

Retrocesos Nucleares en Argón Líquido

Ángel Michell Martínez Mendoza*

*Introducción a la Física Nuclear, Instituto de Física,
Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM),
Av. Universidad 3000, Circuito Exterior S/N. Delegación Coyoacán, C.P. 04510,
Ciudad Universitaria, Ciudad de México, México.*

(Dated: Mayo 16, 2018)

Resumen

La eficiencia de centelleo para retrocesos nucleares de bajas energías en líquidos nobles juegan un rol crucial en la interpretación de resultados para algunas de las búsquedas directas para Partículas Masivas que Interactúan Débilmente (WIMPs en inglés) como candidatos de materia oscura. Sin embargo, la causa de la reducción en la eficiencia relativa de centelleo a los retrocesos electrónicos en líquidos nobles siguen sin estar claros hasta el momento. Esta disminución en la eficiencia relativa del centelleo se le atribuye a dos principales procesos: 1) pérdida de energía y 2) apagamiento de centelleo. Ambos están descritos en una buena aproximación por el modelo de Mei, tomando en cuenta las reducciones por saturación de ionización y la pérdida por procesos descritos en la teoría de Lindhard. En este trabajo se describen de manera general dichos procesos.

Palabras clave:

Centelleo Relativo - Materia Oscura - Retroceso Nuclear

I. INTRODUCCIÓN

El campo de la búsqueda directa de materia oscura ha experimentado un gran crecimiento en la década pasada, con un incremento en el número de experimentos que han incrementado la sensibilidad de las señales de las partículas de materia oscura. Los experimentos de detección directa de materia oscura buscan una posible interacción entre la materia oscura y materia del modelo usando detectores especializados de muy bajo ruido en laboratorios subterráneos. La ausencia de señales de partículas masivas que interactúan débilmente (WIMP) en los años recientes han llevado a un incremento en la sensibilidad de los experimentos, así como una reducción en el ruido, incremento en el volumen del detector, y una disminución en la energía umbral de las búsquedas.

Los eventos en detectores de materia oscura que usan líquidos nobles pueden surgir de la dispersión del núcleo o electrones atómicos; la materia oscura solo se dispersará fuera del núcleo en una medida apreciable. La relación entre el rendimiento de luz por centelleo para eventos por retrocesos nucleares relativos a los eventos por retrocesos electrónicos se define como la eficiencia de centelleo o L_{eff} .

La búsqueda de materia oscura por medio de WIMPs requiere de un umbral de energía del orden de decenas de keV, y es necesario medir la eficiencia de centelleo debajo de esta energía para cuantificar la sensibilidad a la detección de WIMPs.

II. INTERACCIÓN DE NEUTRONES EN ARGÓN LÍQUIDO

El tipo de interacción de un neutrón con los átomos de argón líquido (LAr) depende de la energía del neutrón incidente. Debido a la naturaleza de los neutrones, estos no interactúan directamente con los electrones y por tanto están restringidos a efectos y reacciones nucleares. Existen tres tipos de interacciones que pueden ocurrir entre los neutrones y (LAr):

- Dispersión elástica produciendo retrocesos nucleares elásticos
- Retrocesos nucleares y colisiones inelásticas provocando emisión γ
- Captura de neutrones con subsecuente emisión γ y electrones Auger

Para neutrones rápidos (energía entre 1 MeV y 20 MeV), las colisiones elásticas son la interacción más importante que da lugar a retrocesos nucleares. La energía E_R transferida por una partícula proyectil en un blanco con un número de masa A puede ser generalizado como [1]:

$$E_R = \frac{2m_n E_n}{(m_n + A)^2} (m_n + A - m_n \cos \theta^2 - \cos \theta \sqrt{A^2 + m_n^2 \cos^2 \theta - m_n^2}) \quad (1)$$

donde m_n es la masa del proyectil, E_n es la energía y θ el ángulo de dispersión en el sistema del laboratorio. En el caso de neutrones no relativistas ($E_n \ll m_n c^2$) interactuando con un blanco nuclear pesado tal como el argón ($A \gg m_n$), la ecuación (1) puede ser aproximada por

