfica extraída de [30]). La normalización de la curva en la región de energía menor de 10 MeV se llevó a cabo mediante comparación con los experimentos de captura radiativa de neutrones en ^6Li . Se puede observar que las curvas obtenidas en los distintos experimentos (fisión y captura radiativa) coinciden hasta unos 20 MeV ; a partir de ahí la diferencia entre ellas es muy importante.

Para realizar el presente estudio vamos a dar por buena la forma del espectro de neutrones calculada a partir de las medidas combinadas de captura

y fisión, hasta 20 MeV.

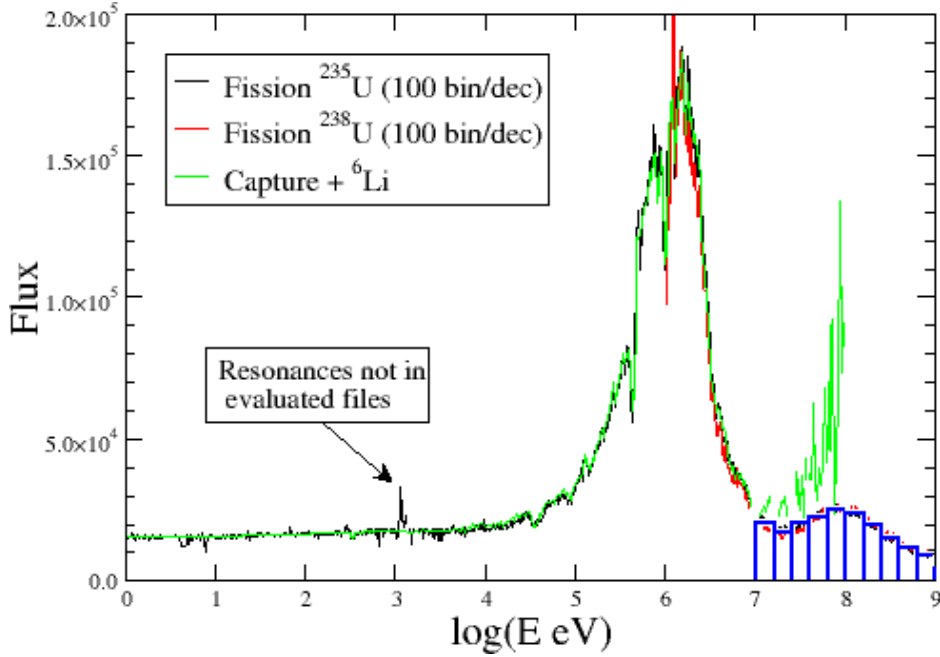


Figura 3.2: Flujo de neutrones en n_TOF obtenido a partir de la fisión de los isótopos de referencia ^{235}U y ^{238}U , y de la captura radiactiva de 6Li [30]. Además, se indica el binning que utilizaremos en los cálculos del presente trabajo.

Vemos que, en la región que va desde 10 MeV a 1 GeV (es decir, $\log[E(eV)]$ de 7 a 9), la curva muestra un comportamiento suave con la energía de forma que, para poder dar una descripción de ella, basta con obtener datos para unos pocos valores de la energía en esa región. Necesitamos que nuestro detector sea capaz de determinar el flujo desde una energía no mayor de 20 MeV ($\log[E(eV)] = 7,3$) para poder solapar los datos que obtengamos usando el monitor con los que se extraigan de la fisión del ^{235}U y ^{238}U en las nuevas campañas de toma de datos. Por tanto, nuestro objetivo será obtener un histograma que, con unos diez intervalos de energía, cubra la región entre 20 MeV y 1 GeV, tal y como se ha señalado, con fines ilustrativos, en la Fig. 3.2.

En lo que sigue veremos que la cuestión no es tan simple, ya que a energías en torno a 20 MeV vamos a tener mucha pérdida de información debido a la energía depositada por los protones en el blanco, mientras que para energías cercanas al GeV, la estadística va a ser muy reducida.

3.2.2. El γ -flash. Resolución temporal y TOF

De manera independiente, también podemos medir la energía de los neutrones por su tiempo de vuelo, usando como señal de inicio la que nos da n_TOF con cada pulso primario procedente del PS², y como señal de paro la que se produzca en nuestro detector de centelleo. Sin embargo, existe una complicación añadida para medir la energía mediante la técnica del tiempo de vuelo: el γ -flash. Como ya hemos mencionado, está formado por fotones y por muones de alta energía que se producen durante la espalación al mismo tiempo que se producen los neutrones, y que recorren todo el tubo hasta su final. Este halo puede saturar los detectores durante un cierto tiempo, impidiendo que puedan detectar cualquier otra partícula.

No obstante, dado que el γ -flash viaja a la velocidad de la luz, éste puede utilizarse para determinar el instante de salida del pulso de neutrones del blanco de espalación. El γ -flash llegará a nuestro monitor antes que los neutrones, con una diferencia de tiempo que será mayor cuanto menor sea la energía de éstos. Por lo tanto, la calibración de los retrasos temporales en nuestro detector y en toda la cadena electrónica pueden hacerse utilizando el γ -flash.

En los casos en los que tengamos una señal de γ -flash en el detector, sólo vamos a poder medir los neutrones cuyo instante de llegada a dicho detector (directamente relacionado con su energía) se encuentre dentro de una cierta ventana temporal, limitada a alta energía por el tiempo muerto del detector después de recibir el γ -flash, y a baja energía por la absorción de los protones dentro del blanco.

En la Fig. 3.3 se muestra el poder de resolución temporal que es necesario para medir la energía de los neutrones mediante la técnica TOF en un tubo con una longitud de 200 m, que es la distancia que separa el blanco de producción de neutrones del final de la “Escape Line”, donde se situaría nuestro monitor. La curva superior corresponde al caso simple en el que no tuviésemos γ -flash, y la inferior corresponde a la diferencia en tiempos de vuelo del γ -flash y del haz de neutrones.

Vemos que, para aquellos sucesos en los que se tenga una señal procedente del γ -flash, se necesita un poder de resolución temporal de 2,6 μs para distinguir los neutrones de 20 MeV del γ -flash, mientras que para poder medir aquellos neutrones de 200 MeV necesitaríamos, aproximadamente, 0,5 μs . Para detectar los neutrones de 1 GeV, dicho poder de resolución ha de descender hasta el orden de 0,1 μs , que entra ya en competencia con la resolución temporal de los cristales centelleadores. Existen detectores rápidos que podrían resolver estas diferencias de tiempo, pero si se utilizan centellea-

²Proton Synchrotron del CERN.

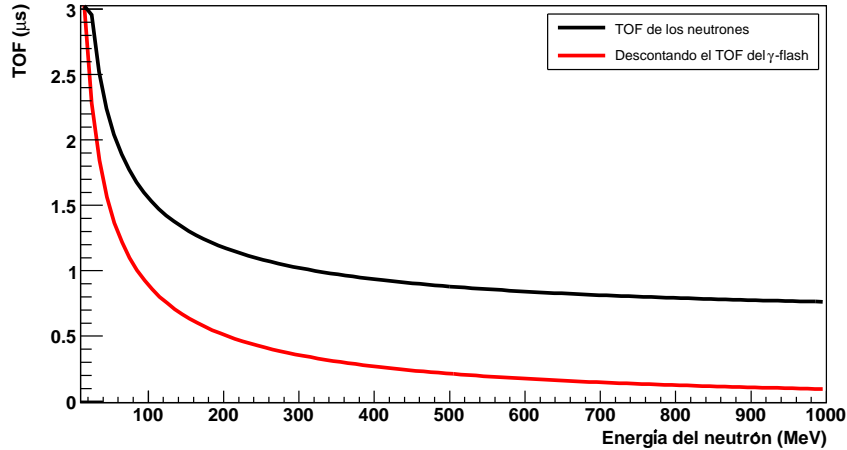


Figura 3.3: Poder de resolución temporal necesario para poder medir la energía de los neutrones mediante tiempo de vuelo. La curva superior representa el caso en el que no tuviésemos γ -flash y, por tanto, el poder de resolución temporal correspondería únicamente al tiempo de vuelo de los neutrones, mientras que la inferior representa la diferencia entre ese tiempo de vuelo y el del γ -flash.

dores inorgánicos lentos, encontramos aquí una limitación al problema. Por ejemplo, en la Fig. 3.4 se muestra una señal típica obtenida con un detector de CsI(Tl) y un fotomultiplicador [31]. De los valores del tiempo de subida y de la anchura del pulso a la semialtura podemos deducir que la resolución temporal alcanzable para dicho ejemplo es del orden de 60 ns , y el tiempo muerto resultante sería de unos 800 ns .

En consecuencia, necesitamos colocar nuestro detector de protones de tal forma que la tasa de sucesos detectados del γ -flash sea mucho menor que el número de triggers (señales de disparo del PS) para no estar limitados en tiempo por el γ -flash. En caso contrario no podríamos subir de unos 100 MeV en la energía de los neutrones (Fig. 3.3), según el límite impuesto por el tiempo muerto del detector, tal y como sucedería si lo colocásemos en una posición en la que esté poco protegido del γ -flash (por ejemplo, a un ángulo θ pequeño).

El uso de estas dos técnicas diferentes para medir la energía de los neutrones (tiempo de vuelo de los neutrones y energía del protón dispersado) nos permitirá obtener una correlación experimental entre el TOF y la energía de los protones dispersados lo que, a su vez, nos permitirá asignar un valor definitivo a la incertidumbre en la energía de los neutrones.

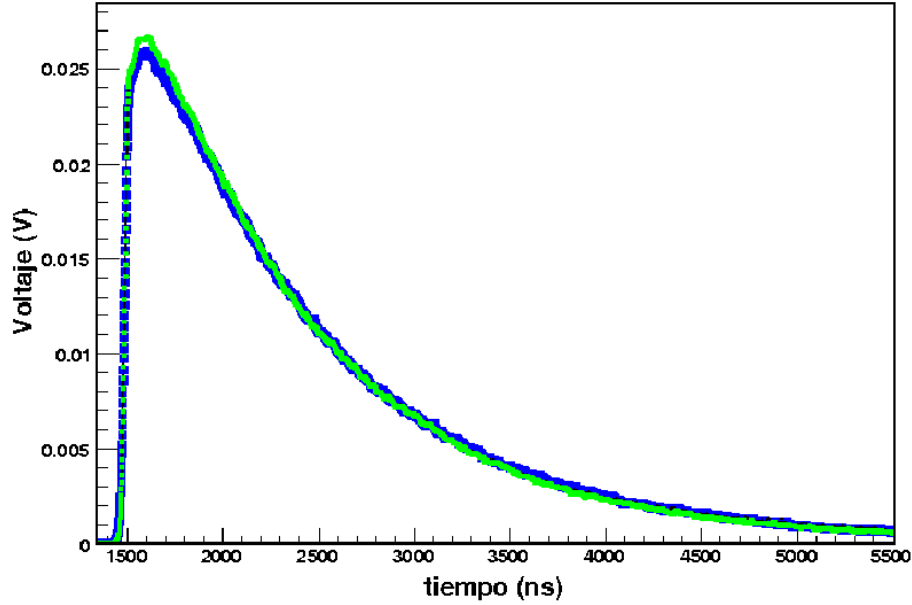


Figura 3.4: Forma típica de un pulso de CsI(Tl) [31]. Vemos que el tiempo de subida es de 60 ns, y el ancho a la semialtura (FWHM) es de unos 800 ns.

3.2.3. Determinación del número de neutrones

El número de neutrones de una determinada energía cinética E que producirán una dispersión del protón en la dirección dada por el ángulo θ y dentro de un ángulo sólido Ω , vendrá dado por la expresión:

$$n(E, \theta) = \int \frac{dn}{d(\log E)} d(\log E) \cdot \int \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} d\Omega \cdot S \cdot x \cdot \rho \quad (3.2)$$

donde:

$\frac{dn}{d(\log E)}$ es el flujo de neutrones (número de neutrones por unidad de superficie en cada pulso)

$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega}$ es la sección eficaz diferencial de dispersión neutrón - protón para una energía E del neutrón y un ángulo de dispersión θ del protón saliente

S es la superficie del blanco

x es el espesor del blanco

ρ es la densidad másica del blanco

Ω es el ángulo sólido en torno a la dirección de salida θ .

Considerando un blanco y un detector puntuales, tendríamos perfecta-

mente fijado el valor del ángulo de dispersión θ y podríamos conocer la energía del neutrón incidente a partir de la del protón dispersado. Por tanto, la expresión anterior nos dice el número de protones que salen dispersados en torno a un cierto ángulo θ dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ y con una energía E_p (función de E_n y de θ) ya que, hasta muy alta energía, la colisión es puramente elástica. A altas energías se pueden producir reacciones de intercambio de isospín³, pero como las masas del neutrón y del protón son muy próximas, el efecto cinemático es despreciable.

Contando el número de protones que salen dispersados un ángulo θ y conociendo su energía, podemos deducir el espectro de energía de los neutrones del haz a partir de la fórmula anterior. Por lo tanto, necesitamos conocer la sección eficaz de dispersión neutrón-protón, medir con una determinada precisión el ángulo θ y aplicar las correcciones oportunas por las pérdidas de energía que sufren los protones dentro del blanco y en su camino al detector.

3.2.4. Elección de un ángulo de dispersión

Ya hemos visto antes (Sección 2.3) que la distribución angular de los protones retrodispersados en las colisiones elásticas con neutrones no es isótropa. Esto nos obliga a estudiar qué ángulo de dispersión será el óptimo para colocar el detector, con el objetivo de tener el mayor número posible de sucesos. Para dicho estudio, así como para todos los cálculos posteriores, usaremos los valores de las secciones eficaces que se encuentran disponibles en la base de datos EXFOR [29], mencionada anteriormente.

En la Fig. 3.5 se representa la sección eficaz diferencial de dispersión neutrón-protón en función del ángulo de salida θ del protón (en el sistema de referencia del laboratorio) para varias energías del neutrón incidente comprendidas entre 50 MeV y 1 GeV. Se observa que, para las energías más altas, la sección eficaz diferencial presenta un mínimo en torno a $\theta = 45^\circ - 50^\circ$, valor que deberíamos evitar para tener la mayor sección eficaz diferencial posible y, por tanto, producir un mayor número de sucesos. La sección eficaz alcanza su valor máximo en $\theta = 0^\circ$ para todos los casos, pero las medidas realizadas a ángulos pequeños estarán afectadas por el flujo de neutrones incidente y por el halo de gammas y muones que no hayan sido frenados en los distintos colimadores del tubo, lo cual queremos evitar. Esto restringe el ángulo idóneo a valores comprendidos entre 50° y 80° ya que, a partir de ahí, todas las curvas descienden abruptamente hacia cero. Sin embargo, por encima de 45° , la sección eficaz diferencial tiene un comportamiento distinto

³Esto es, reacciones de intercambio de protón por neutrón y viceversa, tal y como hemos discutido en la Sección 2.3.

según la energía del neutrón incidente (decrece para energías bajas y aumenta para las energías más altas). En consecuencia, el ángulo elegido debe ser un compromiso entre todos estos factores. Un valor entre 70° y 80° parece la mejor opción.

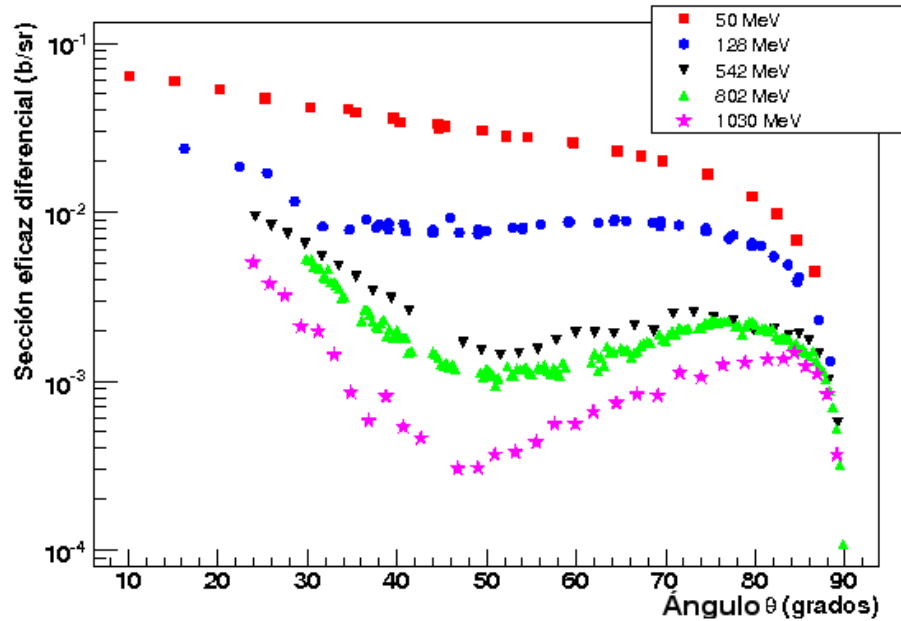


Figura 3.5: Sección eficaz diferencial de dispersión $n-p$ en función del ángulo de dispersión (en sistema laboratorio) y para diferentes energías del neutrón incidente. Valores experimentales disponibles en la base de datos EXFOR [29].

