

Trabajo de Fin de Grado

Daniel Vázquez Lago

18 de junio de 2025

Índice

1. Introducción	3
2. Motivación experimental	3
2.1. Núcleos ricos en neutrones	3
2.2. Núcleo halo	3
2.3. Reacción de transferencia $^{11}\text{Li}(\text{d,t})^{10}\text{Li}$	4
2.4. Modelo de capas	5
3. Metodología	5
3.1. Cinemática	5
3.1.1. Relatividad especial	5
3.1.2. Notación	6
3.1.3. Cálculo de los ángulos	6
3.2. ACTAR TCP	8
3.3. Pérdidas de energía en el Gas	8
3.4. Detectores	8
4. Simulación	8
5. Análisis de los resultados	8
Referencias	9

1. Introducción

La física nuclear es una rama fundamental de la física que estudia las propiedades, estructura y transformaciones del núcleo atómico. Desde el descubrimiento de la radiactividad a finales del siglo XIX hasta el desarrollo de modelos nucleares avanzados en el siglo XXI, esta disciplina ha tenido un profundo impacto tanto en la comprensión de la materia como en múltiples aplicaciones tecnológicas y científicas. Entre estas destacan la producción de energía nuclear, las técnicas de diagnóstico y tratamiento médico, la datación radiométrica y el estudio de procesos astrofísicos como la nucleosíntesis estelar.

Los núcleos con un alto número de neutrones, según los modelos actuales, juegan un papel fundamental en los procesos astrofísicos, en particular en la producción de átomos pesados que hallamos en el universo. En este contexto el estudio de sus características principales se hacen fundamentales para comprender cómo funcionan estas cadenas de producción de átomos pesados, tanto para comprender bajo qué condiciones aparecen y conocer cuáles reacciones predominan y en qué clase de estrellas.

Sin embargo estudiar átomos ricos en neutrones presenta una gran dificultad, al ser núcleos muy poco estables e incluso no ligados. Precisamente por la dificultad de producción en muchos casos se necesitan instalaciones y experimentos muy particulares, diseñados específicamente para medir reacciones nucleares. Entre estos experimentos encontramos en ACTAR TPC con implicación directa de la USC a través del IGFAE, y que como veremos, nos permitirá caracterizar con precisión reacciones nucleares de transferencia, qué tal y como veremos, nos permitirá extraer información acerca de núcleos con un número alto de neutrones.

2. Motivación experimental

2.1. Núcleos ricos en neutrones

El estudio de núcleos ricos en neutrones son, en la física nuclear moderna, una de las ramas de mayor interés. No solo porque son fundamentales a la hora de entender los procesos astrofísicos [5], (proceso de captura rápida de neutrones), los cuales parecen responsables de la creación de la mayor parte de núcleos muy pesados ($60 < A$), que se dan en la expansión tras un colapso del núcleo de una supernova, o la descompresión de la materia neutrónica emitida por la fusión de una estrella binaria compacta de neutrones; sino porque revelan nuevas estructuras nucleares (halos nucleares, modificación del orden de las capas nucleares y números mágicos...).

Estas nuevas estructuras nucleares ponen a prueba modelos nucleares a prueba, y arrojan información necesaria para adaptar modelos fenomenológicos que permitirán obtener resultados teóricos extrapolados a otros neutrones ricos en neutrones imposibles de medir experimentalmente por la incapacidad actual de producirlos (debido a su baja estabilidad y su falta de estados ligados).

2.2. Núcleo halo

La drip-line de neutrones sigue siendo un misterio para nosotros, conociendo únicamente 8 o 9 elementos sobre ella, particularmente en los átomos ligeros. En aquellos que se ha alcanzado esta drip-line los núcleos presentan formas exóticas, comportamientos anómalos que no son vistos en núcleos en la estabilidad. Los halos de neutrones son uno de los fenómenos más llamativos, ya que presentan

propiedades inesperadas, como un tamaño (radio) mas grande de lo que se habría (Poner ejemplo). [4].

El halo de neutrones es, en esencia, una manifestación del efecto túnel cuántico, que surge cuando un estado nuclear ligado se encuentra muy próximo al continuo energético [4], es decir, a un estado no ligado. Para que se de una estructura de halo se necesita una combinación de energía de ligadura de neutrones muy pequeña (< 1 MeV) y una fuerza de corto alcance (como es la fuerza nuclear). El requerimiento de que la energía de ligadura sea pequeña hace que la mayor parte de los halos solo puedan tener uno o dos neutrones en el halo. Dicha combinación de factores permite al neutrón a través del efecto túnel moverse alrededor del core nucleo, lo que conlleva a su vez que el núcleo tenga un tamaño más grande de lo normal: la función de ondas de los neutrones hace probable que este a distancias mucho más lejanas.