$$E_R \approx \frac{2A}{(1 + A)^2} (1 - \cos \theta) E_n \quad (2)$$

* miichmtz@ciencias.unam.mx

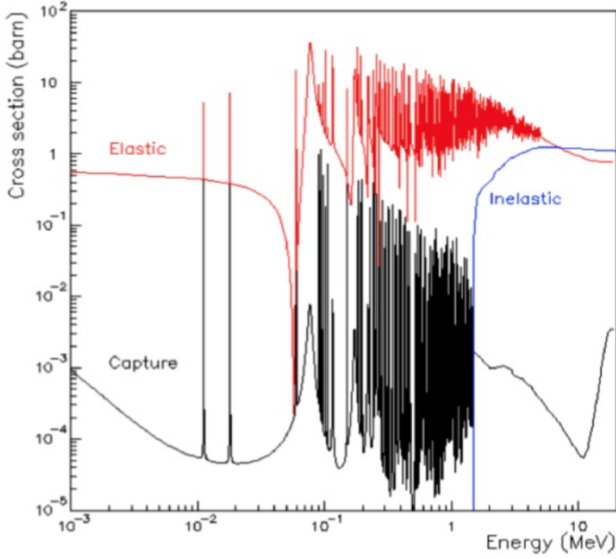


Figura 1. Secciones eficaces para la dispersión elástica de neutrones (roja), dispersión inelástica (azul) y captura (negra) (de [2])

En la Figura 1 se muestran las secciones eficaces para los procesos mencionados.

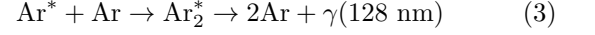
En el contexto de la búsqueda de la materia oscura, las colisiones inelásticas no presentan ruido alguno debido a que la emisión γ seguida de un retroceso nuclear alejan la energía del evento de la región de interés (30 - 100 keV). Sin embargo, como la topología de estos eventos es similar a la de los WIMPs, la dispersión elástica de neutrones puede ser un problema debido a que ambas partículas producen un retroceso en los núcleos de argón. Un neutrón imitando la interacción de una WIMP es llamado "WIMP-like event". La sección eficaz de una WIMP, es muy pequeña en comparación con la sección eficaz del neutrón, la información del número de dispersiones de WIMP-like events tienen un importante significado para por distinguir ambas partículas. Una WIMP solo debería interactuar una vez, mientras que los neutrones presentan dispersión múltiple. Con una energía entre 100 keV y 10 MeV, el rango del camino libre medio de un neutrón produciendo dispersión elástica varía entre los 26 y 19 cm.

III. MECANISMO DE CENTELLEO

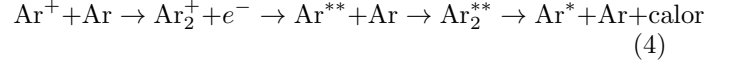
La interacción de una partícula ionizante en LAr produce luz de centelleo en la región vacío ultra violeta (VUV) con un fotón de 128 nm (FWHM \approx 6 nm) correspondiente a una energía de 9.7 eV[3]. Durante la colisión, la partícula dispersada excita o ioniza los átomos de argón en sus alrededores, produciendo excímeros Ar_2^* (moléculas excitadas) las cuales decaen radiando luz de centelleo VUV. Hay dos procesos que forman Ar_2^* :

- Excitones Ar^* (átomos excitados) interactúan di-

rectamente con los átomos de argón cercanos, formando excímeros:



- Átomos ionizados pueden formar excímeros por medio de una recombinación entre Ar_2^+ y los electrones secundarios termalizados:



De acuerdo a Hitachi et al. [4], el número de pares electrón-hueco promedio (ionización) N_{ion} producido por la absorción de energía E en LAr esta determinado por:

$$N_i = \frac{E}{W_{ion}} \quad (5)$$

donde la energía de ionización W_{ion} tiene un valor estimado de 23.6 eV. La relación entre el número de excitación N_{ex} y el número de ionización se ha encontrado con un valor de $N_{ex}/N_{ion} = 0.21$. Esta información permite deducir la energía promedio para la emisión de fotones de centelleo:

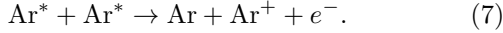
$$W_{pho} = W_{ion} \left(1 + \frac{N_{ex}}{N_{ion}}\right)^{-1} = 19.5 \text{ eV} \quad (6)$$

el cual corresponde a un rendimiento de 51 fotones/keV in el caso ideal (no mecanismos de apagamiento o eficiencia de detección se han tomado en cuenta). Los excímeros son producidos en dos estados singletes, $^1\Sigma_u^-$ y $^1\Sigma_u^+$, y un estado triplete $^3\Sigma_u^+$. El estado singlete $^1\Sigma_u^-$ no emite fotones debido a la conservación de paridad. Por lo tanto la luz de centelleo posee solo dos componentes: aquellas que se deben a las transiciones $^1\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$ (decaimiento rápido) y $^3\Sigma_u^+ \rightarrow ^3\Sigma_g^+$ (decaimiento corto) donde $^1\Sigma_u^+$ es el estado base. El decaimiento del estado singlete es fuertemente permitido y su tiempo de decaimiento τ_1 es del orden de ns. El estado triplete tiene un tiempo de vida más largo debido a la fuerte interacción espín órbita en el Ar_2 y su decaimiento τ_2 ha sido medido con un valor de $1.6 \mu\text{s} \pm 0.1$ [5].

IV. RENDIMIENTO DE LUZ DEPENDIENTE DE LA ENERGÍA EN LAR

Es bien sabido que para retrocesos nucleares en gas noble líquido, solo una fracción de la energía depositada conlleva a ionización y centelleo. El resto de la energía es transferida por movimiento atómico y perdida en calor sin excitar eléctricamente o ionizar el blanco de argón. Este efecto es llamado apagamiento nuclear (nuclear quenching) y es descrito por la teoría de Lindhard [6]. Aunque esta teoría tiene éxito para describir el apagamiento en detectores de estado sólido, no es suficiente para explicar la reducción de de centelleo a altas densidades de ionización en líquidos nobles. El apagamiento de luminiscencia depende de otros procesos:

- A. Hitachi y T. Doke [4] propusieron un mecanismo en el cual excitones libres se difunden y experimentan una colisión biexcitónica produciendo pares electrón-ion:



Este proceso ocurre antes de la creación de excimeros y se vuelve significativo a altas densidades de ionización.

- El proceso de penning: una reacción entre excimeros formando un estado ligado y un excitón [8]



- Apagamiento en colisiones superelásticas apagando los estados singlete y triplete [80].
- Efectos de pureza: la luz de centelleo se ve reducida debido a la colisión entre excimeros y átomos generados por impurezas.

A. Teoría de Lindhard

La energía total promedio perdida por unidad de longitud de trayectoria por una partícula ionizante por medio un retroceso nuclear puede ser expresada como la suma de las contribuciones de los poderes de frenado electrónico y nuclear:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{elec}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{nucl}} \quad (9)$$

El poder de frenado electrónico se define como la energía depositada por unidad de longitud por el retroceso nuclear para excitar o ionizar los átomos alrededor. El poder de frenado nuclear es la energía perdida por unidad de longitud causada por colisiones atómicas. En tal colisión, la energía perdida es transferida cinemáticamente y no contribuye a la producción de luz de centelleo (colisiones sin emisión). Lindhard sugirió que la energía perdida total E_R por una partícula puede ser expresada en términos de los poderes de frenado electrónico $\eta(E_R)$ y nuclear $\nu(E_R)$ como sigue [6]-[10]:

$$E_R = \eta(E_R) + \nu(E_R). \quad (10)$$

La contribución de la energía perdida en excitaciones electrónicas e induciendo a la creación de excitones y pares electrón-ión esta representada por:

$$f_n(E_R) \equiv \frac{\eta(E_R)}{E_R} = \frac{\eta(E_R)}{\eta(E_R) + \nu(E_R)}, \quad (11)$$

usando el poder de frenado total 9, f_n puede ser expresada como el cociente de dos integrales

$$f_n(E_R) = \frac{\int_0^{E_R} (dE/dx)_{\text{elec}} dE}{\int_0^{E_R} (dE/dx)_{\text{tot}} dE}. \quad (12)$$