Por otra parte, la cinemática de la colisión (descrita en el Apéndice A) nos muestra que, para neutrones de una energía dada, los protones de retroceso salen con menor energía cuanto mayor sea el ángulo de dispersión, tal y como se puede ver en la Fig. 3.6.

Por tanto, si situamos el detector a valores altos del ángulo, podemos frenar completamente el protón dispersado (y, en consecuencia, medir su energía total) con una menor cantidad de material activo del detector, aunque éste proceda de la colisión con un neutrón muy energético, lo que favorece la realización de medidas a ángulos más próximos a 90° que a 0° . Sin embargo, en ese caso las pérdidas de energía de los protones dentro del blanco y en el camino hacia el detector (si el experimento no se realiza en vacío) serán mayores y, por tanto, determinantes en la incertidumbre en la medida de su energía.

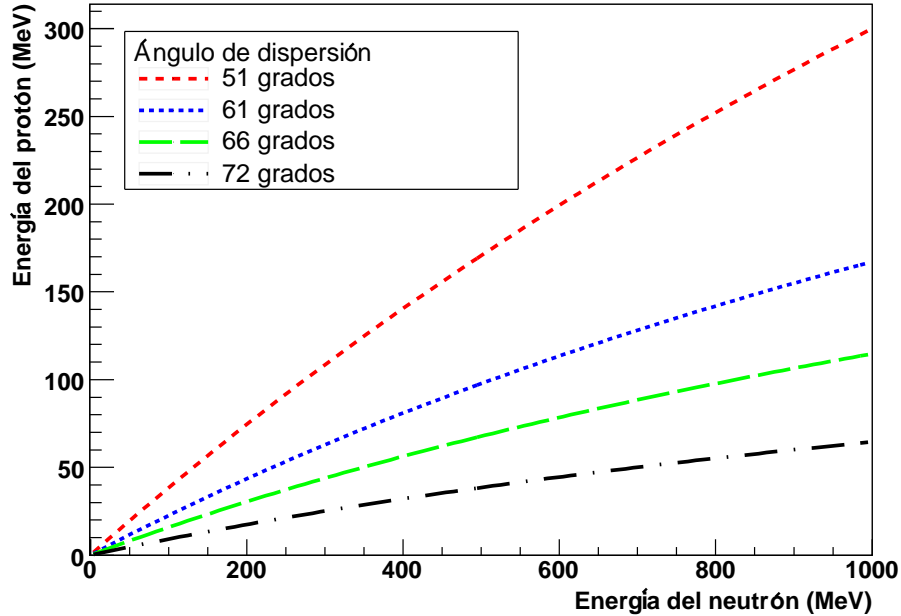


Figura 3.6: Energía cinética del protón dispersado en función de la energía cinética del neutrón incidente para varios valores del ángulo de dispersión, según la Ec. (A.7).

En definitiva, el ángulo óptimo vendrá dado por la capacidad que tenga el detector de separar los protones del resto de señales que formen el fondo y de la precisión con la que seamos capaces de calcular la energía perdida en el blanco y en el camino hasta el detector.

3.3. Consideraciones sobre el blanco

3.3.1. Tipos de materiales

Ahora que ya hemos visto cuál es el fundamento de nuestra propuesta, debemos estudiar las características óptimas para nuestro blanco. Puesto que queremos medir la energía de los neutrones a partir de la detección de los protones retrodispersados en colisiones elásticas, debemos utilizar como blanco un material rico en hidrógeno. La mayor densidad de protones la tendríamos utilizando hidrógeno líquido; sin embargo, su uso conlleva importantes complicaciones técnicas, pues hay que mantener en permanente funcionamiento un equipo de criogenia que conserve el hidrógeno a una presión y temperatura estables durante todo el experimento, y con un mínimo espesor de las

<i>Nombre</i>	<i>Composición</i>	<i>Densidad (g/cm³)</i>
Polietileno (amorfo)	$(C_2H_4)_n$	0,89
Polietileno (cristalino)	$(C_2H_4)_n$	0,92 – 0,95
Polipropileno	$(C_3H_5)_n$	0,90
Parafina	$CH_3(CH_2)_{n\sim 23}CH_3$	0,93
Poliestireno	$(C_6H_5)CH = CH_2$	1,06

Tabla 3.1: Composición y densidad de algunos polímeros.

paredes. Los mismos problemas se plantearían para el uso de cualquier otro compuesto gaseoso a alta presión (como los hidrocarburos $(CH_2)_n$).

Una opción más cómoda (y más barata) es usar un polímero sólido. Las características más interesantes de estos materiales es que son los que presentan una mayor densidad de protones (también son de la forma (C_xH_y)), y se encuentran en estado sólido a temperatura ambiente, siendo su densidad próxima a 1 g/cm^3 . En la Tabla 3.1 se muestran la composición y la densidad de algunos de ellos. En la base de datos del NIST⁴ pueden encontrarse más detalles sobre las características de éstos y otros materiales [32].

3.3.2. Efecto del carbono en el blanco

Cuando los neutrones del haz inciden sobre un polímero, no sólo colisionan elásticamente con los protones presentes en él, sino que también pueden interactuar con los núcleos de carbono. La interacción más simple es la colisión elástica. En ese caso, la ionización que produce dicho núcleo de carbono de retroceso en el detector no se distinguirá de la producida por los protones; sin embargo, los núcleos de carbono de retroceso que alcanzan el detector producen pulsos más pequeños que los protones debido a la diferencia en la cinemática y en la capacidad de ionización [33]. Si recordamos la Ec. (2.1) vemos que la máxima fracción de energía que puede transmitir un neutrón a un núcleo de carbono es de 0,28 mientras que a un protón puede transmitirle toda su energía, como ya hemos comentado antes. Además, la relación de la eficiencia de ionización de un núcleo de carbono a un protón es de, aproximadamente, 0,5. En cualquier caso, debido al valor de su masa, un núcleo de carbono tiene un poder de frenado grande y será poco probable

⁴National Institute of Standards and Technology.

que pueda abandonar el blanco y llegar al detector, por lo que este efecto podemos considerarlo despreciable.

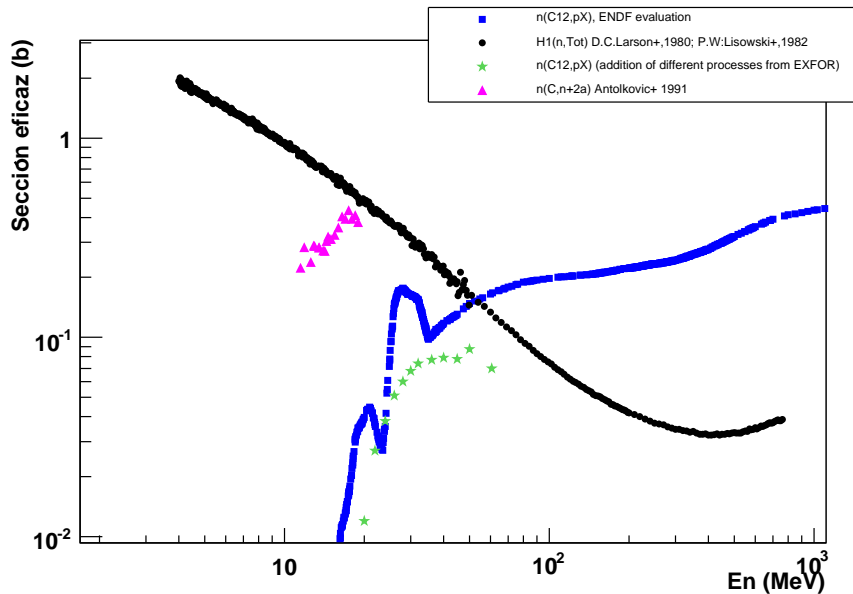


Figura 3.7: Comparación entre la sección eficaz total de interacción neutrón-protón y la producción de protones en carbono en reacciones inducidas por neutrones. Los datos se han tomado de las librerías EXFOR [29], y ENDF/B-VII.0 [22].

Por otra parte, la colisión de los neutrones con los núcleos de carbono presentes en el blanco también puede producir partículas ligeras cargadas (protones, deuterones, tritones y partículas α , principalmente) que pueden llegar hasta el detector y dar una señal en él. En la Fig. 3.7 se muestran las secciones eficaces totales de los procesos más importantes en función de la energía del neutrón incidente. La probabilidad de producción de partículas α es del mismo orden que la de dispersión elástica neutrón-protón para una energía del neutrón comprendida entre 20 y 30 MeV . Sin embargo, la pérdida de energía que sufrirán en el interior del blanco impedirá que lleguen al detector. Por el contrario, la probabilidad de emisión de protones del carbono aumenta con la energía del neutrón y, a partir de unos 50 MeV , ésta es mayor que la probabilidad de dispersión elástica neutrón-protón: para una energía del neutrón de 1 GeV , la diferencia entre ambas de un orden de magnitud, según la evaluación ENDF/B-VII.0. Nótese que existe una discrepancia notable entre esta evaluación y la suma de los diferentes procesos en los que se emite un protón, obtenidos de la librería EXFOR, y que sólo alcanzan hasta

los 70 MeV.

No obstante, debemos conocer cuál es la distribución angular de esos protones emitidos para poder compararla con la de los protones dispersados elásticamente. Para un valor fijo de la energía del neutrón, los protones salientes presentan una distribución continua en ángulo y en energía, al contrario de lo que sucede en la colisión elástica neutrón-protón, donde el protón saliente lleva una energía perfectamente definida por la energía del neutrón incidente y por el ángulo de salida. Por tanto, una vez que medimos la energía cinética del neutrón por su tiempo de vuelo y que conocemos el ángulo de salida θ (fijado por la posición del detector) podemos hacer una discriminación de todos aquellos protones detectados cuya energía no corresponda con la que tendría si procediese de una colisión elástica. Aún así, tendremos un cierto número de protones procedentes del carbono que no podremos distinguir de los sucesos puramente elásticos. En la Ref. [34] pueden encontrarse resultados experimentales de la sección eficaz diferencial de producción de protones en carbono para neutrones de entre 300 y 500 MeV, aproximadamente, y que se muestran en la Fig. 3.8.

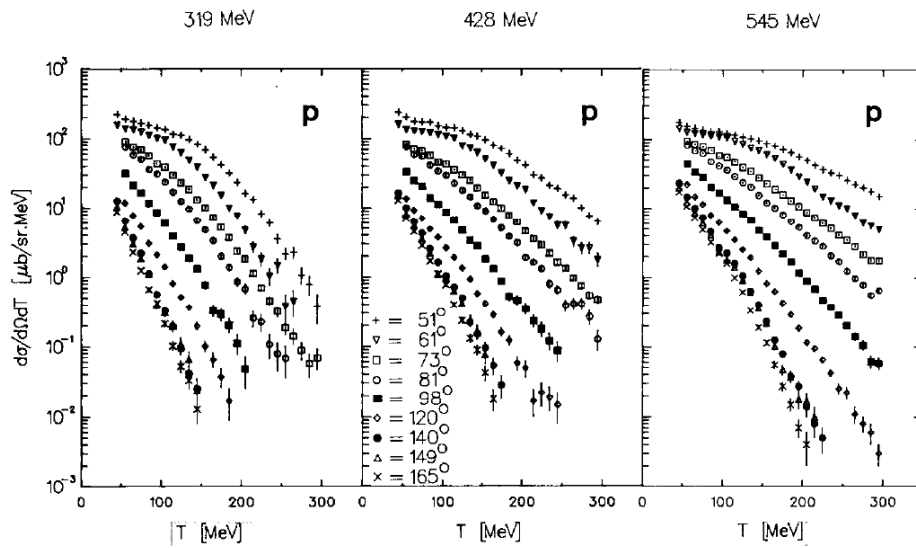


Figura 3.8: Sección eficaz diferencial de producción de protones en carbono para energías del neutrón incidente de 319, 428, y 545 MeV, y para distintos ángulos de salida del protón [34].

Para conocer el valor de esta contribución, vamos a integrar esta sección eficaz diferencial en un intervalo en torno a la energía que llevaría el protón dispersado elásticamente por un neutrón de una energía definida. Siguiendo

el análisis hecho en la Ref. [35] sobre estos mismos datos, hemos obtenido tres valores de la sección eficaz de producción de protones en el carbono para diferentes energías del neutrón, a un ángulo fijo de 73° . En la Fig. 3.9 se muestran esos valores junto con la sección eficaz diferencial de colisión elástica neutrón-protón para $\theta = 72^\circ$, según los datos experimentales de la librería EXFOR (la línea corresponde a un ajuste matemático hecho para ver más fácilmente la dependencia con la energía). El objetivo de dicha figura es mostrar que, para un valor del ángulo en torno a 70° , el número de protones dispersados elásticamente por los neutrones es mayor que aquellos que, teniendo la misma energía, procedan del carbono.

Por lo tanto, la producción de protones en el carbono no supondrá un problema en el funcionamiento del monitor, al menos, para energías del neutrón inferiores a unos 600 MeV (equivalente a $\log[E(\text{eV})] = 8,8$). Para conocer exactamente el valor de esta contribución y poder descontarla a la hora de analizar los datos, deberemos hacer también una toma de medidas en la que se utilice un blanco de carbono puro, en lugar del blanco del polímero elegido.

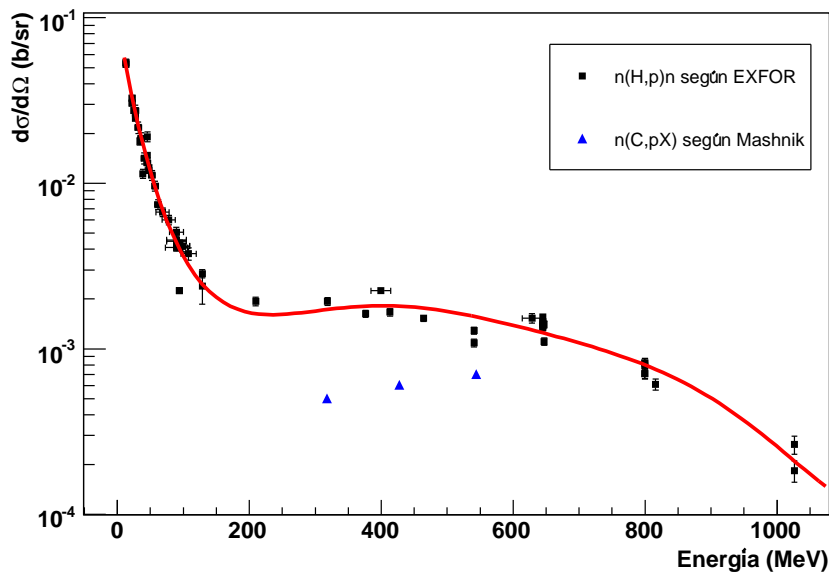


Figura 3.9: Comparación entre la sección eficaz diferencial de colisión elástica neutrón-protón (EXFOR) y la de producción de protones en carbono inducida por neutrones (puntos calculados a partir de [34, 35], tal y como se explica en el texto).

3.3.3. Geometría del blanco

Es evidente que, cuanto mayor sea el espesor del blanco, mayor será el número de interacciones producidas por neutrones del haz, aunque también lo será la pérdida de energía de los protones retrodispersados. Por otra parte, cuanto mayor sea la superficie del blanco expuesta al haz, mayor será también el número de sucesos que se producirán y, por lo tanto, mejor será la estadística que tendremos para el análisis (recuérdese la Ec. (3.2)). Sin embargo, esto también implica una mayor incertidumbre en la posición en la que se ha producido la colisión y, por tanto, una mayor incertidumbre en el ángulo de retrodispersión del protón, lo que empeora la precisión en el cálculo de la energía del neutrón incidente por este método.

La distribución del ángulo de dispersión de los sucesos detectados va a depender tanto del área del blanco y de su distancia al detector, como de la forma geométrica del primero. Supondremos que la forma del detector está previamente fijada y que no podemos cambiarla. Vamos, pues, a discutir sobre la geometría del blanco.

