

INTERACCIÓN DE NEUTRONES CON LA MATERIA

Luis A. González (Lagsz)

September 17, 2026

Índice general

1	Introducción	5
2	Propiedades fundamentales del neutrón	6
2.1	Propiedades intrínsecas	6
2.2	Clasificación espectral de neutrones	7
2.3	Fuentes de neutrones	7
3	Secciones eficaces: formalismo general	8
3.1	Definición fenomenológica	8
3.2	Sección eficaz diferencial y doblemente diferencial	8
3.3	Sección eficaz macroscópica y magnitudes derivadas	9
3.4	Dependencia energética: la ley $1/v$ y las resonancias	9
4	Formalismo cuántico de la interacción neutrón-núcleo	11
4.1	Dispersión por un potencial: generalidades	11
4.2	Método de ondas parciales	11
4.3	Matriz S y unitariedad; introducción de la absorción	12
4.4	Núcleo compuesto y la fórmula de Breit-Wigner	13
4.5	El modelo óptico nuclear	14
5	Dispersión de neutrones: elástica, inelástica y térmica	15
5.1	Dispersión elástica: cinemática	15
5.2	Dispersión inelástica	15
5.3	Dispersión térmica: efectos de la estructura de la materia	16
5.3.1	La función de dispersión $S(\mathbf{Q}, \omega)$	16
5.3.2	Ley de scattering libre y modelo de gas ideal	17
6	Procesos de absorción: captura radiativa y fisión	18
6.1	Captura radiativa (n, γ)	18
6.2	Fisión nuclear inducida por neutrones	18
6.3	Factor de multiplicación y criticidad: mención introductoria	19

7	Moderación y termalización de neutrones	20
7.1	El concepto de letargia	20
7.2	Decremento logarítmico medio de energía por colisión	20
7.3	Poder moderador y razón de moderación	21
7.4	Ecuación de ralentización y la aproximación de Fermi (edad neutrónica)	21
8	Ecuación de transporte de neutrones y teoría de difusión	23
8.1	La ecuación de transporte de Boltzmann	23
8.2	Reducción a la teoría de difusión	24
8.2.1	Longitud de difusión	24
8.2.2	Condiciones de frontera y el problema de valores propios	24
9	Detección de neutrones	26

Índice de figuras

Índice de tablas

2.1	Clasificación espectral convencional de los neutrones.	7
7.1	Valores representativos de las propiedades moderadoras de materiales típicos de reactores nucleares (valores de referencia orientativos).	21

Capítulo 1

Introducción

La interacción de neutrones con la materia constituye uno de los pilares de la física nuclear aplicada, con ramificaciones directas en la ingeniería de reactores, la ciencia de materiales, la geofísica de pozos, la medicina nuclear, la astrofísica (nucleosíntesis *s* y *r*) y la física de partículas de baja energía. A diferencia de las partículas cargadas, el neutrón —al carecer de carga eléctrica— no experimenta la interacción de Coulomb con los electrones atómicos ni con el núcleo, de modo que su penetración en la materia y su probabilidad de interacción están gobernadas casi exclusivamente por la interacción nuclear fuerte (y, en menor medida, por la interacción débil en su desintegración y por efectos magnéticos asociados a su momento dipolar magnético).

Esta ausencia de barrera coulombiana tiene una consecuencia central: neutrones de energías arbitrariamente bajas —incluso térmicas, del orden de 0.025 eV— pueden aproximarse al núcleo y reaccionar con él con secciones eficaces apreciables, en contraste con protones o partículas α de energía comparable, cuya probabilidad de penetración está suprimida exponencialmente por el efecto túnel a través de la barrera coulombiana. Esta propiedad explica por qué el neutrón es el agente por excelencia para inducir fisión a baja energía y por qué su termalización (moderación) es un problema central en el diseño de reactores nucleares.

El objetivo de este documento es presentar, con el nivel de detalle esperado en una tesis doctoral, los fundamentos teóricos que permiten describir cuantitativamente:

- (i) la probabilidad de interacción neutrón-núcleo mediante el formalismo de secciones eficaces y su dependencia energética;
- (ii) los mecanismos microscópicos de dispersión (potencial, resonante, óptico) y de absorción (captura, fisión);
- (iii) la evolución macroscópica de una población de neutrones en un medio material, desde la ecuación de transporte de Boltzmann hasta sus aproximaciones prácticas (difusión, edad de Fermi);
- (iv) los principios físicos de detección y algunas aplicaciones representativas.