La última expresión necesita ser evaluada para cualquier energía posible del retroceso y puede ser aproximada por

$$f_n = \frac{k \cdot g(\varepsilon)}{1 + k \cdot g(\varepsilon)} \quad (13)$$

con

$$k \approx 0.133 Z^{2/3} A^{-1/2}, \quad (14)$$

donde k es una constante para un tipo de blanco atómico dado con su correspondiente número atómico Z y número de masa A , y $g(\varepsilon)$ está bien ajustado por ([11])

$$g(\varepsilon) \approx 3\varepsilon^{0.15} + 0.7\varepsilon^{0.6} + \varepsilon. \quad (15)$$

La Figura 2 muestra el factor de reducción en la energía de ionización como función de la energía del retroceso estimada por la teoría de Lindhard para Ar, Xe y Ne.

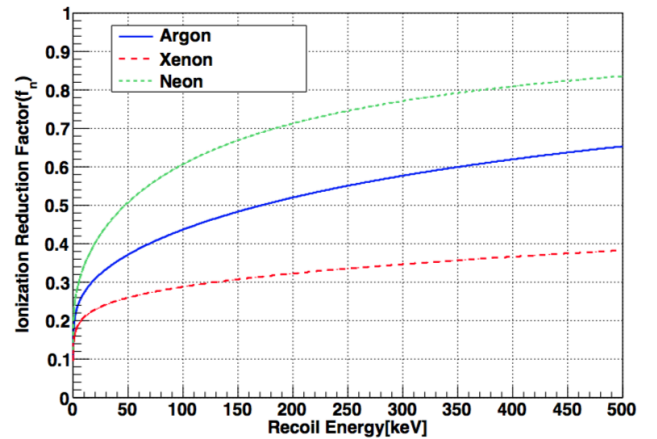


Figura 2. Factor de reducción en la energía de ionización (f_n) como función de la energía del retroceso para argón (azul), xenón (rojo) y neón (verde) (A partir de Eq. 13).

B. Modelo para la reducción de luz de centelleo a altas densidades de ionización

Una partícula dispersada produce un rastro de excitones y átomos ionizados los cuales pueden ser descritos en términos de un núcleo y una penumbra como propone Hitachi y Doke. El núcleo es la zona del rastro con una alta densidad de deposición de energía, mientras que la penumbra alrededor del núcleo corresponde a una zona de menor densidad. De acuerdo al modelo de Hitachi, el apagamiento de luminiscencia ocurre exclusivamente en el núcleo por medio de colisiones bi-excíticas o procesos de encierro aparte de fragmentación por fisión. Asumiendo que la densidad de excitones y pares electrón-ión creados a lo largo del rastro de la partícula es directamente proporcional a la pérdida de energía electrónica $(\frac{dE}{dx})_{\text{elec}}$, el rendimiento de luz de centelleo puede ser escrito sin

tomar en cuenta el apagamiento de la luminiscencia como

$$\frac{dS}{dx} = A \left(\frac{dE}{dx} \right)_{elec}, \quad (16)$$

donde A es una constante de proporcionalidad. Existe también una proporcionalidad entre la concentración local del núcleo y el poder frenado electrónico la cuál está dada por $B \left(\frac{dE}{dx} \right)_{elec}$. Para tomar en cuenta la probabilidad del apagamiento, la probabilidad total de colisión en el núcleo, el cual es denotado por k , debe ser implementado a la ecuación 16. Por tanto, en presencia del apagamiento de luminiscencia, la respuesta de la luz de centelleo queda descrito por la ley de saturación de Birk:

$$\frac{dS}{dx} = \frac{A \left(\frac{dE}{dx} \right)_{elec}}{1 + kB \left(\frac{dE}{dx} \right)_{elec}} \quad (17)$$

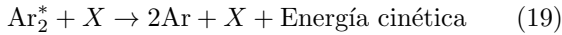
y por tanto la reducción de luz de centelleo a altas densidades de ionización puede ser expresada como

$$f_l = \frac{1}{1 + kB \left(\frac{dE}{dx} \right)_{elec}} \quad (18)$$

donde kB es llamada la constante de Birk y puede ser obtenida experimentalmente. Para LAr $kB = 7.4 \times 10^{-4} \text{MeV}^{-1} \text{gcm}^{-2}$ fue determinada a partir de mediciones de iones pesados asumiendo un factor de apagamiento del 46 % [12].