Forma del blanco

Veamos primero que la forma del blanco influye en la forma de la distribución del ángulo de incidencia sobre el detector:

Supongamos un detector puntual y un blanco circular en el que se producen partículas uniformemente distribuidas sobre su superficie. Las que lleguen al detector formarán un ángulo con el eje que une sus centros comprendido entre 0° y un cierto ϕ_1 (Fig. 3.10), y con simetría de revolución en torno a dicho eje. Sea ahora un blanco cuadrado. Este problema es el mismo que el anterior salvo por las esquinas, en donde el ángulo va desde 0° hasta ϕ_2 . Así, en este caso, ya no existe la simetría de revolución que teníamos antes. Por tanto vemos que, aún cuando los blancos tengan la misma superficie, su forma va a influir en la determinación del ángulo. Para un caso realista deberemos tener en cuenta, además, que el detector no es puntual.

Ahora que ya hemos visto que la forma del blanco y del detector pueden dar lugar a diferentes distribuciones del ángulo de dispersión, vamos a intentar buscar una forma que minimice, en lo posible, la incertidumbre en la medida del ángulo.

Para ello, se han hecho varias simulaciones geométricas por Montecarlo generando trayectorias rectas que unen puntos aleatorios del blanco con puntos del detector, también elegidos aleatoriamente. De esta manera, se puede ver la forma que presenta la distribución del ángulo subtendido por

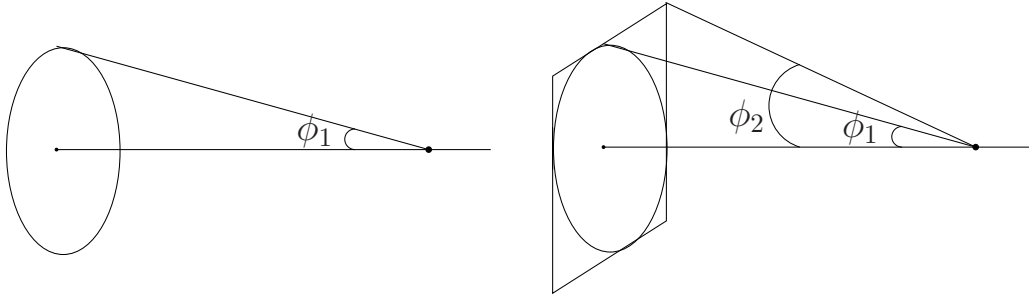


Figura 3.10: Posibles ángulos de incidencia para un blanco circular y un blanco cuadrado.

la dirección del haz incidente de neutrones con las posibles trayectorias de los protones dispersados que lleguen al detector. Esta distribución será diferente para cada forma elegida para el blanco. Los detalles de estos cálculos geométricos se explican a continuación, y se han llevado a cabo utilizando el programa informático ROOT [36].

Suponemos el blanco centrado en el haz de neutrones y con una inclinación de un cierto ángulo α respecto a la dirección de dicho haz para aumentar su espesor efectivo y favorecer la probabilidad de interacción de los neutrones con los protones del blanco. Además, así también se minimiza el recorrido de los protones dispersados en esa dirección dentro del blanco, lo que disminuye las pérdidas de energía en su interior. Para maximizar el espesor de material que hay delante del haz de neutrones y, una vez producida la colisión, que el recorrido del protón (dispersado un ángulo θ) en el interior de dicho material sea mínimo, hacemos $\alpha = \theta$. Para optimizar la resolución en ángulo, el detector se coloca de forma que la línea que une su punto central con el del blanco, sea perpendicular a sus caras. Además, para aumentar el número de partículas que impactan en el blanco, éste se coloca siempre con su centro perfectamente centrado en el haz, sea cual sea su forma.

Por otra parte, para el desarrollo de esta simulación, se ha definido un haz circular de neutrones mediante una distribución con simetría circular, que se ha supuesto plana en el interior, hasta un radio de 3 cm, y con un decrecimiento gaussiano en la parte más externa (Fig. 3.11). El procedimiento utilizado en la simulación es el siguiente: A partir de esta distribución se genera un punto aleatorio en el haz de neutrones y se comprueba si, al seguir la dirección del eje, impacta o no sobre el blanco. Si no lo hace, ese intento se desecha y se selecciona otro punto aleatoriamente; si, por el contrario, impacta en el blanco, se genera una trayectoria recta desde la posición del impacto hasta un punto elegido aleatoriamente sobre el detector. A continuación, se

calcula el ángulo que forma la trayectoria así producida con la dirección inicial del haz de neutrones, almacenándose su valor en un histograma. Este procedimiento se ha repetido hasta completar un total de 10^5 impactos sobre el blanco en cada simulación.

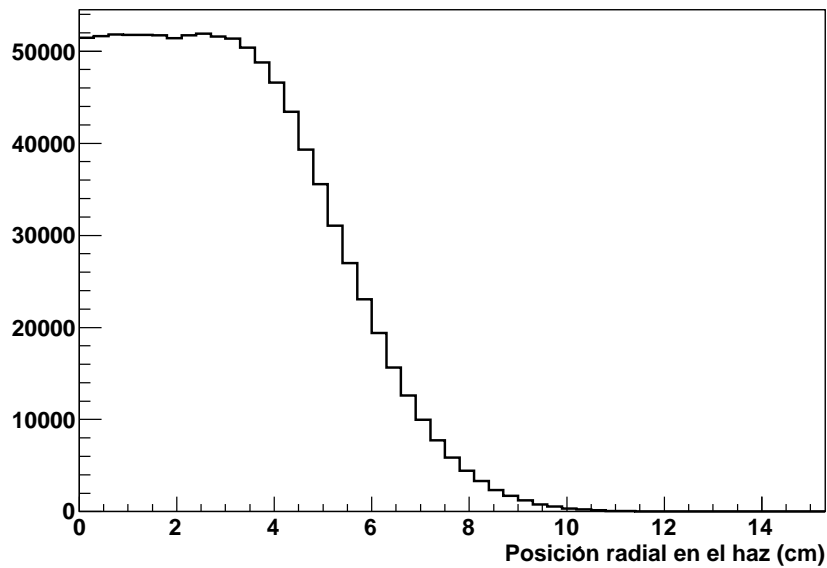


Figura 3.11: Ejemplo del perfil radial del haz de neutrones utilizado en una de las simulaciones.

Para realizar todo el cálculo se ha elegido un detector de forma cuadrada, de dimensiones transversales $1 \times 1 \text{ cm}^2$, y se han utilizado diferentes formas simples para el blanco: cuadrada, rectangular⁵, circular, semicircular, y sectores circulares de 90° , 120° y 150° . El rectángulo lo hemos colocado en dos orientaciones diferentes: una con el lado más largo en la dirección horizontal, y otra con ese lado en la dirección vertical⁶, mientras que el semicírculo se ha situado “horizontalmente”. Con cada una de las formas hemos hecho simulaciones para diferentes valores del área del blanco y de la distancia entre éste y el detector.

⁵Se han estudiado dos rectángulos con distintas relaciones entre las longitudes de sus lados: 2 a 1, y 1,5 a 1.

⁶Entendemos por “rectángulo colocado horizontalmente” aquel cuyo lado mayor es perpendicular al plano definido por la dirección inicial del haz de neutrones y por la recta que une el centro del blanco y el centro del detector. Por el contrario, si ese lado es el de menor longitud, entonces decimos de él que está orientado “verticalmente”.

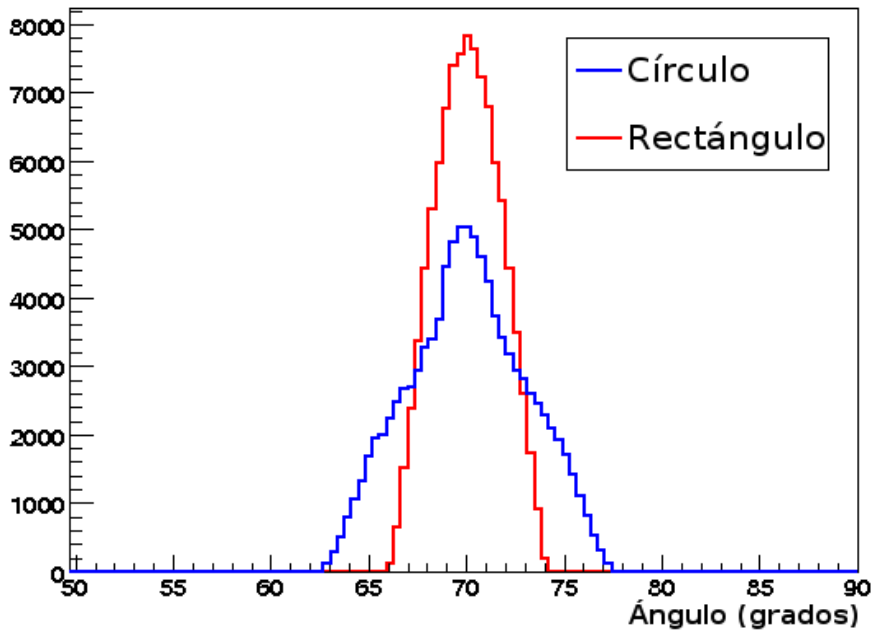


Figura 3.12: Comparación entre la distribución en ángulo obtenida para un blanco circular y para uno rectangular.

En la Fig. 3.12 se muestran, a modo de ejemplo, las distribuciones obtenidas con un blanco circular y con un blanco rectangular (colocado horizontalmente y cuya relación entre la longitud de sus lados es de 2 a 1), ambos de la misma superficie (30 cm^2) y a 25 cm del detector. Se puede ver que para el blanco rectangular se obtiene una distribución estrecha y simétrica mientras que para el blanco circular, la distribución, aunque también simétrica, es mucho más ancha. Se han obtenido distribuciones similares para las otras formas mencionadas, y se ha comprobado que las que producen una distribución más estrecha son aquellas cuya dimensión “horizontal” es mayor que la “vertical”.

Dado que todos los blancos se han colocado centrados en el haz, se ha comprobado que la fracción del número de partículas del haz que inciden sobre el blanco es aproximadamente la misma en todos los casos.

Repetiendo la misma simulación para diferentes valores de la superficie del blanco, podemos obtener la dependencia entre la anchura (σ) de la distribución del ángulo y el área del blanco para las formas citadas antes, manteniendo fija en 30 cm la distancia entre el blanco y el detector. En la Fig. 3.13 se muestran los resultados de estas simulaciones obtenidos para las formas cuadrada, circular, semicircular, y rectangular horizontal. El resto de las formas

calculadas (sectores circulares de 90° , 120° , y 150°) se han omitido en la representación dado que dichas curvas muestran el mismo comportamiento que las representadas y corresponden a valores intermedios entre ellas. De esta forma, obtenemos una mayor claridad en la gráfica. Las formas rectangulares colocadas verticalmente dan unos valores mucho mayores que las demás y también las omitimos.

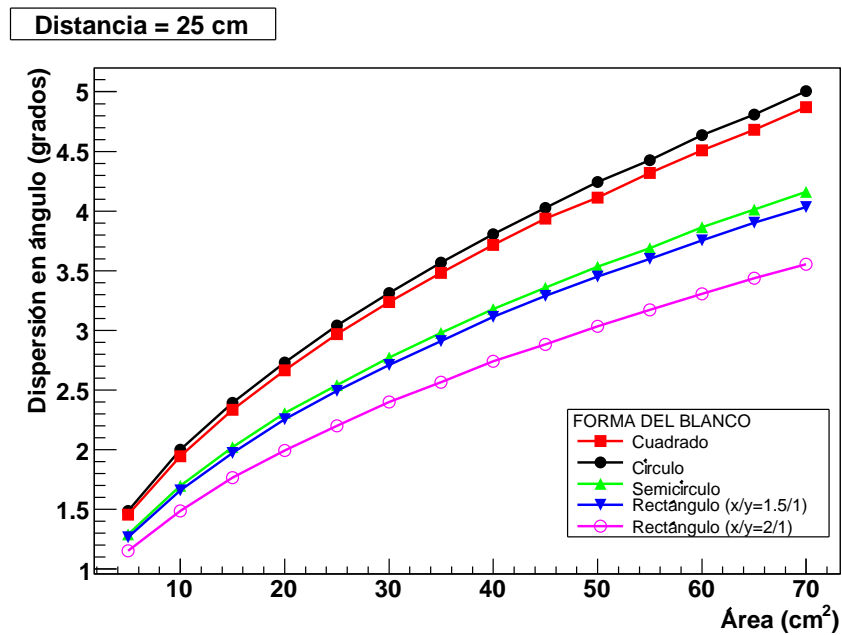


Figura 3.13: Incertidumbre en la medida del ángulo en función del área del blanco para diferentes formas de éste.

Como era de esperar, la incertidumbre introducida en el ángulo de dispersión (la anchura σ de la distribución) aumenta con la superficie del blanco. Además, vemos que para áreas iguales, la forma rectangular horizontal con una relación entre sus lados de 2 a 1 es la que da el menor valor. El mayor valor se obtiene para el rectángulo vertical, resultado que no hemos incluido en la gráfica por ser mucho mayor a los que se obtienen con las demás formas.

Por otra parte, la distancia entre el detector y el blanco también influye en la incertidumbre de la medida del ángulo. Nuevamente, se ha hecho una simulación, análoga a la anterior y en la que, fijando el área del blanco a un valor de 30 cm^2 , se ha calculado la anchura de la distribución del ángulo en función de la distancia entre el blanco y el detector. El resultado se muestra en la Fig. 3.14, en la que se observa que la anchura de la distribución del ángulo de dispersión decrece con la distancia que separa el blanco del detector, cualquiera que sea la forma del blanco. Por tanto, cuanto mayor sea esa

distancia, mejor va a ser la precisión en la medida del ángulo. No obstante, la elección de esa distancia también determina el valor del ángulo sólido subtendido por el detector y que va a limitar el número de sucesos detectados, lo cual no nos permite elegir una distancia demasiado grande. Vemos que para cada una de las formas geométricas utilizadas se obtiene una curva diferente que no se corta con las demás. De nuevo, la que ofrece un menor valor para la anchura σ de la distribución del ángulo es la que corresponde al blanco rectangular colocado horizontalmente con una relación 2 a 1 entre la longitud de sus lados, y la del valor mayor, al blanco rectangular colocado verticalmente (no incluido en la figura), seguido por los blancos circular y cuadrado (que presentan valores muy parecidos).

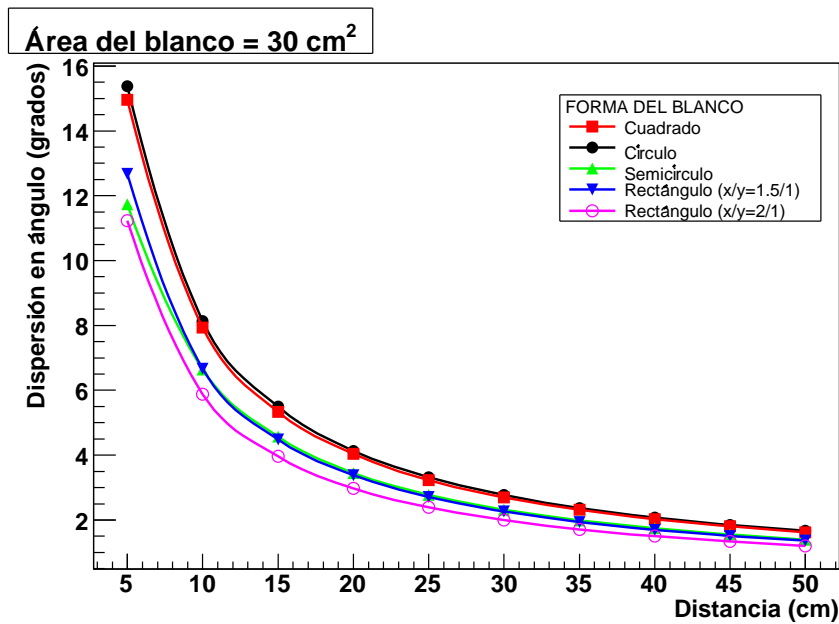


Figura 3.14: Incertidumbre en la medida del ángulo en función de la distancia entre el detector y el blanco para diferentes formas de éste.

A pesar de que la elección de las dimensiones del blanco no está determinada únicamente por su implicación en la dispersión de la medida del ángulo, sí lo está la elección de su forma. A la vista de estas dos gráficas vemos que la forma que introduce una menor incertidumbre en la medida del ángulo es el rectángulo horizontal cuya relación entre los lados es de 2 a 1. Por lo tanto, podemos afirmar que esta última es la forma idónea para el blanco. La razón de no utilizar rectángulos cuya relación entre los lados sea mayor reside en la limitación impuesta por el tamaño del haz.

3.4. Fundamentos de la detección de protones

Para medir la energía de los protones dispersados utilizaremos un detector de CsI(Tl), que es un centelleador inorgánico, el cual producirá un pulso de luz proporcional a la energía depositada por el protón. Dicho cristal estará unido a un fotodiodo de avalancha (APD), que producirá un pulso electrónico que podrá ser leído por un sistema de adquisición.