Capítulo 2

Propiedades fundamentales del neutrón

2.1 Propiedades intrínsecas

El neutrón es un fermión de espín $1/2$, perteneciente a la familia de los bariones, compuesto por quarks de valencia udd . Sus propiedades fundamentales relevantes para el estudio de su interacción con la materia son:

- Masa: $m_n c^2 = 939.565 \text{ MeV}$, ligeramente superior a la del protón ($m_p c^2 = 938.272 \text{ MeV}$), con una diferencia $\Delta = m_n c^2 - m_p c^2 \approx 1.293 \text{ MeV}$ que hace energéticamente posible la desintegración β^- del neutrón libre.
- Carga eléctrica neta nula, aunque con una distribución interna de carga no trivial (radio cuadrático medio de carga distinto de cero) debido a su estructura de quarks.
- Espín $1/2$ y momento magnético anómalo $\mu_n = -1.913 \mu_N$, donde μ_N es el magnetón nuclear. Este momento magnético permite la interacción del neutrón con campos magnéticos y con los momentos magnéticos electrónicos y nucleares del medio, dando lugar a la dispersión magnética de neutrones, herramienta fundamental en el estudio de estructuras magnéticas.
- Inestabilidad como partícula libre: el neutrón libre decae por interacción débil,

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.1)$$

con una vida media $\tau_n \approx 880 \text{ s}$ (≈ 14.7 minutos). Dentro de núcleos estables, esta desintegración está suprimida por el principio de exclusión de Pauli y por el balance energético.

2.2 Clasificación espectral de neutrones

En la práctica nuclear e ingenieril, los neutrones se clasifican convencionalmente según su energía cinética E , ya que el comportamiento de las secciones eficaces y los mecanismos dominantes de interacción dependen fuertemente de E :

Categoría	Rango de energía	Comentario
Fríos	$E < 5 \text{ meV}$	Longitud de onda de De Broglie $\gtrsim$ distancias interatómicas
Térmicos	$E \approx 25 \text{ meV}$	Equilibrio con vibraciones térmicas de la red, $v \approx 2200 \text{ m/s}$
Epitérmicos	$0.5 \text{ eV} - 1 \text{ keV}$	Región de resonancias resueltas
Intermedios	$1 \text{ keV} - 100 \text{ keV}$	Resonancias no resueltas, continuo estadístico
Rápidos	$0.1 - 20 \text{ MeV}$	Espectro típico de fisión ($\langle E \rangle \approx 2 \text{ MeV}$)
Relativistas	$E \gg m_n c^2$	Relevantes en rayos cósmicos, aceleradores

Tabla 2.1: Clasificación espectral convencional de los neutrones.

La longitud de onda de De Broglie asociada a un neutrón no relativista de energía cinética E es

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_n E}}, \quad (2.2)$$

que para neutrones térmicos ($E = 25.3 \text{ meV}$) da $\lambda \approx 1.8 \text{ \AA}$, comparable a las distancias interatómicas típicas en sólidos y líquidos. Esta coincidencia es la razón física por la cual los neutrones térmicos son una sonda privilegiada para estudios de difracción y dispersión estructural en materia condensada.

2.3 Fuentes de neutrones

Las principales fuentes de neutrones utilizadas en investigación y aplicaciones son:

- **Reacciones (α, n) y fuentes isotópicas:** p.ej. Am–Be, Pu–Be, Ra–Be, donde partículas α de un emisor radiactivo inducen la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$.
- **Fisión espontánea:** isótopos como ${}^{252}\text{Cf}$, con un rendimiento de ~ 3.7 neutrones por fisión y un espectro tipo Watt.
- **Reactores nucleares de investigación:** fuentes de flujo continuo muy elevado ($10^{13} - 10^{15} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), producidas por fisión en cadena.
- **Fuentes de espalación (spallation):** aceleración de protones (típicamente $\sim 1 \text{ GeV}$) contra un blanco pesado (W, Ta, Pb), generando decenas de neutrones por protón incidente mediante cascadas intranucleares y evaporación.
- **Reacciones de fusión D-T:** generadores portátiles que producen neutrones monoenergéticos de 14.1 MeV mediante ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n$.

Capítulo 3

Secciones eficaces: formalismo general

3.1 Definición fenomenológica

Consideremos un haz colimado de neutrones de intensidad I (neutrones por unidad de área y tiempo) incidiendo sobre una lámina delgada de material con densidad de núcleos blanco N (núcleos/cm³) y espesor dx . La probabilidad de que un neutrón individual interactúe al atravesar el espesor dx se escribe como

$$dP = N \sigma dx, \quad (3.1)$$

donde σ , con dimensiones de área, es la *sección eficaz microscópica* de la reacción considerada. La unidad convencional es el *barn*: $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$, elegida históricamente porque representa, en orden de magnitud, el área geométrica de un núcleo medio (πR^2 con $R \sim 10^{-12} \text{ cm}$).