Un núcleo Borromeano es un sistema cuántico de tres cuerpos que se representa como un núcleo con halo de dos neutrones ($2n$), compuesto por un núcleo central + $n + n$, en el que ninguno de los subsistemas de dos cuerpos (núcleo + neutrón o neutrón + neutrón) está ligado, pero el sistema completo de tres cuerpos sí forma un estado ligado [1]. Ejemplos típicos de átomos Borromeanos: ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$ y ${}^{17}\text{B}$.

2.3. Reacción de transferencia ${}^{11}\text{Li}(d,t){}^{10}\text{Li}$

La reacción en la que nos vamos a centrar nosotros es:



Esta reacción es una de las más interesantes a la hora de obtener información acerca de núcleos halo con precisión, en particular información acerca el ${}^{10}\text{Li}$. La reacción de transferencia ${}^{11}\text{Li}(d,t){}^{10}\text{Li}$ es particularmente interesante dentro del estudio de núcleos exóticos debido a su capacidad para proporcionar información directa sobre la estructura del halo de ${}^{11}\text{Li}$. A diferencia de muchas reacciones que sólo permiten estudiar el espectro excitado de ${}^{10}\text{Li}$, esta reacción accede directamente a las configuraciones de un solo neutrón en ${}^{11}\text{Li}$, facilitando la reconstrucción de sus componentes estructurales.

¿Por qué es relevante estudiar ${}^{11}\text{Li}(d,t){}^{10}\text{Li}$?

- Permite investigar el papel de los estados resonantes de ${}^{10}\text{Li}$ en la estructura del halo de ${}^{11}\text{Li}$. Dado que ${}^{10}\text{Li}$ es inestable y no tiene un estado ligado, su estudio experimental es muy complicado, y esta reacción permite observar sus resonancias de forma más directa. [3].
- La transferencia de un neutrón desde ${}^{11}\text{Li}$ al deuterón que forma el tritón permite poblar estados de ${}^{10}\text{Li}$ con características específicas de momento angular y energía, mostrando la naturaleza de las configuraciones $s_{1/2}$ y $p_{1/2}$ en el estado fundamental de ${}^{11}\text{Li}$. [2].
- Es sensible a los factores espectroscópicos, es decir, permite medir la probabilidad de encontrar una cierta configuración de un neutrón y ${}^{10}\text{Li}$ en el estado fundamental de ${}^{11}\text{Li}$, lo cual no es accesible en muchas otras reacciones. [3].

Ventajas frente a otras reacciones de transferencia

- A diferencia de otras como ${}^9\text{Li}(d,p){}^{10}\text{Li}$, la reacción ${}^{11}\text{Li}(d,t){}^{10}\text{Li}$ accede directamente a la estructura del halo en ${}^{11}\text{Li}$, no sólo a la existencia de resonancias en ${}^{10}\text{Li}$. [2].

- El modelo DWBA aplicado en este tipo de estudios, junto con funciones de solapamiento derivadas de un modelo tridimensional, permite una comparación más directa y realista con datos experimentales. [2].

En resumen, la reacción $^{11}\text{Li}(d,t)^{10}\text{Li}$ no sólo aporta datos sobre los estados de ^{10}Li , sino que se convierte en una herramienta crucial para entender cómo se configura el halo en ^{11}Li , permitiendo extraer porcentajes de contribuciones tipo $s_{1/2}$ y $p_{1/2}$, y estudiar la ruptura del cierre de capa en $N = 8$. Por ello, tiene una relevancia singular dentro de la física nuclear de sistemas exóticos.