El funcionamiento concreto del sistema de adquisición y cómo se llevaría a cabo el posterior análisis de los pulsos para deducir la energía depositada por las partículas son temas que sobrepasan los objetivos de este trabajo, y sobre los que se puede encontrar abundante información en la literatura existente [21, 33, 37]. Para un tratamiento exhaustivo acerca del uso de cristales de CsI(Tl) acoplados a fotomultiplicadores y a fotodiodos de avalancha (APD) nos remitimos a las Refs. [31, 38]. No obstante, en las siguientes secciones presentamos un resumen hecho a partir de éstos dos últimos trabajos, donde se exponen las principales características de los centelleadores inorgánicos y de los APD.

3.4.1. Detectores de centelleo

Un centellador es un material capaz de convertir las pérdidas de energía de una radiación ionizante en pulsos de luz. Dicha radiación ionizante puede ser rayos X , protones, alfas, betas o gammas, con una energía en el rango de unos pocos keV hasta varios MeV . El proceso de centelleo es uno de los métodos más utilizados para la detección de partículas y para espectroscopía, en un amplio espectro de radiaciones.

Un material centellador ideal:

- Debe convertir la energía cinética de las partículas o fotones incidentes en luz detectable y hacerlo con una alta eficiencia de centelleo.
- El material centellador debe ser transparente a la longitud de onda de su propia emisión, para permitir una buena colección de luz.
- Debe poder crecerse con una buena calidad óptica hasta un tamaño que permita detener las partículas incidentes con alta eficiencia.
- La luz producida debe ser proporcional a la energía depositada, en el rango de energía más amplio posible.

No existe ningún material que cumpla perfectamente y a la vez, todos esos criterios, por lo que la elección final debe ser un compromiso entre estos factores.

Centelleadores inorgánicos

Los centelleadores inorgánicos son compuestos sólidos en los que la *luminiscencia* es fundamentalmente una propiedad de la red cristalina. Depende de los átomos componentes del cristal entre los que puede haber átomos *dopantes*⁷ que pueden ser introducidos en cantidades controladas. Los cristales centelleadores son aislantes o semiconductores y tienen, por tanto, una banda de energía prohibida de unos pocos eV entre la banda de valencia y la banda de conducción (Fig. 3.15).

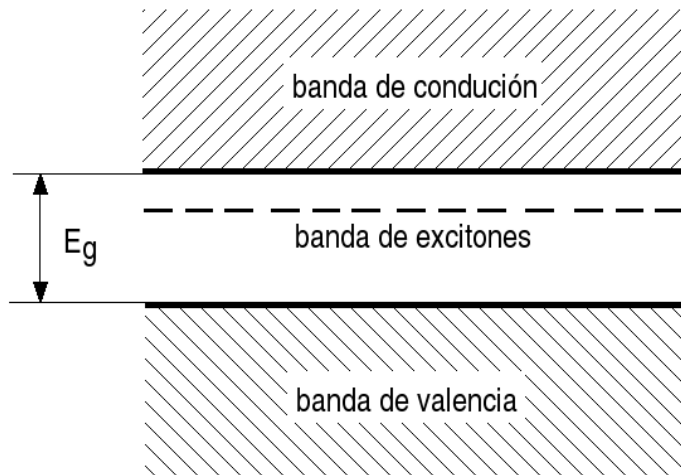


Figura 3.15: Diagrama de banda de energía en un cristal centellador inorgánico.

La radiación ionizante puede transferir a los electrones de la banda de valencia la suficiente energía para que alcancen la banda de conducción, dejando deficiencias de carga en la banda de valencia denominadas *huecos*. Cuando esto ocurre, el cristal está ionizado y es fotoconductor⁸. Si la energía comunicada al electrón no es suficiente para alcanzar la banda de conducción, éste

⁷Son átomos próximos en la tabla periódica a los átomos del cristal que crean niveles de energía discretos en la banda de energía prohibida.

⁸Su conductividad aumenta cuando absorbe radiación electromagnética.

puede permanecer ligado a un hueco en un nivel de energía por debajo de la banda de conducción. Este par electrón-hueco es llamado *excitón*.

Esta descripción se aplica sólo a cristales perfectos. Las imperfecciones en el cristal debidas a las *impurezas*⁹ o dislocaciones de la red crean niveles de energía adicionales en la banda de energía prohibida dentro de los cuales se pueden mover los excitones o los electrones de la banda de conducción (Fig. 3.16).

Estos niveles corresponden a centros de activación de tres tipos:

- **Centros de luminiscencia:** en el cual la recombinación de un par electrón-hueco lleva al núcleo a un estado excitado, desde el que regresa al estado fundamental a través de la emisión de un fotón óptico en un proceso llamado *fluorescencia*.
- **Centros de Atenuación:** son como los centros de luminiscencia excepto que la energía de excitación es disipada en forma de calor a través de *fonones*¹⁰, en lugar de luz.
- **Trampas:** son niveles metaestables en los cuales, electrones, huecos o excitones pueden permanecer mucho tiempo antes de adquirir la suficiente energía térmica para volver a las bandas de conducción o de valencia o para ir a un centro de luminiscencia o atenuación. Cuando van a un centro de luminiscencia, se produce una emisión retardada llamada *fosforescencia*.

Mecanismos en los centelladores inorgánicos Los mecanismos que ocurren en los centelladores inorgánicos se pueden describir en tres etapas sucesivas.

- **Primera etapa:** ($10^{-15} - 10^{-13}$ s) la ionización genera un hueco en una de las capas electrónicas y produce un electrón primario con energía $h\nu - E_b$, seguido de alguno de los siguientes procesos: una transición radiativa en la que se emiten rayos X secundarios, una transición no radiativa en la que se producen electrones Auger o una dispersión inelástica electrón-electrón, en la que un átomo queda en un estado excitado.
- **Segunda etapa:** ($10^{-12} - 10^{-11}$ s) cuando la energía del electrón se hace menor que el umbral de ionización E_b , los electrones y los

⁹Átomos no deseados que están incorporados al cristal.

¹⁰Cuantización de las vibraciones de la red cristalina.

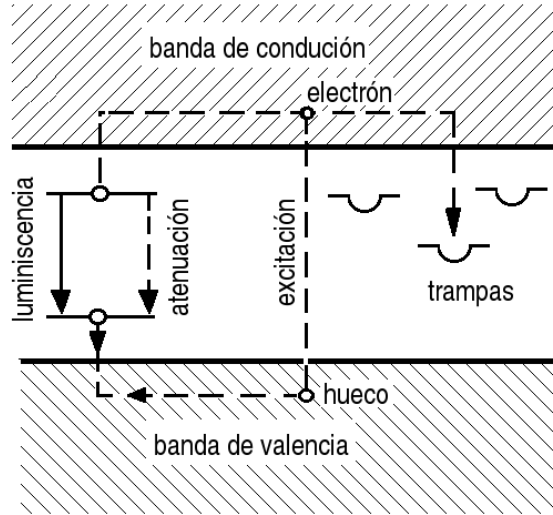


Figura 3.16: Niveles discretos dentro de la banda prohibida causada por las impurezas del cristal.

huecos producidos llegan al equilibrio térmico a través de transiciones entre bandas y de la relajación electrón-fonón. Los portadores de carga pueden permanecer como estados mezclados en una banda en el caso de semiconductores, ser atrapados por la red cristalina, o formar excitones libres o ligados a las impurezas.

- **En una tercera etapa:** ($> 10^{-9}$ s) las especies luminiscentes excitadas regresan al estado fundamental a través de procesos de atenuación no radiativos o emitiendo un fotón. El proceso radiativo puede durar un tiempo del orden del ns para la recombinación electrón-hueco, emisión de un excitón libre o ligado, o puede durar varios minutos en el caso de procesos altamente prohibidos.

La luminiscencia puede ser intrínseca al material e involucrar recombinación electrón-hueco, emisión de excitones libres y ligados o deberse a excitones atrapados en defectos, o ser extrínseca asociada a impurezas o defectos y a los iones dopantes.

Principales aplicaciones de los centelladores

Para detectar radiación nuclear con cierta eficiencia se debe elegir un centellador tal que sus dimensiones absorban completamente la radiación

deseada. Los cristales de centelleo inorgánicos tienen gran poder de frenado y transparencia óptica.

Los pulsos de luz generados por el centellador son convertidos en pulsos eléctricos por detectores sensibles a la luz como *fotomultiplicadores* y *fotodiodos*. Estos pulsos generados en el centellador, son caracterizados por un incremento rápido de la intensidad en el denominado tiempo de subida, en el que la intensidad pasa del 10 % al 90 %, seguido de un descenso exponencial, caracterizado por una constante de tiempo de desexcitación en el cual la señal se reduce a $1/e$ de la amplitud de su máximo.

Al propagarse los fotones ópticos por el cristal centellador, tienen una probabilidad de absorción. La *longitud de atenuación* se define como la longitud en la cual la intensidad se reduce a la mitad. Dicha longitud depende de la longitud de onda estos fotones ópticos y puede incrementarse usando desplazadores de onda.

Cada centellador, debido a sus características, tiene una o varias aplicaciones específicas. Para alta resolución se utilizan NaI(Tl), CsI(Na), CsI(Tl) por su alta producción de luz. Para aplicaciones en física de alta energía se usan BGO y BaF₂ por su alta densidad y alto Z. En cambio, para la detección de partículas beta se utiliza el CaF₂(Eu) como reemplazo de centelladores plásticos. Para obtener buena eficiencia en espectroscopía γ , y cuando se requieren cristales rápidos, se usan BaF₂, CsF y CsI. Para detectar neutrones se usan cristales de ⁶LiI(Eu), ya que estos interactúan con Li para producir partículas alfas y tritio.

3.4.2. Fotodiodos de avalancha

Los dispositivos más usuales de detección de luz son los fotomultiplicadores y los fotodiodos.

Los fotodiodos son semiconductores consistentes en una fina capa de silicio que, al absorber luz, crean portadores de carga libres (huecos y electrones). Cuando los fotodiodos se acoplan ópticamente al cristal, el pulso de luz producido por el centelleador es recogido en el fotodiodo y genera en éste un pequeño pulso de carga, que puede ser amplificado con un preamplificador sensible a carga. La eficiencia cuántica de los fotodiodos es aproximadamente del 70 % entre 500 nm y 900 nm, pero decrece rápidamente por debajo de 500 nm. Como los fotodiodos necesitan una etapa de preamplificación, el ruido de entrada en el preamplificador limita la resolución final que pueden alcanzar.

Principio de funcionamiento

Cuando la luz procedente de un centelleador incide en un semiconductor se crean pares electrón-hueco. Los fotones correspondientes a la luz de centelleo tienen una energía típica de $3 - 4 \text{ eV}$, lo cual es suficiente para crear un par electrón-hueco en un semiconductor cuya banda de energía prohibida sea del orden de $1 - 2 \text{ eV}$. La conversión no está limitada por la necesidad de que los portadores de carga escapen de una superficie, como en el caso de los fotocátodos convencionales, por lo que la eficiencia cuántica del proceso puede ser del $60 - 80 \%$, lo que es varias veces mayor que en un tubo fotomultiplicador. Sin embargo, la ausencia de ganancia interna da como resultado una señal de amplitud muy pequeña. En un suceso de centelleo se crean típicamente unos pocos miles de fotones ópticos, por lo que, el pulso de carga que se genera, tiene como máximo el mismo número de cargas electrónicas.

En un fotodiodo convencional se produce una pequeña cantidad de carga en un suceso de centelleo. Esta carga se puede multiplicar por un proceso de avalancha cuando al semiconductor se le aplican valores de voltaje mayores. Los portadores de carga son acelerados lo suficiente para que, en el recorrido a través de colisiones, se creen pares electrón-hueco adicionales, de la misma manera que se produce la multiplicación en el gas de un contador proporcional. La ganancia interna hace que aumente la señal a un nivel muy por encima del nivel de ruido, ofreciendo mejor resolución en energía que los fotodiodos convencionales, incluso, cuando la radiación incidente tiene una energía muy baja.

Capítulo 4

Cálculo del número de sucesos

4.1. Número de colisiones neutrón-protón esperadas

Ya hemos visto que el número de neutrones de energía E que producirán una dispersión del protón en un ángulo θ viene dado por la Ec. (3.2) y que reproducimos a continuación:

$$n(E, \theta) = \int \frac{dn}{d(\log E)} d(\log E) \cdot \int \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} d\Omega \cdot S \cdot x \cdot \rho \quad (4.1)$$

donde:

$\frac{dn}{d(\log E)}$ es el flujo de neutrones (número de neutrones por unidad de superficie en cada pulso)

$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega}$ es la sección eficaz diferencial de dispersión neutrón - protón para una energía E del neutrón y un ángulo de dispersión θ del protón saliente

S es la superficie del blanco

x es el espesor del blanco

ρ es la densidad másica del blanco

Ω es el ángulo sólido en torno a la dirección de salida θ .

Nos quedaría por decidir cuál es el ángulo más apropiado para situar el detector. Hemos visto que, a mayor ángulo, menor es el espesor necesario del detector y que, por otra parte, la sección eficaz diferencial tiene un mínimo cerca de 45° para los valores más altos de la energía del neutrón.

Usando la Ec. (4.1) calculamos el número de colisiones elásticas neutrón-protón producidas en cada pulso en un cierto ángulo sólido Ω (delimitado por el blanco y el detector) para diferentes valores del ángulo de dispersión

del protón ($\theta = 51^\circ, 61^\circ, 66^\circ, 72^\circ$). Hemos elegido estos valores concretos del ángulo porque para ellos disponemos de datos experimentales de la sección eficaz diferencial (extraídos de la librería EXFOR [29]).

Para realizar este cálculo se ha supuesto un blanco rectangular de 30 cm^2 ($7,75 \times 3,87 \text{ cm}^2$) y $25 \text{ }\mu\text{m}$ de espesor, hecho de polietileno (composición $(\text{C}_2\text{H}_4)_n$ y densidad $\rho = 0,93 \text{ g/cm}^3$). Para el detector, usaremos un cristal de CsI(Tl) de sección cuadrada de dimensiones $1 \times 1 \text{ cm}^2$ y situado a 25 cm del blanco. Esto da lugar a un ángulo sólido de $\Omega = 0,0016 \text{ sr}$. Para la determinación del ángulo sólido se ha utilizado el programa informático SACALC2B, disponible en la página web de la OECD-NEA, y que emplea un método Montecarlo para calcular el ángulo sólido subtendido entre una fuente y un detector [39].

Los histogramas de la Fig. 4.1 representan el número de sucesos, en función de la energía del neutrón incidente, que alcanzarían el detector si no hubiese pérdidas en el interior del blanco y en el camino al detector, calculado según la Ec. (4.1), en los que el protón sale dispersado un ángulo θ y dentro del ángulo sólido Ω cubierto por el detector. Con objeto de obtener un orden de magnitud realista para el número de sucesos producidos, se ha multiplicado por el número de pulsos de neutrones producidos por día (unos 30000) para obtener así el número de sucesos que se generarían en 24 horas de experimento. Nótese que se han representado en escala logarítmica de energía, manteniendo el criterio usado en la descripción de n-TOF [4] para el flujo de neutrones, y que ya vimos en la Fig. 1.1.

Vemos que, para un mismo blanco, todos los ángulos estudiados $\theta = 51^\circ, 61^\circ, 66^\circ, 72^\circ$ proporcionan una estadística muy similar (véase Tabla 4.1). De la Fig. 3.5 se esperaría que, dentro de este intervalo, la estadística fuese mayor al aumentar el ángulo, ya que la sección eficaz, que es el único factor que depende del ángulo en el cálculo del número de sucesos, aumenta con éste. Sin embargo, observamos que esto no es así, aunque las diferencias son pequeñas (del orden del 10%) lo que puede llevarnos a pensar que esto pueda atribuirse a la incertidumbre estadística en la sección eficaz debido al reducido número de datos experimentales existentes para las energías más altas.