La atenuación de la intensidad de un haz no dispersado (*uncollided*) al atravesar un espesor x obedece la ley exponencial

$$I(x) = I_0 e^{-N\sigma_T x} \equiv I_0 e^{-\Sigma_T x}, \quad (3.2)$$

donde $\Sigma_T = N\sigma_T$ es la *sección eficaz macroscópica total*, con dimensiones de inverso de longitud (cm⁻¹), y σ_T es la sección eficaz microscópica total, suma de todos los canales de interacción:

$$\sigma_T = \sigma_s + \sigma_a = \sigma_s + \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_{(n,p)} + \sigma_{(n,\alpha)} + \dots \quad (3.3)$$

El inverso $\lambda_{lp} = 1/\Sigma_T$ define el *camino libre medio* (mean free path) del neutrón en el medio, es decir, la distancia media recorrida entre colisiones sucesivas.

3.2 Sección eficaz diferencial y doblemente diferencial

Para procesos de dispersión, interesa no solo la probabilidad total de que ocurra una colisión, sino la distribución angular y energética del neutrón dispersado. Se define la

sección eficaz diferencial

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) \quad (3.4)$$

tal que $\frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$ es la sección eficaz para que el neutrón sea dispersado hacia el elemento de ángulo sólido $d\Omega$ en torno a (θ, ϕ) , cumpliéndose

$$\sigma_s = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (3.5)$$

Cuando además interesa resolver la energía final E' del neutrón dispersado, se introduce la *sección eficaz doblemente diferencial*

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(\theta, E \rightarrow E'), \quad (3.6)$$

magnitud central en la teoría de dispersión inelástica y en la descripción de la termalización de neutrones en moderadores, como se detalla en el Capítulo 5.

3.3 Sección eficaz macroscópica y magnitudes derivadas

En un medio con varios nucleidos i , cada uno con densidad atómica N_i y sección eficaz microscópica σ_i , la sección eficaz macroscópica total del medio es aditiva:

$$\Sigma_T = \sum_i N_i \sigma_{T,i}. \quad (3.7)$$

La densidad atómica se obtiene a partir de la densidad másica ρ , la masa molar M y el número de Avogadro N_A :

$$N = \frac{\rho N_A}{M}. \quad (3.8)$$

Se define asimismo la *tasa de reacción* por unidad de volumen y tiempo, magnitud fundamental para el balance neutrónico:

$$R_x = \Sigma_x \phi, \quad (3.9)$$

donde $\phi = nv$ es el *flujo neutrónico escalar* (neutrones por cm^2 por s), producto de la densidad de neutrones n (cm^{-3}) por su velocidad v , y Σ_x es la sección eficaz macroscópica del proceso x de interés (captura, fisión, dispersión, etc.).

3.4 Dependencia energética: la ley $1/v$ y las resonancias

A bajas energías (región térmica y subtérmica), muchas secciones eficaces de absorción $\sigma_a(E)$ siguen aproximadamente la *ley* $1/v$:

$$\sigma_a(E) \approx \sigma_a(E_0) \sqrt{\frac{E_0}{E}}, \quad (3.10)$$

consecuencia directa de que, en ausencia de resonancias cercanas, la amplitud de reacción para ondas s ($\ell = 0$) varía suavemente con $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ mientras que el flujo incidente escala como $v \propto \sqrt{E}$, de modo que $\sigma \propto 1/k \propto 1/v$.

A energías intermedias, la sección eficaz exhibe picos pronunciados —*resonancias*— asociados a estados cuasi-ligados del sistema núcleo blanco + neutrón (núcleo compuesto), tratados formalmente mediante la fórmula de Breit–Wigner (Sección 4.4). A energías rápidas, las secciones eficaces tienden a variar suavemente, dominadas por efectos de tamaño nuclear y de potencial óptico.