C. El efecto de impurezas

Las impurezas en LAr (N_2 , O_2 , H_2O y $\text{CO} + \text{CO}_2$), causadas por la desgasificación en el detector puede apagar los excímeros en el argón o absorber la luz de centelleo VUV emitida por el decaimiento de excímeros del argón. El efecto esperado de las colisiones no radiantes representada en la ecuación (19), es un decrecimiento del tiempo de vida del triplete, como es observado por Himi *et al.* en [13] por un incremento en la concentración de N_2 durante su medición. Como los estados del triplete tienen mayor tiempo de vida, experimentan varias colisiones con sus vecinos antes de decaer eventualmente, lo cual conlleva a una reducción en la intensidad de la luz centellada.



V. EFICIENCIA DE CENTELLEO RELATIVA (\mathcal{L}_{eff}) A PARTIR DE LOS MODELOS DE LINDHARD Y HITACHI

En las secciones anteriores se han abordado los diferentes procesos que conllevan a la producción de luminiscencia gracias a la desexcitación de un estado singlete y un estado triplete. Los mecanismos responsables para la reducción de centelleo ha sido discutidos. Para describir de

una manera completa el apagamiento en la luminiscencia en líquidos nobles, Mei *et al.* [14] combinó la teoría de Lindhard, representada por el factor f_n y expresada en la ecuación (13), y la ley de saturación de Birk f_l usando la ecuación (18). Como f_n y f_l son independientes entre sí, el resultado su combinación es simplemente la multiplicación de estos dos factores de reducción:

$$q_n = f_n \times f_l \quad (20)$$

donde q_n es llamado factor de apagamiento o eficiencia de centelleo total. La Figura 3 muestra el factor de apagamiento como función de la energía de retroceso para argón, xenón y neón. Para argón líquido q_n se vuelve una constante aproximadamente de 0.27 para energías arriba de 50 keV. Como es difícil determinar experimentalmente con una buena precisión el rendimiento de centelleo absoluto, la conversión de las señales de centelleo a energías de retroceso es posible determinando la eficiencia relativa de centelleo, denotada usualmente por \mathcal{L}_{eff} y definida como la razón entre el rendimiento de centelleo de un retroceso nuclear entre el rendimiento de centelleo de retrocesos electrónicos de una fuente γ de calibración.

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{L_{y,nr}(E_{nr})}{L_{y,er}(E_{er})} \quad (21)$$

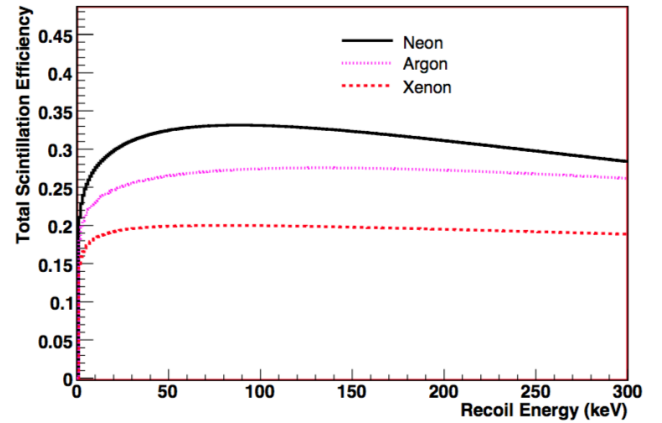


Figura 3. Eficiencia total de centelleo para retrocesos nucleares como función de la energía del retroceso en argón líquido (línea roja punteada), xenón (línea magenta) y neón (línea negra). ([89])

donde los subíndices "nr", "er" se usan para retrocesos nuclear y retroceso electrónico. Como \mathcal{L}_{eff} es una cantidad dependiente de la energía, una fuente de calibración estándar es requerida. Existen dos técnicas principales para medir \mathcal{L}_{eff} :

- **Medición indirecta:** Comparación entre una fuente de neutrones con un espectro de energía continuo y un espectro simulado. \mathcal{L}_{eff} se obtiene aplicando un procedimiento de ajuste iterativo hasta que el mejor ajuste se acople al espectro medido.