Por otra parte, y como ya habíamos mencionado anteriormente, la máxima energía del protón dispersado es menor cuanto mayor es el ángulo de dispersión. De esta forma, si realizamos las medidas a ángulos grandes, podremos frenar completamente los protones con una menor cantidad de material activo del detector, y así podremos medir protones que provienen de colisiones con neutrones muy energéticos. Si colocamos el detector a un ángulo de 72° , los neutrones de 1 GeV producirán protones de una energía de unos

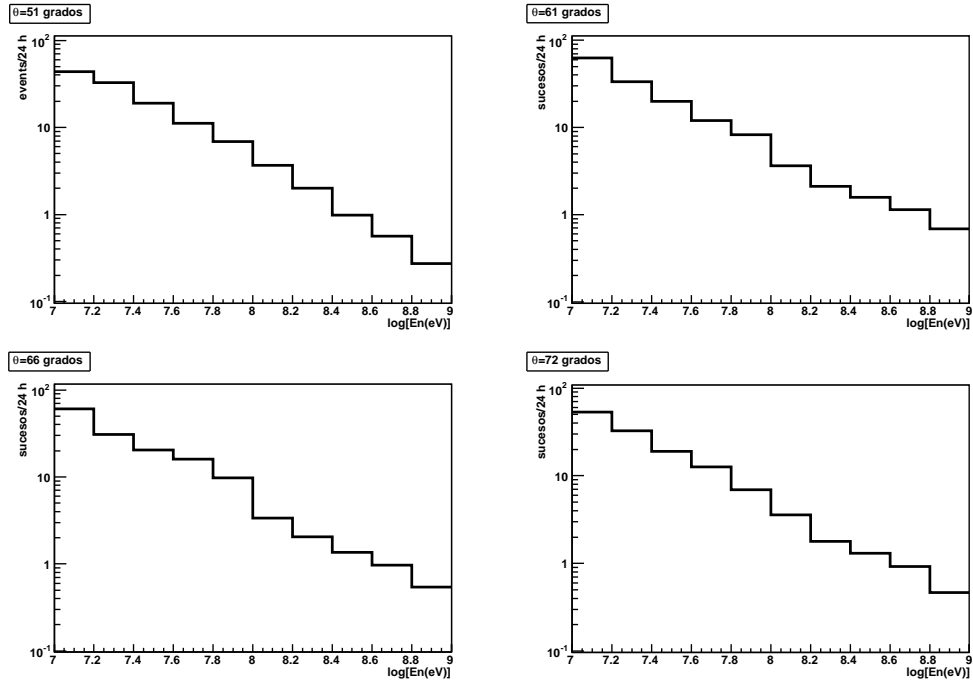


Figura 4.1: Número de sucesos elásticos neutrón-protón producidos en el blanco durante 24 h de medida dentro de un cierto ángulo sólido Ω para diferentes valores del ángulo de dispersión. Ángulo sólido Ω cubierto por el detector: $\Omega = 0,0016$ sr. Área del blanco: 30 cm². Espesor del blanco: 25 μ m. Composición: $(C_2H_4)_n$. Se ha utilizado una escala logarítmica en la energía del neutrón para que pueda compararse con las Figs. 1.1 y 3.2.

65 MeV, que se pueden frenar con un cristal de CsI(Tl) de, aproximadamente, $1,5$ cm de espesor, mientras que para un ángulo de 51° , la energía de los protones salientes sería de unos 300 MeV, para lo que necesitaríamos 20 cm del mismo cristal centelleador. En la Tabla 4.1 se muestra la energía de los protones dispersados elásticamente por neutrones de 1 GeV para los distintos valores de θ , y el alcance que tendrían éstos en CsI(Tl).

Vemos que esto nos da una tasa de cuentas bastante baja. Para aumentar el número de sucesos medidos sin empeorar el comportamiento de otras magnitudes que han de ajustarse según diferentes criterios, podemos aumentar el ángulo sólido subtendido entre el blanco y el detector. Puesto que disminuir la distancia entre ambos implicaría un empeoramiento en la precisión de la medida del ángulo de retrodispersión, la única solución posible es aumentar la superficie activa del detector, pero sin empeorar la definición en el ángulo. Para ello han de colocarse varios detectores juntos, cada uno del mismo ta-

Ángulo θ	Sucesos/24 h	$E_p^{m\acute{a}x}$ (MeV)	Alcance en CsI(Tl) (cm)
51°	121	300,03	20,29
61°	146	167,24	7,71
66°	146	114,70	4,06
72°	133	64,55	1,51

Tabla 4.1: Comparación del número de sucesos producidos en torno a un cierto ángulo θ , dentro de un ángulo sólido $\Omega = 0,0016$ sr y con un mismo blanco para diferentes valores del ángulo de dispersión. Además, se indica la energía cinética del protón dispersado por un neutrón de 1 GeV y el alcance de esos protones en un detector de CsI(Tl).

maño que el usado hasta ahora en nuestros cálculos, y todos ellos formando el mismo ángulo con el eje del haz incidente.

Si colocamos 4 detectores cuadrados de 1 cm^2 , a una distancia de 25 cm del blanco (cuyas dimensiones ya hemos indicado antes), logramos un ángulo sólido de $\Omega = 0,0064$ sr (con un único detector, ese ángulo sólido era $\Omega = 0,0016$ sr), de forma que el espectro final de neutrones que se tendrá en 24 horas, para un ángulo $\theta = 72^\circ$ es el mostrado en la Fig. 4.2.

Sin embargo, lo que se mide en el laboratorio no es la energía de los neutrones, sino la de los protones que son retrodispersados. Teniendo en cuenta las Ecs. (A.6) y (A.7) que relacionan la energía cinética del neutrón incidente y la del protón retrodispersado, podemos transformar los histogramas de la Fig. 4.1 en histogramas que representen la energía de los protones dispersados, que será lo que midamos. En la Fig. 4.3 se muestra el espectro de los protones producidos para $\theta = 72^\circ$ en 24 horas de medidas.

Por otra parte, el espesor del blanco también es determinante a la hora de calcular el número de protones que podremos medir. Si bien es cierto que el número de sucesos producidos aumenta linealmente con el espesor del blanco, también es cierto que aumentan las pérdidas de energía de los protones dispersados (lo que redundaría en una mayor autoabsorción de éstos en el blanco, que es más importante para aquellos de menor energía).

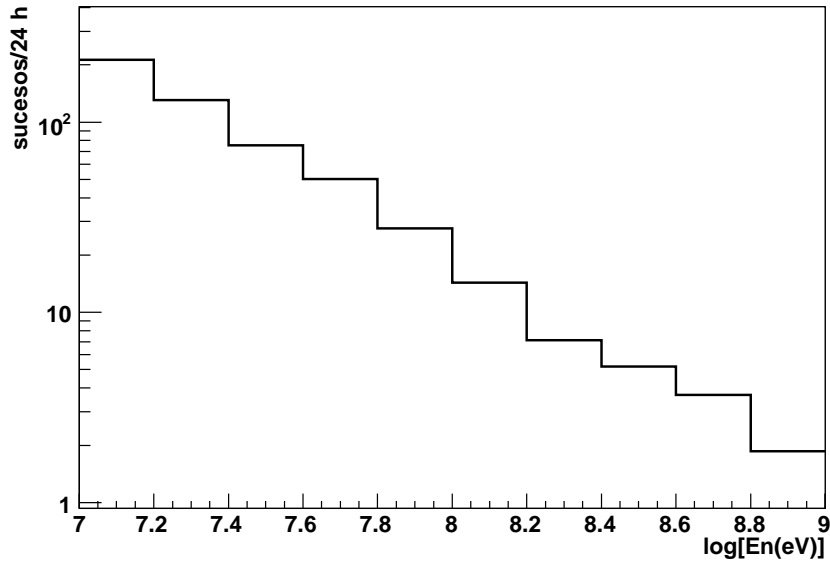


Figura 4.2: Número de sucesos elásticos neutrón-protón producidos en el blanco (espesor = $25 \mu\text{m}$), con un ángulo de salida del protón de $\theta = 72^\circ$, colocando 4 detectores que cubren un ángulo sólido de $\Omega = 0,0064 \text{ sr}$, y durante 24 h de medida.

4.2. Pérdidas de energía de los protones

Una vez que un neutrón colisiona con un protón del blanco, éste sale dispersado un cierto ángulo θ . En su camino hacia el detector, sufrirá pérdidas de energía en el interior del blanco y en el aire que exista entre éste y el detector. Estas pérdidas dependerán de la energía con que salga después del choque y de la distancia recorrida, lo que provocará un desplazamiento del número de protones en el espectro hacia energías menores respecto a la energía inicial con que salieron de la colisión.

Recordemos que estamos interesados en medir el flujo de neutrones entre 20 MeV y 1 GeV . Los protones que se van a dispersar como resultado de una colisión elástica con uno de estos neutrones saldrán con energías comprendidas entre 2 MeV y 65 MeV , aproximadamente. Tal y como se muestra en la Fig. 4.4, la pérdida de energía es mayor para los protones de menor energía, y menor para los más energéticos. Se puede ver que, para protones de 2 MeV en polietileno, su pérdida de energía es de unos 16 MeV/mm y su alcance, de $70 \mu\text{m}$.

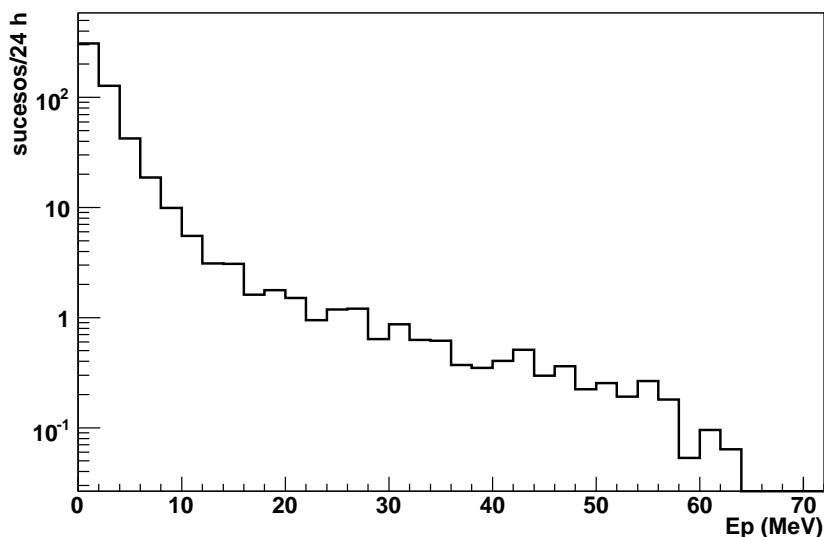


Figura 4.3: Número de sucesos elásticos neutrón-protón producidos en un blanco de $25 \mu\text{m}$ de espesor y dentro de un ángulo sólido $\Omega = 0,0064 \text{ sr}$, en función de la energía del protón dispersado (escala lineal) para $\theta = 72^\circ$.

Como ya hemos comentado antes, al aumentar el espesor del blanco también aumenta el número de protones dispersados. Sin embargo, como los de menor energía no pueden atravesar el material, sólo se medirán los que se generen en el último tramo del blanco (aquellos cuyo espesor a atravesar sea menor que su alcance), mientras que los de mayor energía podrán atravesar la totalidad del material. De esta manera, si se aumenta el espesor del blanco, aumentará la estadística de aquellos sucesos que dan lugar a protones de alta energía, a la vez que aumenta la absorción de los protones de menor energía.

Por otra parte, el aire que hay entre el blanco y el detector (25 cm) también va a frenar los protones. Podemos ver en la Fig. 4.5(a) que el poder de frenado es muy importante ya que los protones de 2 MeV tienen un alcance en aire de menos de 1 cm (véase la Fig. 4.5(b)). Por lo tanto, para poder atravesar un espesor de 25 cm de aire, deberían tener una energía mínima de 4 MeV a la salida del blanco. En consecuencia, es inviable construir este monitor sin hacer vacío entre el blanco y el detector, pues el aire es suficiente para evitar que los protones de menor energía alcancen el detector. En tal caso sería imposible disponer de resultados acerca del número de neutrones para energías inferiores a unos 40 MeV (equivalente a $\log[E(\text{eV})] = 7,6$), lo cual es necesario para poder normalizar la curva en la región en la que enlaza con los resultados obtenidos de los experimentos de fisión (esto es,

unos 20 MeV, que equivale a $\log[E(\text{eV})] = 7,3$.

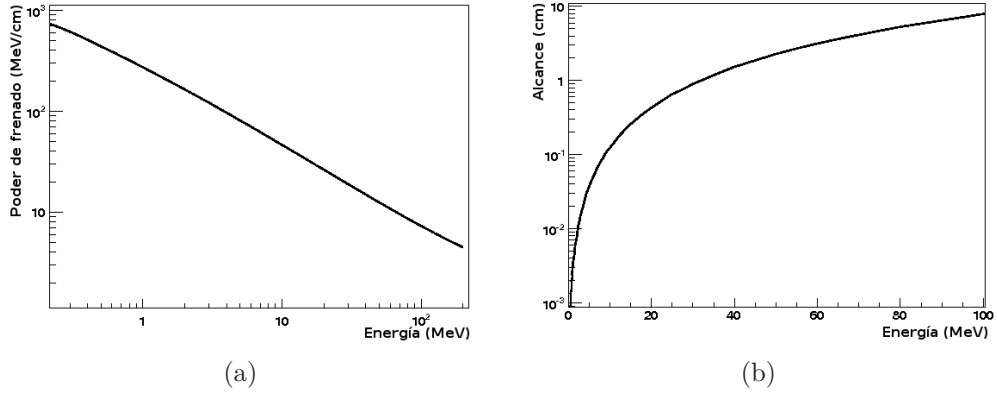


Figura 4.4: Poder de frenado y alcance de protones en polietileno.

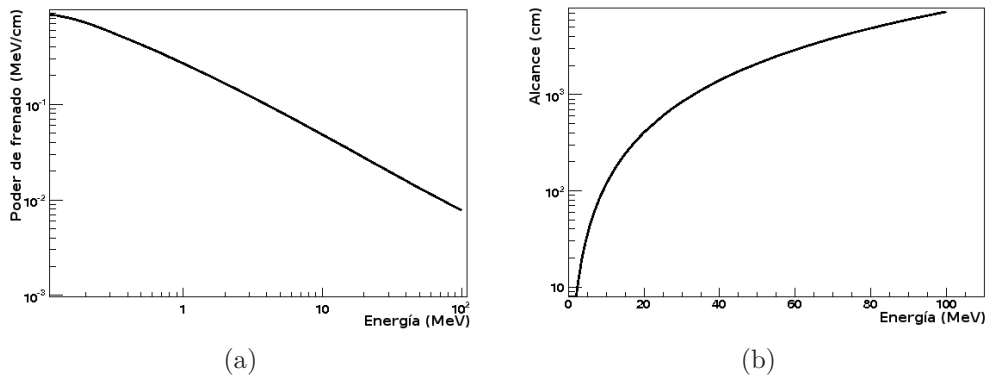


Figura 4.5: Poder de frenado y alcance de protones en aire.

4.2.1. Estudio de las pérdidas de energía

Para estudiar las pérdidas de energía de los protones en el blanco se hicieron varias simulaciones por Montecarlo con el programa GEANT4 [40] para diferentes espesores del blanco. Para ello, hemos supuesto un detector de CsI(Tl) con una sección cuadrada de 4 cm² (las mismas dimensiones que hemos indicado en la sección anterior). Además, la distancia entre el blanco y el detector se ha fijado en 25 cm, y considerando que hay vacío entre ellos.

Para esta simulación de pérdida de energía hemos hecho la simplificación de que los protones se generan siempre en el interior del blanco a lo largo del eje que une el centro de éste y el centro del detector, y que salen con esa misma

dirección inicial. Además, dado que la probabilidad de interacción de los neutrones con el blanco es muy pequeña, ésta puede considerarse constante a lo largo de todo el espesor, por lo que hemos supuesto que dichos protones parten de puntos aleatorios uniformemente repartidos a lo largo de ese eje en el interior del blanco.

Las absorciones y el scattering angular sufrido por los protones en el interior del material del blanco harán que parte de ellos no alcancen el detector. Las simplificaciones descritas que hemos incluido en nuestra simulación hacen que estemos sobreestimando el número de protones que realmente llegarán al detector.

En cada simulación se ha lanzado un número de protones igual al calculado en la Sección 4.1 para cada espesor del blanco, y con una energía aleatoria que siguiese la distribución dada por el histograma de la Fig. 4.3. Con los resultados obtenidos en cada una de ellas se generaron dos nuevos histogramas para cada espesor: uno con la energía inicial de los protones, y otro con la energía depositada por éstos al llegar al detector, que se muestran superpuestos en la Fig. 4.6 para dos valores diferentes del espesor del blanco.

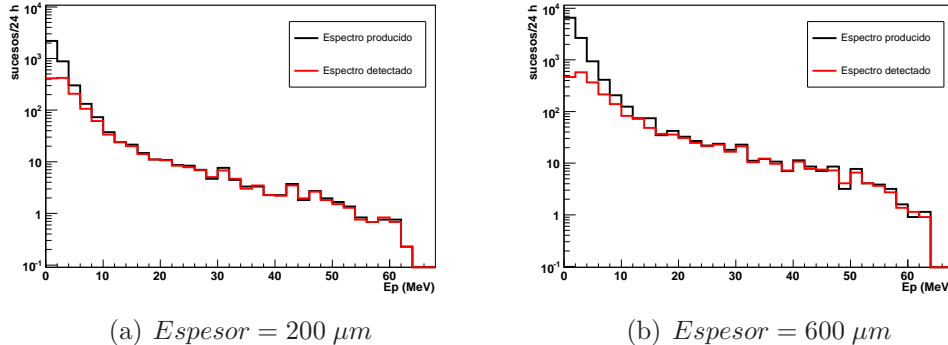


Figura 4.6: Comparación entre el número de cuentas producidas en el blanco y las que llegan al detector en 24 horas de experimento para dos blancos de diferente espesor.