2.4. Modelo de capas

3. Metodología

Ahora tenemos claro lo que queremos medir:

En esta sección describimos paso a paso los procesos que caracterizan la reacción de transferencia:



desde el haz de litio 11, hasta la medida de las partículas ligeras

3.1. Cinemática

3.1.1. Relatividad especial

La relatividad especial nos permite estudiar la conservación de la energía y el momento usando los cuadvectores. Definimos el 4-momento P de una partícula de masa m que se mueve a una velocidad v de un sistema de coordenadas como:

$$P = (p^0, \mathbf{p}) = m\gamma(c, \mathbf{v}) = \left(\frac{E}{c}, \mathbf{p} \right) \quad (3)$$

La norma de un cuadvimomento cualquiera viene dado siempre por

$$P^2 = -m^2 c^2 \quad (4)$$

Lo que antes era la ley de conservación de la energía y la ley de conservación del momento de cualquier fenómeno físico, ahora se puede condensar ahora en:

$$\sum P_{inicial} = \sum P_{final} \quad (5)$$

Cuando un sistema de referencia se mueve a una velocidad $\mathbf{v} = (v, 0, 0)$ respecto otro debemos usar las **transformaciones de Lorentz** para calcular el cambio del cuadvimomento \mathbf{p} de una partícula en ambos sistemas de referencia. Si denotamos con primas a los momentos/energía del sistema que se mueve, tendremos que

$$E'/c = \gamma(E/c - \beta p_x) \quad (6)$$

$$p'_x = \gamma(p_x - \beta E/c) \quad (7)$$

$$p'_y = p_y \quad (8)$$

$$p'_z = p_z \quad (9)$$

siendo la transformación inversa:

$$E/c = \gamma(E'/c + \beta p'_x) \quad (10)$$

$$p_x = \gamma(p'_x + \beta E'/c) \quad (11)$$

$$p_y = p'_y \quad (12)$$

$$p_z = p'_z \quad (13)$$

ya que ahora el sistema que se mueve se mueve a la velocidad $\mathbf{v} = (-v, 0, 0)$. Los factores γ y β (en este sistema) se definen como:

$$\beta = \frac{v_x}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (14)$$

3.1.2. Notación

El proceso de interacción viene dado por

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 \quad (15)$$

A partir de ahora nos referiremos a estas partículas como 1, 2, 3 y 4. Así p_1 será el momento de la partícula uno. Dado que en función del sistema de referencia tendremos un valor de momento u otro, necesitaremos especificar que sistema de referencia seguimos. Usaremos la siguiente notación: p_1 es el momento en el sistema laboratorio y p'_1 es el sistema del centro de masas. En la siguiente figura presentamos un esquema de ambos sistemas de referencia, y como son las partículas para cada uno de ellos.

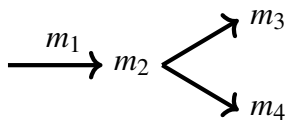


Figura 1: Sistema Laboratorio

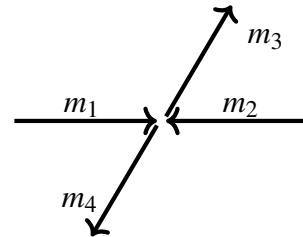


Figura 2: Sistema Centro de Masas

3.1.3. Cálculo de los ángulos

En esta sección trataremos de obtener los ángulos de salida de las partículas 3 y 4 (y sus energías) en función de las variables conocidas: energía cinética y masas de las partículas. Para esto necesitaremos

calcular las energías de las partículas en el sistema centro de masas, ya que las relaciones de conservación de la energía es mucho mas sencilla en este sistema referencial. Luego podremos recuperarlas usando la *transformada de Lorentz*.

Como podemos ver en las figuras, en el sistema laboratorio la partícula 1 está en movimiento mientras que la partícula 2 está en reposo. Eso nos lleva a que sus momentos, en el sistema de referencia del laboratorio:

$$P_1 = (E_1/c, \mathbf{p}_1) \quad P_2 = (m_2c, 0) \quad (16)$$

$$P_3 = (E_3/c, \mathbf{p}_3) \quad P_4 = (E_4/c, \mathbf{p}_4) \quad (17)$$

Por otro lado, los momentos en el sistema de referencia del centro de masas vendrán dados por

$$P'_1 = (E'_1/c, \mathbf{p}'_1) \quad P'_2 = (E'_2/c, -\mathbf{p}'_1) \quad (18)$$

$$P'_3 = (E'_3/c, \mathbf{p}'_3) \quad P'_4 = (E'_4/c, -\mathbf{p}'_3) \quad (19)$$