- **Medición directa:** Estudio de la respuesta midiendo a un ángulo fijo el neutrón de una fuente monocromática de energía dispersado.

VI. ESCALA DE ENERGÍA

Como se mencionó anteriormente \mathcal{L}_{eff} es usado para convertir la señal de centelleo a energías de los retrocesos nucleares.

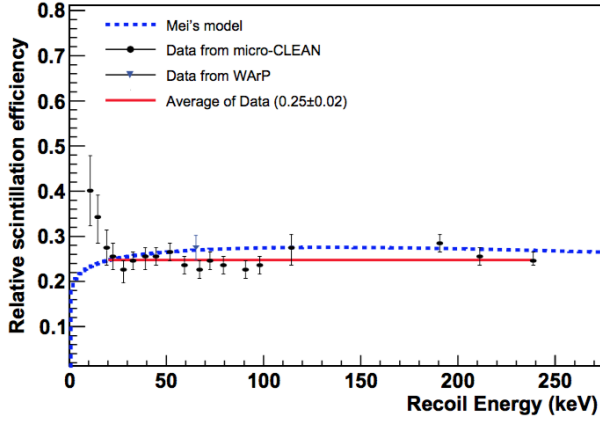


Figura 4. Eficiencia relativa de centelleo \mathcal{L}_{eff} como función de la energía del retroceso. La línea roja indica el valor promedio de \mathcal{L}_{eff} por encima de 20 keV.

Como la cantidad de luz total producida por retrocesos nucleares y electrónicos a una energía dada es diferente, existen dos escalas de energía definidas para asignarle una energía a la señal obtenida por un detector para ambos tipos de interacciones:

- **Energía equivalente de retroceso electrónico:** La unidad de esta escala de energía es denotada por "keV_{ee}" cuantifica la cantidad de luz centellada S (señal medida en número de fotoelectrones) en términos de la energía que sería producida por un electrón dispersado. E_{er} se obtiene como sigue:

$$E_{er} = \frac{S}{L_y} \quad (22)$$

donde L_y es el rendimiento de luz por retrocesos

electrónicos usando una fuente de calibración γ y esta expresada en p.e./keV_{ee}.

- **Energía equivalente de retroceso nuclear:** La escala de energía para retrocesos nucleares E_{nr} puede ser reconstruida a partir de la luz centelleada de un retroceso nuclear como se muestra a continuación:

$$E_{nr} = \frac{S}{L_y} \frac{1}{\mathcal{L}_{eff}} \frac{S_{er}}{S_{nr}} \quad (23)$$

S_{nr} y S_{er} son respectivamente los factores de corrección para los rendimientos de centelleo para retrocesos nucleares y electrónicos. La unidad de E_n esta expresada en keV_{nr}.

VII. DISCRIMINACIÓN DE EVENTOS

Una de las principales propiedades del argón líquido es la discriminación por forma de pulso (PSD). Esta propiedad se debe a la diferencia que existe en la dependencia temporal de la luz centelleada para retrocesos nucleares y electrónicos. Como la intensidad relativa entre el single y el triplete dependen fuertemente de la densidad de ionización, como se discutió anteriormente, y su tiempo de decaimiento son diferentes uno del otro, una variable de discriminación puede ser usada para identificar el tipo de partícula incidente. Esta variable de discriminación es denotada por F_{prompt} , y se obtiene dividiendo la fracción de la luz en pulso rápido entre la luz total [15]. F_{prompt} es respectivamente 1:4 y 3:4 para retrocesos electrónicos y retrocesos nucleares. Un esbozo muestra en la Figura 5 que la señal producida por retrocesos electrónicos tiene más luz a partir del decaimiento del triplete comparado a los retrocesos nucleares. Esta técnica es usada para eliminar eliminar las γ producidas por neutrones rápidos.