Como era de esperar, vemos que cuanto menor es el espesor del blanco, mayor es la proporción de protones dispersados que consiguen alcanzar el detector. Esa fracción disminuye según aumenta dicho espesor, debido a las autoabsorciones de los protones en el propio blanco y en el aire, como puede verse en la Tabla 4.2, cuyos resultados corresponden al caso en el que no se hiciese vacío. También se puede ver que los protones de mayor energía se ven menos afectados por este hecho que los de menor energía.

Sin embargo, si aumentamos el espesor del material, también aumenta

<i>Espesor (μm)</i>	<i>Llegan al detector (%)</i>
50	17,0
100	15,5
200	13,8
400	11,5
800	8,3
1000	8,3

Tabla 4.2: Fracción de protones dispersados que alcanzan el detector para diferentes espesores del blanco, después de haber atravesado 25 cm de aire.

el número de sucesos producidos y, por lo tanto, el número de protones que llegarán al detector, a pesar de que la relación entre los que se detectan y los que se producen sea menor. En consecuencia, el espesor elegido para el blanco debe ser un compromiso entre estos dos efectos.

Pero tan importante como el número de sucesos totales que llegan al detector es el número de éstos que corresponden a los protones de energía más baja (hasta $2 MeV$), pues éstos son los que nos darán el número de neutrones correspondiente al primer bin de nuestro histograma, necesarios para poder normalizar el valor del flujo de neutrones. Para ello, hemos hecho simulaciones en GEANT4 en las que únicamente hemos considerado protones de esas energías y estudiamos qué fracción de ellos llegan al detector en función del espesor del blanco. Por tanto, deberemos elegir un espesor en el que tengamos un cierto número de cuentas en el primer bin de energía de los protones y, a la vez, ésta no sea una fracción despreciable de las cuentas iniciales. En la Tabla 4.3 se muestran los resultados obtenidos en este cálculo, pero considerando el caso en el que no se hiciese vacío entre el blanco y el detector.

Vemos que para un espesor de $100 \mu m$, llegan al detector algo más del 20 % de los protones que tienen $E_p \leq 2 MeV$, mientras que si superamos el espesor de $400 \mu m$, esa fracción es menor del 5 %. Para espesores mayores de $1 mm$, dicha proporción ya no supera el 1 %.

Por tanto, para obtener una estadística aceptable para los protones de baja energía, no deberíamos sobrepasar el espesor de $400 \mu m$. No obstante, para los de mayor energía podemos usar un blanco más grueso, puesto que

<i>Espesor</i> (μm)	<i>Protones dispersados</i> con $E_p \leq 2 \text{ MeV}$	<i>Fracción en</i> <i>el detector</i>	<i>Protones en</i> <i>el detector</i>
100	319	0,21	66
200	637	0,09	61
400	1274	0,05	66
500	1594	0,04	60
800	2550	0,03	70
1000	3187	0,02	62
1500	4781	0,01	64
2000	6376	0,01	68

Tabla 4.3: Número de protones con energía de hasta 2 MeV que alcanzan el detector en 24 h de medidas, para varios espesores del blanco, y después de atravesar 25 cm de aire.

las pérdidas de energía serán menores. De esta forma, podríamos utilizar dos blancos de espesores diferentes: uno delgado que proporcionase medidas fiables del flujo a baja energía, pero con poca estadística en la región de energía más alta, y otro más grueso para obtener un mayor número de sucesos en la región de mayor energía. Los resultados obtenidos con ambos blancos se normalizarían usando la región intermedia, donde ambos espesores puedan dar unos resultados con una incertidumbre similar. En cualquier caso, la realización del experimento en vacío permitirá una mejora respecto a los valores de esta tabla.

4.2.2. Corrección por las pérdidas de energía

Como ya hemos mencionado antes, el protón que es dispersado en la colisión con un neutrón perderá parte de su energía cinética dentro del blanco. Esta pérdida de energía provocará que, en el espectro detectado, exista un desplazamiento del número de protones hacia energías menores que las inicialmente adquiridas en la colisión.

Debido a esto, el número de cuentas que medimos en cada bin viene modificado por dos términos: por una parte, hay protones que salen del choque con una cierta energía y, debido a las pérdidas sufridas en el interior del

blanco, se asocian a un bin de menor energía al llegar al detector¹. Por otra parte, también hay un exceso de cuentas en cada bin debido a las pérdidas de energía que sufren los protones que, inicialmente, tenían energías superiores. Este doble efecto deberá ser tenido en cuenta al calcular el flujo de neutrones del haz a partir del espectro de los protones detectados.

Para estudiar este efecto y poder corregirlo a la hora de analizar los datos se han hecho diferentes simulaciones en las que, generando un haz de protones con una energía dada, se simula el espectro resultante en el detector, de forma que se puede ver qué número de cuentas introduce cada bin de energía en cada uno de los bins inferiores. Se ha hecho una simulación diferente para cada bin de energía de los protones (de una anchura de 2 MeV), dentro del cual se han producido 10^4 sucesos con energía uniformemente distribuida dentro del intervalo dado, y situados en un punto aleatorio en el interior del blanco. El detector se encuentra a una distancia de 25 cm y se ha hecho vacío entre éste y el blanco. El resultado es que cada bin de energía inicial para el protón produce un espectro que cubre todos los bins de menor energía. En la Fig. 4.7 se muestra un ejemplo de este tipo de espectro generado.

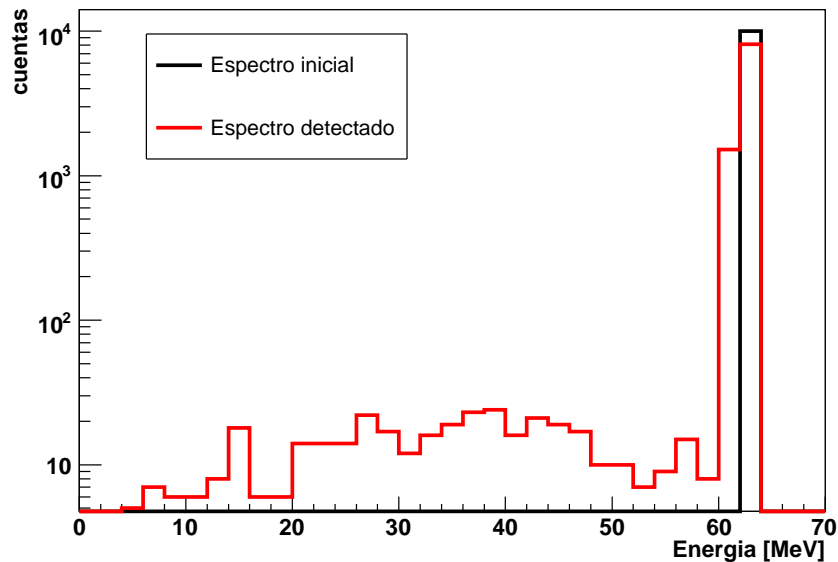


Figura 4.7: Ejemplo del espectro producido en el detector al lanzar 10^4 protones con energías comprendidas dentro de un único bin ($E_p = 60 - 62$ MeV, en este caso), para un espesor del blanco de $600 \mu\text{m}$.

¹Un caso particular de éstos son aquellos que pierden toda su energía y, por tanto, no llegan al detector.

El contenido inicial de cada bin de energía, y el contenido de cada uno de ellos en el espectro medido pueden relacionarse mediante una matriz. Si los espectros (inicial y detectado) son vectores columna donde cada elemento corresponde al contenido de cada bin de energía, y los elementos c_{ij} de la matriz son las fracciones correspondientes que cada bin deposita en los bins inferiores, obtenemos la siguiente relación matricial:

$$\begin{pmatrix} \text{Bin 1} \\ \text{Bin 2} \\ \text{Bin 3} \\ \dots \\ \text{Bin } n \end{pmatrix}_{\text{medido}} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & \dots & c_{1n} \\ 0 & c_{22} & c_{23} & \dots & c_{2n} \\ 0 & 0 & c_{33} & \dots & c_{3n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & c_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \text{Bin 1} \\ \text{Bin 2} \\ \text{Bin 3} \\ \dots \\ \text{Bin } n \end{pmatrix}_{\text{producido}}$$

donde los coeficientes c_{ij} son cero si $i > j$, ya que cada bin j de energía inicial sólo contribuirá con cuentas a aquellos bins i de menor energía. Además, se cumple que $0 \leq c_{ij} \leq 1$, ya que representan una fracción.

Los coeficientes de esta matriz de transferencia dependen de la energía y del espesor del material, por lo que es necesario construir una nueva matriz a partir de una nueva simulación para cada espesor que queramos corregir.

Invirtiendo esta matriz, podemos obtener numéricamente el valor del número de cuentas que se han producido en cada uno de los bins, a partir del número de cuentas medidas en cada uno de ellos.

Mediante este procedimiento, a partir del espectro que esperamos medir en el detector (y que ya hemos visto en la Fig. 4.6, resultado de la simulación anterior con GEANT4), calculamos el espectro original, cuyos resultados se muestran en la Fig. 4.8 para los espesores de $200 \mu\text{m}$ y $600 \mu\text{m}$.

Podemos comprobar que, efectivamente, utilizando estas correcciones sobre el espectro que vamos a medir, recuperamos el espectro original de los protones. Para ello, en la Fig. 4.9 se muestran, para cada uno de los dos espesores elegidos, el espectro de protones que habíamos calculado inicialmente, y el resultado obtenido a partir del espectro detectado y corregido mediante el procedimiento anterior. Se ve que el acuerdo entre ambos espectros es muy bueno, tal y como esperábamos, lo que da cuenta de la bondad del procedimiento.

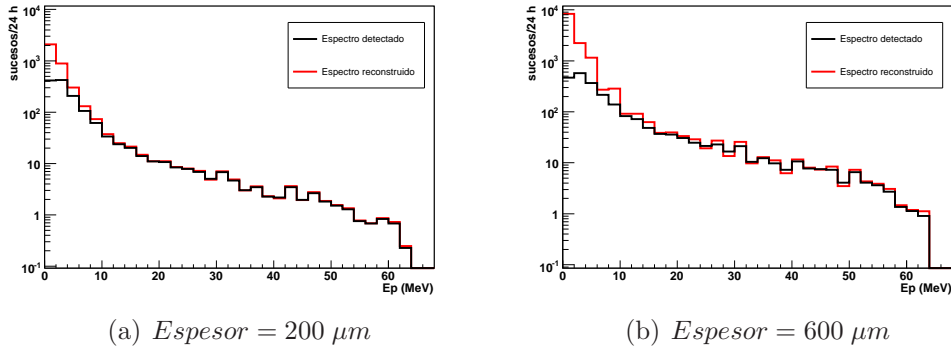


Figura 4.8: Espectro de protones calculado a partir del espectro medido utilizando las correcciones de *GEANT4* indicadas en el texto.

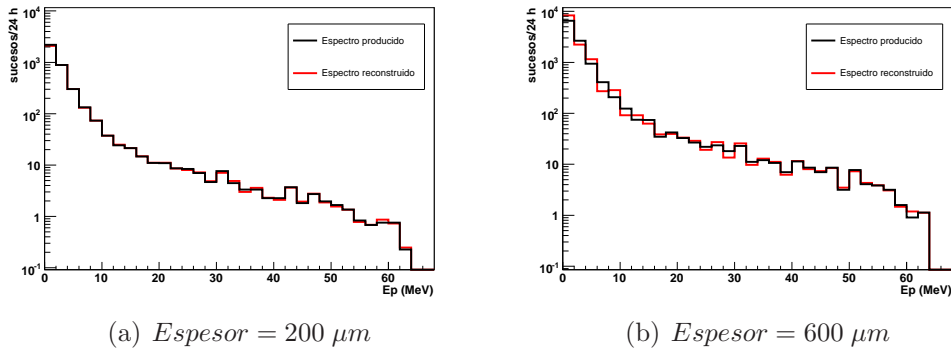


Figura 4.9: Comparación entre el espectro de protones inicial usado en la simulación y el resultado de aplicar las correcciones al espectro esperado en el detector. Se ve que existe un buen acuerdo entre ambos.

4.3. Reconstrucción del espectro de neutrones

Recordemos que lo que nos interesa es conocer el número de neutrones en función de la energía. Por tanto, podemos calcular el espectro energético de los neutrones incidentes a partir del espectro reconstruido de los protones incidentes (Fig. 4.8). Así obtenemos los histogramas que se muestran en la Fig. 4.10, donde también se comparan con los histogramas construidos únicamente con los protones detectados, sin haber hecho la corrección de las pérdidas indicada antes. Los representamos en escala logarítmica para poder comparar los datos con las gráficas que tenemos de la descripción del flujo

de n_TOF (Figs. 1.1 y 3.2).

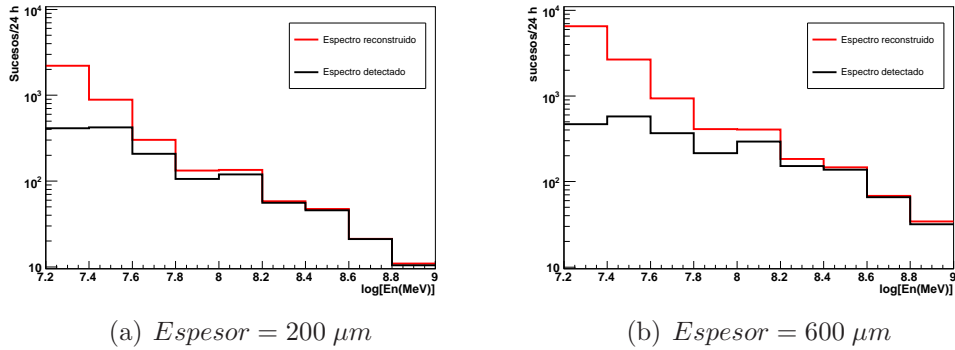


Figura 4.10: Comparación entre el espectro del número de neutrones calculado únicamente a partir del espectro de protones detectados (esto es, sin incluir ninguna corrección por pérdidas de energía) y el espectro de protones producidos (es decir, aplicando dichas correcciones) para dos espesores diferentes del blanco.

En esta memoria sólo hemos mostrado los resultados correspondientes a dos valores concretos para el espesor del blanco: $200 \mu\text{m}$ y $600 \mu\text{m}$. Lo hemos hecho así por considerar que éstos son dos buenos ejemplos para mostrar cómo la elección de este parámetro afecta al número de sucesos producidos y a las pérdidas de energía de los protones, que dependen fuertemente de su energía. No obstante, para elaborar este trabajo hemos hecho estudios con más valores del espesor y hemos llegado a la conclusión de que una solución intermedia podría estar en torno a $400 \mu\text{m}$. Por tanto, los espesores aquí mostrados podrían considerarse como serios candidatos para la realización de medidas separadas con blancos de diferente espesor. De esta forma, el más grueso nos permitiría obtener un mayor número de sucesos a altas energías, donde la probabilidad de interacción es pequeña, y el más fino se utilizaría para las medidas de baja energía, donde conviene minimizar las pérdidas dentro del blanco.

Capítulo 5

Estimación de incertidumbres

Hasta ahora nos hemos ocupado de estudiar los principios de funcionamiento del monitor de flujo de neutrones. Hemos intentado buscar los valores óptimos de sus parámetros y hemos calculado cuáles son los resultados que esperamos obtener. Sin embargo, un trabajo así no puede darse por concluido sin haber realizado un análisis de las incertidumbres que tendremos en nuestros resultados finales; esto es, una vez que el dispositivo haya sido montado y se hayan analizado los datos procedentes del experimento. El conocimiento de las incertidumbres en los resultados que se esperan obtener es la pieza clave en toda discusión sobre la viabilidad de montar un determinado detector. Por ello, en el presente capítulo, haremos una estimación de las incertidumbres que esperamos obtener con el monitor del flujo de neutrones descrito en este trabajo y, entonces, veremos cuáles son las posibilidades reales y las limitaciones que ofrece dicho diseño.

5.1. Incertidumbre en la energía del neutrón

Recordemos que vamos a poder calcular la energía del neutrón de dos formas diferentes: por una parte, a partir de la energía de los protones que salen retrodispersados del blanco y, por otra, midiendo el tiempo de vuelo de los neutrones. Así pues, vamos a estimar la incertidumbre que tendrá la energía del neutrón medida según los dos métodos.