Asumiremos que la partícula 1 incidente se mueve únicamente en el eje x tal que $\mathbf{p}_1 = (p_1, 0, 0)$. En ese caso el sistema centro de masas se moverá respecto al sistema laboratorio en el eje x , por lo que habrá que aplicar la transformaciones de Lorentz (6 y 7) siendo válidas para *cualquier cuádrimomento*. Definimos las energías totales como $E_{tot} = E_1 + E_2$ y como $E'_{tot} = E'_1 + E'_2$, siendo esta última la *energía del centro de masas*, que verifica que

$$E'_{tot} \equiv E_{CM} = E_{tot}^2 - c^2 p_1^2 \quad (20)$$

Tanto E_{tot} como E'_{tot} son variables conocidas. Nos interesa calcular las energías E'_3 y E'_4 , que usando la transformación de Lorentz nos servirán para estudiar las energías E_3 y E_4 , así como los momentos. Las relaciones se pueden calcular como

$$E'_c = E'_{tot} - E_{ex} \quad (21)$$

siendo E_{ex} la parte de la energía inicial que se convierte en energía de estados excitados de las partículas 3 y 4. Así pues:

$$E'_3 = \frac{1}{2} \left(E'_c + \frac{m_3^2 c^4 - m_4^2 c^4}{E'_c} \right) \quad (22)$$

$$E'_4 = \frac{1}{2} \left(E'_c + \frac{m_4^2 c^4 - m_3^2 c^4}{E'_c} \right) \quad (23)$$

A partir de estos valores de E'_3 y E'_4 podemos calcular el valor de los momentos p'_3 y p'_4 (en módulo). Podemos suponer sin ningún tipo de problema que la coordenada x de los momentos vienen dadas por

$$p'_{3x} = p'_3 \cos(\theta'_3) \quad (24)$$

$$p'_{4x} = p'_4 \cos(\theta'_4) \quad (25)$$

de este modo podemos aplicar las transformaciones de Lorentz para hallar los valores del $\cos(\theta_3)$ y $\cos(\theta_4)$. Así, usando la ecuación 11:

$$p_3 \cos(\theta_3) = \gamma(p'_3 \cos(\theta'_3) + \beta E'_3/c) \quad (26)$$

despejando $\cos(\theta)$ obtenemos:

$$\cos(\theta_3) = \frac{\gamma}{p_3}(p'_3 \cos(\theta'_3) + \beta E'_3/c) \quad (27)$$

El cálculo de p_4 es exactamente igual, obteniendo

$$\cos(\theta_4) = \frac{\gamma}{p_4}(p'_4 \cos(\theta'_4) + \beta E'_4/c) \quad (28)$$

3.2. ACTAR TCP

3.3. Pérdidas de energía en el Gas

3.4. Detectores

Hay que mencionar los siguientes puntos:

- Tamaño y resolución
- Union PN

4. Simulación

5. Análisis de los resultados

Referencias

- [1] M. Mazzocco C. Signorini y D. Pierroutsakou. “Low Energy Halo Nuclei”. En: *Handbook of Nuclear Physics*. Ed. por Isao Tanihata, Hiroshi Toki y Toshio Suzuki. Singapore: Springer Nature, 2023. Cap. 29, págs. 1126-1200. ISBN: 978-981-15-8817-4. DOI: [10.1007/978-981-15-8818-1_25](https://doi.org/10.1007/978-981-15-8818-1_25). URL: https://doi.org/10.1007/978-981-15-8818-1_25.
- [2] J. Casal, M. Gómez-Ramos y A.M. Moro. “Description of the $^{11}\text{Li}(p,d)^{10}\text{Li}$ transfer reaction using structure overlaps from a full three-body model”. En: *Physics Letters B* 767 (2017), págs. 307-313. ISSN: 0370-2693. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.02.017](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.02.017). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269317301077>.
- [3] A. Sanetullaev et al. “Investigation of the role of ^{10}Li resonances in the halo structure of ^{11}Li through the $^{11}\text{Li}(p,d)^{10}\text{Li}$ transfer reaction”. En: *Physics Letters B* 755 (2016), págs. 481-485. ISSN: 0370-2693. DOI: [10.1016/j.physletb.2016.02.060](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.02.060). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316001568>.
- [4] Isao Tanihata y Björn Jonson. “Halo Nuclei”. En: *Handbook of Nuclear Physics*. Ed. por Isao Tanihata, Hiroshi Toki y Toshio Suzuki. Singapore: Springer Nature, 2023. Cap. 25, págs. 986-1025. ISBN: 978-981-15-8817-4. DOI: [10.1007/978-981-15-8818-1_25](https://doi.org/10.1007/978-981-15-8818-1_25). URL: https://doi.org/10.1007/978-981-15-8818-1_25.
- [5] F.-K. Thielemann et al. “What are the astrophysical sites for the r-process and the production of heavy elements?” En: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 66.2 (2011). Particle and Nuclear Astrophysics, págs. 346-353. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2011.01.032>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641011000330>.