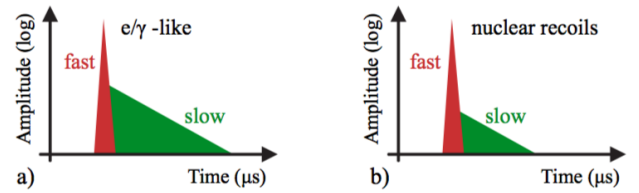


Figura 5. Esbozo representando la estructura temporal del centelleo de un retroceso electrónico (a) y un retroceso nuclear (b).

[1] D. Gastler, E. Kearns, A. Hime et al., "Measurement of scintillation efficiency for nuclear recoils in liquid argon", Phys. Rev. C 85 (2012) 065811. doi:10.1103/PhysRevC.85.065811.

[2] R. Acciarri, N. Canci, F. Cavanna et al., "Neutron to Gamma Pulse Shape Discrimination in Liquid Argon Detectors with High Quantum Efficiency Photomultiplier Tubes", Physics Procedia 37 (2012) 1113 – 1121. Proce-

- dings of the 2nd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2011). doi:10.1016/j.phpro.2012.03.732.
- [3] A. Gedanken, J. Jortner, B. Raz et al., “Electronic Energy Transfer Phenomena in Rare Gases”, *The Journal of Chemical Physics* 57 (1972) 3456–3469. doi:10.1063/1.1678779.
 - [4] A. Hitachi, T. Doke, and A. Mozumder, “Luminescence quenching in liquid argon under charged-particle impact: Relative scintillation yield at different linear energy transfers”, *Phys. Rev. B* 46 (1992) 11463–11470. doi:10.1103/PhysRevB.46.11463.
 - [5] A. Hitachi, T. Takahashi, N. Funayama et al., “Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon”, *Phys. Rev. B* 27 (1983) 5279–5285. doi:10.1103/PhysRevB.27.5279.
 - [6] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff et al., “Integral equations governing radiation effects”, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 33 (1963), no. 10, 1–42.
 - [7] EDELWEISS Collaboration, “Measurement of the response of heat-and-ionization germanium detectors to nuclear recoils”, *Nucl.Instrum.Meth. A* 577 (2007) 558–568, arXiv:astro-ph/0607502. doi:10.1016/j.nima.2007.04.118.
 - [8] A. Bogaerts and R. Gijbels, “Modeling of metastable argon atoms in a direct-current glow discharge”, *Phys. Rev. A* 52 (1995) 3743–3751. doi:10.1103/PhysRevA.52.3743.
 - [9] J. Keto, R. G. Jr., T. Bonifield et al., “Collisional mixing of the lowest bound molecular states in xenon and argon”, *Chemical Physics Letters* 42 (1976) 125 – 128. doi:10.1016/0009-2614(76)80566-0.
 - [10] J. Lindhard, M. Scharff, and H. Schiott, “Range concepts and heavy ion ranges”, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 33 (1963), no. 14, 1–42.
 - [11] J. Lewin and P. Smith, “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil”, *Astroparticle Physics* 6 (1996) 87 – 112. doi:10.1016/S0927-6505(96)00047-3.
 - [12] J. A. LaVerne, A. Hitachi, J. J. Kolata et al., “Scintillation and ionization in allene-doped liquid argon irradiated with ^{18}O and ^{36}Ar ions of 30 MeV/u”, *Phys. Rev. B* 54 (1996) 15724–15729. doi:10.1103/PhysRevB.54.15724.
 - [13] S. Himi, T. Takahashi, J. zhi Ruan(Gen) et al., “Liquid and solid argon, and nitrogen-doped liquid and solid argon scintillators”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 203 (1982) 153 – 157. doi:10.1016/0167-5087(82)90623-8.
 - [14] D.-M. Mei, Z.-B. Yin, L. Stonehill et al., “A Model of Nuclear Recoil Scintillation Efficiency in Noble Liquids”, *Astropart.Phys.* 30 (2008) 12–17, arXiv:0712.2470. doi:10.1016/j.astropartphys.2008.06.001.
 - [15] W. H. Lippincott, K. J. Coakley, D. Gastler et al., “Scintillation time dependence and pulse shape discrimination in liquid argon”, *Phys. Rev. C* 78 (2008) 035801. doi:10.1103/PhysRevC.78.035801.