La representación gráfica del TOF de los neutrones frente a la energía del protón para cada suceso detectado dará lugar a la aparición de una correlación experimental entre ambas cantidades que nos permitirá asociar una cierta incertidumbre a la energía del neutrón. No obstante, como este procedimiento es muy dependiente de las características técnicas del sistema de detección que se construya y de los datos experimentales que se obtengan,

no vamos a calcular aquí la variación que producirá en la incertidumbre el disponer de ambos resultados, sino que nos limitaremos a dar una estimación del valor que ofrecerá cada uno de ellos.

5.1.1. Usando el espectro de protones

Una de las formas de conocer la energía del neutrón incidente es a partir de la energía del protón retrodispersado y de su ángulo de salida (ambos observables en nuestro experimento). Por tanto, debemos conocer cómo se propaga la incertidumbre en las medidas de estas cantidades a la hora de calcular la energía del neutrón.

Ya hemos visto antes que la energía cinética del neutrón es función de la energía cinética del protón saliente y de su ángulo de dispersión, según la Ec. (3.1), por lo que podemos calcular analíticamente la incertidumbre en la energía deducida para el neutrón a partir de las incertidumbres en las medidas de θ y E_p .

Según los cálculos hechos en la Sección 3.3.3, podemos asignar una incertidumbre a la medida de θ de $\pm 2,4^\circ$ para el sistema compuesto por un blanco rectangular de 30 cm^2 de superficie, con una forma rectangular (donde la longitud del lado “x” es el doble que el de la dirección “y”), y colocado a 25 cm de un detector cuadrado de 1 cm^2 de sección. Por otra parte, vamos a considerar que la indeterminación en la energía del protón que incide sobre el detector es del 5% (la incertidumbre en la energía del neutrón viene dominada por la incertidumbre en θ , por lo que una pequeña variación en la incertidumbre de E_p no influirá de forma significativa en la incertidumbre final de la energía del neutrón).

Todo esto nos da unos valores para la incertidumbre en la energía del neutrón que van desde el 26,1% en la energía más baja (unos 20 MeV) hasta el 37,7% en la más alta (1 GeV), según se muestra en la Fig. 5.1. Estos mismos resultados se indican en la Tabla 5.1, ya separados en los intervalos logarítmicos de energía del neutrón, donde se puede ver que dicho valor es menor que la anchura en energía del bin, lo que implica que el uso de este método permitirá construir un histograma como los de la Fig. 4.10.

5.1.2. Usando el tiempo de vuelo

Recordemos que también vamos a medir la energía del neutrón mediante su tiempo de vuelo, donde la señal de inicio vendrá dada por la señal del pulso primario del Proton Synchrotron (o por la llegada del γ -flash, si se detecta), y la de paro, por la señal del pulso de protones en el detector. Vamos, pues,

Bin n°	$\log[E_n(\text{eV})]$	$\Delta E_n/E_n$ (%)	ΔE_n (MeV)	Anchura bin (MeV)
1	7,2 – 7,4	26,1	5,3	9,3
2	7,4 – 7,6	26,4	8,6	14,7
3	7,6 – 7,8	26,7	13,7	23,3
4	7,8 – 8,0	27,3	22,3	36,9
5	8,0 – 8,2	27,8	35,9	58,5
6	8,2 – 8,4	28,6	58,87	92,7
7	8,4 – 8,6	30,3	98,4	147,0
8	8,6 – 8,8	33,0	170,0	232,8
9	8,8 – 9,0	37,7	307,4	369,0

Tabla 5.1: Incertidumbre en la medida de la energía del neutrón en cada bin calculada a partir de la energía del protón dispersado.

a calcular la precisión en la medida de la energía que obtendremos por este método.

El tiempo de vuelo (TOF) de una partícula relativista de energía cinética E y masa m , que emplea en recorrer una distancia L es:

$$TOF = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \frac{mc^2}{E}} \quad (5.1)$$

La resolución en la energía viene dada por la resolución δT en la medida del tiempo de vuelo, y por δL que es la incertidumbre en la distancia realmente recorrida por la partícula.

Se puede ver que δT domina la resolución a altas energías, mientras que δL es dominante a bajas energías. Dado que sólo trabajaremos con neutrones que tengan una energía mayor a 20 MeV, despreciamos el efecto introducido por δL y calculamos la incertidumbre en la energía del neutrón debida a la incertidumbre en el tiempo de vuelo. Esto resulta ser:

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{mc^3}{EL} \delta T \left[\frac{E}{mc^2} \left(\frac{E}{mc^2} + 2 \right) \right]^{3/2} \quad (5.2)$$

Vemos que la resolución en energía del neutrón calculada por tiempo de vuelo está entre, aproximadamente, el 0,6 % para 20 MeV y el 8,3 % para

1 *GeV*. Como se puede observar en la Fig. 5.1, esta resolución es mucho mejor que la obtenida usando la energía del protón dispersado para deducir el espectro de los neutrones.

Una vez se haya realizado el experimento, dispondremos de los dos tipos de medidas y se podrá analizar la correlación existente entre ambas cantidades para los sucesos obtenidos, lo que nos permitirá asociar un valor concreto para la incertidumbre en la energía. Este valor dependerá en buena manera de la estadística que tengamos, por lo que no vamos a profundizar más sobre ese tema en el presente trabajo.

También se ha calculado el tiempo que tardan en llegar los protones que son dispersados en el blanco hasta el detector: Dado un ángulo de dispersión fijo $\theta = 72^\circ$, los protones que son dispersados por neutrones de energías comprendidas entre 20 *MeV* y 1 *GeV*, adquieren una energía cinética entre 2 *MeV* y 65 *MeV*, aproximadamente. Esto hace que el tiempo empleado en llegar desde el blanco hasta el detector esté en el intervalo de 3 – 18 *ns*, que es inferior a la resolución temporal del detector (de unos 60 *ns*, típicamente, como ya vimos en la Sección 3.2.2). Por lo tanto, podemos desprestigiar el efecto introducido por el tiempo de vuelo de los protones a la hora de calcular la energía de los neutrones.

5.2. Incertidumbre en el flujo de neutrones

Por otra parte, debemos estudiar cuál será la incertidumbre en el flujo de neutrones. Ya hemos visto que el número de neutrones viene dado por la Ec. (3.2). Por tanto, el error sistemático cometido al utilizar esta expresión procede de tres fuentes distintas: la forma de la curva del flujo de neutrones (de la que tenemos un conocimiento aproximado de su forma; recuérdese la Fig. 3.2), la sección eficaz de dispersión elástica neutrón-protón para el ángulo θ correspondiente (Fig. 3.9), y las características del blanco (densidad, espesor y superficie).

Supondremos que la incertidumbre debida a las características del blanco es despreciable frente a las otras dos. En la Tabla 5.2 se muestran, para cada uno de los bins del histograma, el error relativo debido a la forma del flujo y el error relativo en la sección eficaz (obtenido a partir de los errores de los datos experimentales extraídos de EXFOR y que se representaron en la Fig. 3.9). En la última columna se muestra el error relativo total, suma cuadrática de los dos términos anteriores.

Por otra parte, a la hora de analizar los datos experimentales, también tendremos una incertidumbre estadística debida al número de cuentas que

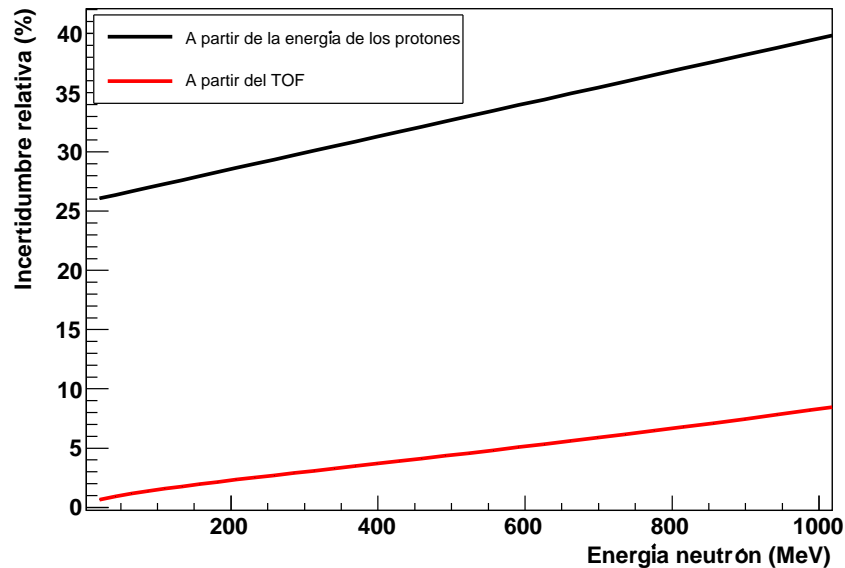


Figura 5.1: Incertidumbre relativa en la energía del neutrón a partir de los dos métodos explicados: análisis de la energía de los protones retrodispersados, y medida del tiempo de vuelo de los neutrones.

tengamos en cada bin. Como ya hemos comentado en la Sección 4.1, dedicada al cálculo del número de sucesos, podemos aumentar el número de detectores para aumentar la estadística. De esta forma, se aumenta el ángulo sólido que cubre el sistema y, en consecuencia, el número de cuentas pero sin empeorar la resolución angular, ya que el ángulo subtendido por cada detector sigue siendo el mismo. En ese caso, habría que tener en cuenta cuál es el valor exacto del ángulo de dispersión que mide cada uno de los detectores y corregirlo si es necesario.

También debemos tener en cuenta la incertidumbre asociada a las correcciones de las pérdidas de energía que hemos hecho en el capítulo anterior. Tal y como hemos explicado, el número de cuentas medido en cada intervalo de energía tiene una contribución espúrea de sucesos que, teniendo inicialmente una energía mayor, se han medido en dicho bin debido a las pérdidas que han sufrido en el interior del blanco; por otra parte, también hay un déficit en el número de cuentas debido a que los sucesos inicialmente producidos en ese intervalo también han sufrido pérdidas de energía. Así, el número de sucesos producidos en un determinado bin i de energía será:

<i>Bin n°</i>	$\log[E_n(\text{eV})]$	Incertidumbre flujo (%)	Incertidumbre sección eficaz (%)	Incertidumbre sistemática (%)
1	7,2 – 7,4	0,06	3,7	3,70
2	7,4 – 7,6	8,64	10,31	13,46
3	7,6 – 7,8	6,98	18	19,30
4	7,8 – 8,0	1,23	1,71	2,10
5	8,0 – 8,2	5,53	8,19	9,88
6	8,2 – 8,4	11,85	6,06	13,31
7	8,4 – 8,6	15,02	2,72	15,26
8	8,6 – 8,8	10,27	2,37	10,54
9	8,8 – 9,0	4,15	1,98	4,60

Tabla 5.2: Error sistemático en el número de cuentas debido a las incertidumbres en el conocimiento del flujo de neutrones y en la sección eficaz.

$$\begin{pmatrix} \text{Sucesos} \\ \text{reales } (i) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{Cuentas} \\ \text{medidas } (i) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \text{Cuentas} \\ \text{añadidas } (i) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \text{Cuentas} \\ \text{perdidas } (i) \end{pmatrix}$$

El peso de las correcciones que hagamos va a depender, obviamente, del número de cuentas totales de que dispongamos y, en consecuencia, del tiempo que dure la toma de datos. Podemos asociar a cada uno de los valores una incertidumbre dada por la estadística de Poisson, esto es, igual a la raíz cuadrada del número de cuentas. De esta forma, estamos contabilizando a la vez la incertidumbre estadística debida al número de cuentas que tenemos, y a las correcciones por pérdidas de energía. Haciendo esto obtenemos las incertidumbres indicadas en la Tabla 5.3, para dos espesores del blanco (200 μm y 600 μm). En dicha tabla también se muestra el error sistemático total calculado en la Tabla 5.2 para que resulte más fácil la comparación entre ambos valores.

Comparando estos valores con los de la Tabla 5.2, vemos que en casi todo el intervalo de energías estudiado, la incertidumbre en las correcciones es dominante frente a las incertidumbres en la sección eficaz y en la forma

Bin n°	$\log[E_n(\text{eV})]$	Incertidumbre sistemática (%)	Incert. corrección (%)	
			200 μm	600 μm
1	7,2 – 7,4	3,70	10,4	22,1
2	7,4 – 7,6	13,46	6,1	11,7
3	7,6 – 7,8	19,30	6,7	10,8
4	7,8 – 8,0	2,10	9,0	11,6
5	8,0 – 8,2	9,88	14,1	15,3
6	8,2 – 8,4	13,31	23,7	23,4
7	8,4 – 8,6	15,26	33,4	30,0
8	8,6 – 8,8	10,54	50,0	44,4
9	8,8 – 9,0	4,60	76,5	63,3

Tabla 5.3: Incertidumbre asociada a las correcciones por pérdidas de energía para dos espesores diferentes, en 24 h de medidas. También se muestra el error sistemático total obtenido en la Tabla 5.2.

del flujo. Por tanto, ésta va a ser la que determine la precisión con la que podamos hacer nuestro experimento.

Vemos que la mayor incertidumbre en las correcciones se obtiene para los bins que representan las energías mayores ya que, para esos valores, el número de cuentas es pequeño debido al bajo valor que presenta la sección eficaz.

Aumentando el tiempo de medida (o aumentando el número de detectores utilizados), conseguiremos obtener un mayor número de cuentas y, por lo tanto, reducir la incertidumbre de los resultados. Recordemos que los valores obtenidos hasta ahora correspondían a 4 detectores cuadrados de 1 cm^2 y a 24 h de medida. En la Fig. 5.2 se muestra la dependencia de la incertidumbre estadística en función del tiempo de medida para los dos valores del espesor indicados antes. Como era de esperar, esta incertidumbre disminuye al aumentar el tiempo de medida. En las gráficas sólo se muestra el comportamiento de aquellos bins que presentan valores extremos de la incertidumbre.

Comparando las Figs. 5.2(a) y 5.2(b) que representan la incertidumbre relativa de las correcciones para dos espesores del blanco (200 μm y 600 μm)

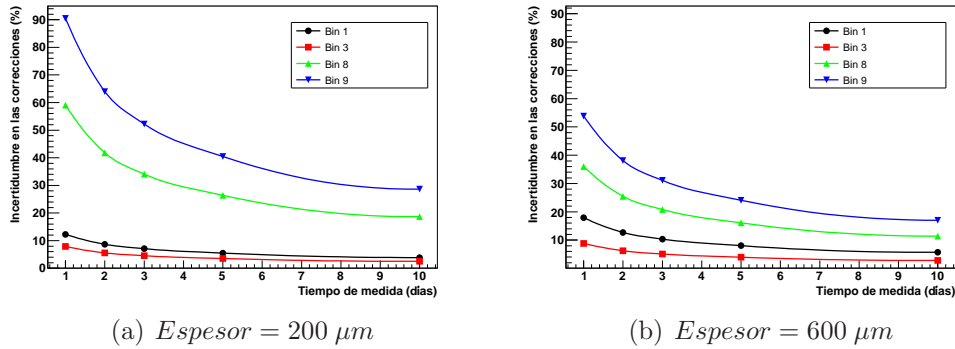


Figura 5.2: Dependencia de la incertidumbre estadística asociada a las correcciones (incluyendo las correcciones por pérdidas de energía) en función del tiempo de medida (en días) para varios bins de energía.

observamos que, para las energías más bajas, la incertidumbre es mayor en el blanco grueso que en el delgado, mientras que para las energías altas, ocurre lo contrario. Esto es consecuente con el hecho de que, cuanto menor es la energía, mayores son las pérdidas dentro del material del blanco.

Tal y como ya habíamos discutido anteriormente, esto hace que no sea posible encontrar un valor único para el espesor que tenga un buen comportamiento a todas las energías. Por tanto, puede ser positivo hacer el experimento con dos blancos de diferente espesor y comparar los datos de ambos, ya que cada uno de ellos ofrecerá un mejor resultado en un determinado intervalo de energías. Ambas series de datos podrán combinarse usando los valores obtenidos en la región intermedia, lo que permitirá obtener una normalización común a ambos blancos.

Una medida del flujo de neutrones de n_TOF en este intervalo de energías con la incertidumbre calculada en esta sección supone un importante avance en el conocimiento de dicho flujo ya que, como hemos comentado anteriormente, los detectores actualmente instalados en n_TOF no permiten medir el valor del flujo de neutrones para energías mayores de 20 MeV.

Conclusiones

Al principio de este trabajo se ha resaltado la importancia que tiene la medida de las secciones eficaces de fisión y de captura radiativa inducidas por neutrones. Hemos visto que n_TOF es una instalación encaminada a paliar el déficit de datos experimentales existentes al respecto y a mejorar los ya disponibles, pues la intensidad del haz de neutrones que proporciona en un rango tan amplio de energías (desde $0,02\text{ eV}$ hasta 1 GeV) la convierte en una instalación única en el mundo. Gracias a esas características, desde el año 2002 está dando unos resultados de secciones eficaces de reacción inducidas por neutrones con una precisión y a unas energías que no se habían alcanzado hasta entonces.

Como ya hemos mencionado, necesitamos conocer con precisión el valor del flujo de neutrones en todo el rango de energías para poder calcular la sección eficaz de reacción de los núcleos a estudiar. El presente trabajo se encamina en esa dirección y pretende dar medidas del flujo para energías por encima de 20 MeV , donde no hay ningún detector instalado que ofrezca resultados experimentales.

En este trabajo se ha estudiado la posibilidad de construir un monitor de flujo de neutrones de muy alta energía para n_TOF. La técnica elegida ha sido un detector por retrodispersión de protones en un blanco sólido rico en hidrógeno, por ser éste el diseño más adecuado para medir el espectro de neutrones en nuestra región de energías de interés (trabajaremos en el rango de 20 MeV hasta 1 GeV). Además, constituye una propuesta relativamente sencilla desde el punto de vista técnico.

Debemos, pues, resaltar las siguientes conclusiones:

- Se ha demostrado que la construcción e instalación de este monitor es viable. En el desarrollo de los cálculos se ha visto que se puede obtener una estadística suficiente para obtener valores fiables del flujo de neutrones y con una resolución en energía que dependerá de las características precisas que tenga el diseño final pero que, en todo caso, satisfacen las expectativas requeridas.

- La existencia del γ -flash supone una complicación adicional. Aunque por una parte lo utilizaremos como calibración de tiempos, debemos asegurarnos que el número de sucesos del γ -flash recogidos en nuestro detector sea mucho menor que el número de sucesos válidos que tengamos, para así poder detectar aquellos neutrones con energía mayor de 100 MeV que, de otra forma, llegarían al detector dentro de la ventana de tiempo muerta iniciada con la llegada del γ -flash.
- Hemos visto que la elección de un ángulo de dispersión adecuado es una tarea delicada. Hemos encontrado que el ángulo óptimo estará en torno a 70° (recuérdese que en los cálculos hemos usado $\theta = 72^\circ$, porque para ese valor preciso disponíamos de resultados experimentales). Ya hemos discutido que, si disminuimos el ángulo por debajo de ese valor, nos encontramos con que la sección eficaz de dispersión elástica neutrón-protón disminuye y, por lo tanto, también el número de interacciones neutrón-protón producidas. Por el contrario, aumentar el ángulo implica aumentar las pérdidas de energía de los protones ya que éstos saldrán retrodispersados con una energía menor.
- La mejor resolución angular se obtiene con un blanco rectangular, donde al aumentar una de las dimensiones (la paralela al plano que formaría la dirección del haz con el eje que une el centro del blanco con el centro del detector) se produce un empeoramiento de la resolución angular mucho mayor que si se aumenta la dimensión perpendicular. Por otra parte, la distancia entre el blanco y el detector debe estar en torno a los 30 cm . Disminuir esta distancia aumentaría el ángulo sólido cubierto por el detector pero el detector debe situarse fuera del haz y de su halo. No obstante, aumentar el número de detectores implicaría un aumento del número de sucesos sin afectar a la resolución angular.
- No podemos dar un valor definitivo para la distancia entre el blanco y el detector mientras no sepamos con certeza cuál será el emplazamiento definitivo del monitor en las nuevas campañas de medidas de fisión de n_TOF, que dependerá del espacio disponible en la Sala Experimental y en la “Escape Line“. Además, la colocación de otros elementos (como pueden ser colimadores, blindajes. . .) puede afectar al tamaño del haz que llegue a nuestro monitor. En cualquier caso, todos los parámetros deberán ajustarse conforme a las dimensiones reales que tenga el haz.
- Se ha hecho un estudio de las pérdidas de energía de los protones dis-

persados y se ha llegado a la conclusión de que es necesario hacer vacío entre el blanco y el detector, ya que los protones de menor energía serían frenados completamente en el aire que hubiese entre ellos. Esto nos impediría obtener valores del flujo para energías por debajo de 40 MeV (equivalente a $\log[E(\text{eV})] = 7,6$), necesarios para poder normalizar el valor del flujo usando los resultados que se obtengan en los experimentos de fisión).

- Se ha mostrado que el espesor del blanco también juega un papel importante en las pérdidas de energía, el cual debe ser del orden de unos cientos de micras para que exista un buen compromiso entre el número de protones dispersados (que aumenta linealmente con el espesor) y la cantidad de ellos que son absorbidos en su interior.
- Debe considerarse la posibilidad de trabajar con varios blancos de espesores distintos, de forma que cada uno de ellos proporcione resultados de mejor calidad en una región diferente del espectro.
- Es necesaria una toma de medidas con un blanco de carbono puro para poder evaluar correctamente el efecto de las reacciones producidas en los núcleos de carbono del blanco de polietileno.
- Esperamos obtener una resolución en energía de los neutrones comprendida entre el 26 % y el 37 % cuando la calculamos a partir de la energía de los protones dispersados, y menor del 8 % si utilizamos la medida del tiempo de vuelo. La incertidumbre esperada en el número de cuentas es menor de un 30 % si se prolonga el tiempo de medida durante unos pocos días.

A la vista de las resoluciones en energía y en flujo que esperamos conseguir, podemos concluir que la utilización de un monitor como el diseñado en el presente trabajo nos permitirá obtener una descripción del espectro de neutrones del haz de n-TOF mejor que la disponible hasta el momento en el rango de energías comprendido entre 20 MeV y 1 GeV .

Apéndice A

Cinemática de la colisión elástica neutrón - protón.

El principio de funcionamiento del monitor presentado en este trabajo se basa en la dispersión elástica de protones por neutrones. Por tanto, vamos a analizar la cinemática de la colisión.

El problema de la colisión elástica de dos cuerpos está desarrollado en múltiples libros, tanto de Mecánica Clásica [41] como de Mecánica Cuántica [42]. Nuestro objetivo es obtener la energía del neutrón incidente a partir del ángulo y de la energía del protón retrodisperso (observables en nuestro experimento).

A.1. Colisión elástica de dos cuerpos

Sea una colisión elástica entre un neutrón y un protón inicialmente en reposo (Fig. A.1). Después del choque, el neutrón saldrá dispersado un ángulo ϕ , y el protón, un ángulo θ (que será el que midamos). Además, también mediremos la energía final del protón.

De la Fig. A.1, y por conservación del momento:

$$p_n + p_p = p'_p \cos \theta + p'_n \cos \phi \quad (\text{A.1})$$

$$0 = p'_p \sin \theta - p'_n \sin \phi \quad (\text{A.2})$$

Combinando (A.1) y (A.2):

$$p_n = p'_p \left(\cos \theta + \frac{\sin \theta}{\tan \phi} \right) \quad (\text{A.3})$$

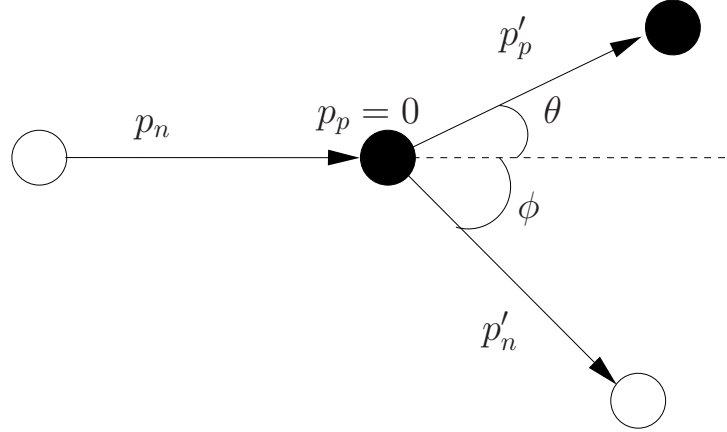


Figura A.1: Colisión elástica neutrón-protón.

De donde podemos despejar p'_p , que es lo que vamos a medir:

$$p'_p = \frac{p_n}{\left(\cos \theta + \frac{\sin \theta}{\tan \phi}\right)} \quad (\text{A.4})$$

En una colisión relativista, tal y como es nuestro caso, se puede comprobar [41] que se cumple la siguiente relación para los ángulos de salida de las dos partículas:

$$\tan \theta \tan \phi = -\frac{2}{1 + \gamma_1} \quad (\text{A.5})$$

donde γ_1 es el factor de Lorentz de la partícula incidente¹. En la deducción de esta expresión se ha supuesto que ambas partículas tienen la misma masa; el signo negativo sólo indica que θ y ϕ se miden en sentidos opuestos.

Despejando $\tan \phi$ en (A.5) y sustituyéndolo en (A.4) se obtiene que el momento final del protón retrodispersado es:

$$p'_p = \frac{2p_n \cos \theta}{2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \left(2 + \frac{T_n}{m_n c^2}\right)} = \frac{2 \cos \theta \sqrt{(T_n + m_n c^2)^2 - m_n^2 c^4}}{2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \left(2 + \frac{T_n}{m_n c^2}\right)} \quad (\text{A.6})$$

Lo que nos permite conocer su energía cinética final, que está relacionada con su momento según la expresión:

$$T'_p = -m_p c^2 + \sqrt{m_p^2 c^4 + p_p'^2 c^2} \quad (\text{A.7})$$

¹Recuérdese que: $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, donde v es la velocidad de la partícula.

con lo que ya tenemos perfectamente determinada la energía cinética del protón retrodispersado en función de su ángulo de salida θ y de la energía inicial del neutrón T_n . La representación gráfica de esta función de dos variables puede verse en la Fig. A.2.

Finalmente, podemos despejar la energía cinética inicial del neutrón T_n en (A.6):

$$T_n = \frac{-\frac{p_p'^2}{m_n} \sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta \left[m_n c^2 - \sqrt{p_p'^2 c^2 + m_n^2 c^4} \right]}{\frac{p_p'^2}{2m_n^2 c^2} \sin^4 \theta - 2 \cos^2 \theta} \quad (\text{A.8})$$

Así, la energía cinética del neutrón incidente queda unívocamente definida por la energía cinética final del protón y por el ángulo de dispersión de éste, que son dos cantidades que serán medidas experimentalmente.

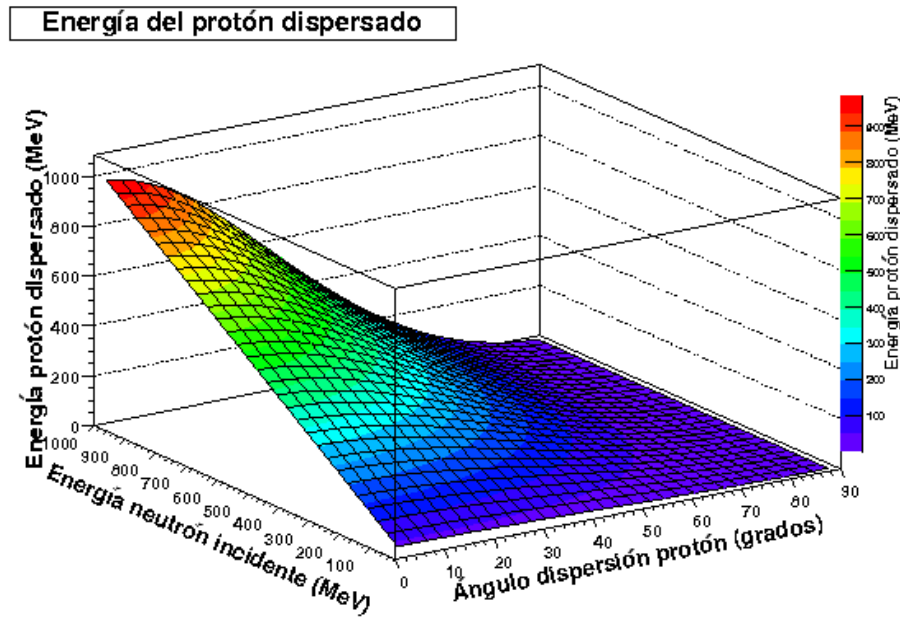


Figura A.2: Energía cinética del protón dispersado en función de la energía cinética del neutrón incidente y del ángulo de dispersión.

Bibliografía

- [1] E. González Romero A. Mengoni, F. Käppeler and The n_TOF Collaboration. *n_TOF-Ph2*. 2005. CERN-INTC-2005-021.INTC-P-197.
- [2] C. Rubbia et al. *A High Resolution Spallation Driven Facility at the CERN-PS to measure Neutron Cross Sections in the Interval from 1 eV to 250 MeV*. 1998. CERN/LHC/98-02 (EET) and CERN/LHC/98-02 (EET)-Add.1.
- [3] C. Borcea et al. *Appl. Phys. A*, 74 Suppl:55–57, 2002.
- [4] U. Abbondanno et al. and The n_TOF Collaboration. *CERN n_TOF: Performance Report*. 2002. CERN-SL-2002-053 ECT.
- [5] Vlachoudis et al. Monte Carlo Simulation of the Neutron Time of Flight Facility at CERN. In *Proceedings of the Monte Carlo 2000 Conference, Lisbon, 2000*.
- [6] C. Borcea et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 513:524–537, 2003.
- [7] C. Coceva et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 489:346–356, 2002.
- [8] The n_TOF Collaboration. *Proposal for a Neutron Time of Flight Facility*. 1998. CERN/SPSC 99-8 SPSC/P310.
- [9] C. Paradela. *Estudio de un monitor de neutrones para la instalación nTOF. (Memoria de licenciatura)*. Universidad de Santiago de Compostela, 2002.
- [10] C. Paradela. *Instalación y calibración de un monitor de neutrones para nTOF. (Trabajo de investigación tutelado)*. Universidad de Santiago de Compostela, 2003.
- [11] The n_TOF Collaboration. *Study of the Background in the Measuring Station at the n_TOF Facility at CERN: Sources and Solutions*. CERN/INTC 2001-038.

-
- [12] A. Ferrari, C. Rubbia, and V. Vlachoudis. *A comprehensive study of the n-TOF background*. CERN SL-2002-011 (ECT).
- [13] S. Marrone et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 517:389–398, 2004.
- [14] G. Lövestam. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 566:609–614, 2006.
- [15] T. Miura et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 493:99–105, 2002.
- [16] M. Baba et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 428:454–465, 1999.
- [17] N. P. Hawkes et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 476:506–510, 2002.
- [18] M. Cinausero et al. *J. Phys: Conf. Ser.*, 41:219–224, 2006.
- [19] E. Martinez et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 385:345–353, 1997.
- [20] M. F. L' Annunziata. *Handbook of Radioactivity Analysis*. Elsevier Science (USA), 2003.
- [21] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc., 2000.
- [22] ENDF/B-VII.0 (American Evaluated Nuclear Data File).
<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.htm>.
- [23] Janis 3.0 (Java-based Nuclear Information Software).
<http://www.nea.fr/janis>.
- [24] C. Wagemans. *The Nuclear Fission Process*. CRC Press, 1991.
- [25] A. Bohr and B. R. Mottelson. *Nuclear Structure. Volume I*. World Scientific, 1998.
- [26] R. D. Evans. *The Atomic Nucleus*. McGraw-Hill, Inc., 1955.
- [27] E. Fermi. (Course Notes Compiled by Jay Orear, A. H. Rosenfeld, and R. A. Schluter). *Nuclear Physics*. The University Of Chicago Press, 1974.
- [28] R. Jastrow. *Phys. Rev.*, 81:165–170, 1951.
- [29] EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data).
<http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor00.htm>.

- [30] C. Paradela. *Measurement of the $U-234(n,f)$ cross section with PPAC detectors at the n -TOF Facility*. PhD thesis, Universidad de Santiago de Compostela, 2005.
- [31] M. Gascón. *Espectroscopía γ mediante el uso de cristales de CsI y fotomultiplicadores (Memoria de licenciatura)*. Universidad de Santiago de Compostela, 2007.
- [32] National Institute of Standards and Technology. <http://physics.nist.gov>.
- [33] N. Tsoulfanidis. *Measurement and Detection of Radiation*. Taylor and Francis., 1995.
- [34] J. Franz et al. *Nucl. Phys. A*, 472:733–758, 1987.
- [35] S. G. Mashnik. *Nucl. Phys. A*, 568:703–726, 1994.
- [36] <http://root.cern.ch>.
- [37] W.R.Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [38] M. Gascón. *El uso de fotodiodos de avalancha en calorimetría γ (Trabajo de investigación tutelado)*. Universidad de Santiago de Compostela, 2007.
- [39] <http://www.nea.fr/abs/html/nea-1688.html>.
- [40] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [41] J. B. Marion. *Dinámica clásica de las partículas y sistemas*. Ed. Reverté S.A., 1991.
- [42] A. Galindo y P. Pascual. *Mecánica Cuántica*. EUDEMA, 1989.