Capítulo 4

Formalismo cuántico de la interacción neutrón–núcleo

4.1 Dispersión por un potencial: generalidades

La interacción neutrón–núcleo se describe, en primera aproximación, mediante la dispersión de una partícula por un potencial de corto alcance $V(r)$, con $V(r) \rightarrow 0$ para $r \rightarrow \infty$. La ecuación de Schrödinger estacionaria para la función de onda relativa $\psi(\mathbf{r})$, en el sistema centro de masas, es

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) \right] \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}), \quad (4.1)$$

con $\mu = \frac{m_n M}{m_n + M}$ la masa reducida del sistema neutrón–núcleo de masa M . Lejos del potencial, la solución asintótica se escribe como la superposición de una onda plana incidente y una onda esférica saliente:

$$\psi(\mathbf{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (4.2)$$

donde $f(\theta)$ es la *amplitud de dispersión*. La sección eficaz diferencial elástica es

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (4.3)$$

4.2 Método de ondas parciales

Dada la simetría esférica de $V(r)$ para el potencial nuclear promedio, conviene expandir la función de onda en armónicos esféricos (ondas parciales de momento angular ℓ):

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) i^\ell \frac{u_\ell(r)}{kr} P_\ell(\cos \theta), \quad (4.4)$$

donde $u_\ell(r)$ satisface la ecuación radial

$$\frac{d^2 u_\ell}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] u_\ell = 0. \quad (4.5)$$

Fuera del alcance del potencial nuclear ($r > R$), la solución general es una combinación de funciones esféricas de Bessel y Neumann, que puede escribirse en términos del *corrimiento de fase* (phase shift) δ_ℓ :

$$u_\ell(r) \xrightarrow{r>R} \sin\left(kr - \frac{\ell\pi}{2} + \delta_\ell\right). \quad (4.6)$$

El corrimiento de fase $\delta_\ell(E)$ encapsula *toda* la información física de la interacción para ese canal ℓ : se determina empalmando la solución interior (dependiente del potencial nuclear detallado) con la exterior en $r = R$.

La amplitud de dispersión se expresa en términos de los corrimientos de fase como

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) (e^{2i\delta_\ell} - 1) P_\ell(\cos\theta), \quad (4.7)$$

y la sección eficaz elástica total se obtiene integrando $|f(\theta)|^2$ sobre el ángulo sólido, usando la ortogonalidad de los polinomios de Legendre:

$$\sigma_s = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \sin^2 \delta_\ell. \quad (4.8)$$

Para energías neutrónicas bajas o moderadas y núcleos de radio nuclear R , el parámetro relevante que determina cuántas ondas parciales contribuyen apreciablemente es kR . Si $kR \ll 1$ (neutrones lentos sobre núcleos de tamaño típico), domina ampliamente la onda s ($\ell = 0$), lo cual explica por qué la dispersión de neutrones térmicos y epitérmicos es, en muy buena aproximación, isotrópica en el sistema centro de masas.

4.3 Matriz S y unitariedad; introducción de la absorción

Es conveniente definir la *matriz de dispersión* (matriz S) para cada onda parcial, $S_\ell = e^{2i\delta_\ell}$. Cuando el potencial es real (sin absorción), $|S_\ell| = 1$ y la probabilidad se conserva exactamente (dispersión pura). Para incluir procesos de *absorción* (captura radiativa, fisión, reacciones (n, α) , etc.), se generaliza δ_ℓ a un número complejo, o equivalentemente se permite $|S_\ell| \leq 1$, escribiendo $S_\ell = \eta_\ell e^{2i \operatorname{Re} \delta_\ell}$ con $0 \leq \eta_\ell \leq 1$ el *coeficiente de inelasticidad*. Las secciones eficaces parciales resultantes son

$$\sigma_{\ell,s} = \frac{\pi}{k^2} (2\ell+1) |1 - S_\ell|^2, \quad (4.9)$$

$$\sigma_{\ell,r} = \frac{\pi}{k^2} (2\ell+1) (1 - |S_\ell|^2), \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\ell,T} = \sigma_{\ell,s} + \sigma_{\ell,r} = \frac{2\pi}{k^2} (2\ell+1) \operatorname{Re}(1 - S_\ell). \quad (4.11)$$

La ecuación (4.11) es la base microscópica del *teorema óptico*: la sección eficaz total está relacionada con la parte imaginaria de la amplitud de dispersión hacia adelante,

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k} \text{Im } f(0). \quad (4.12)$$

Este resultado, de validez muy general (unitariedad + conservación de probabilidad), es una potente herramienta de verificación en cálculos de modelo óptico y en el análisis de datos experimentales.

4.4 Núcleo compuesto y la fórmula de Breit–Wigner

Cuando la energía del neutrón incidente coincide aproximadamente con la de un estado excitado cuasi-estacionario del sistema (núcleo blanco + neutrón) —el *núcleo compuesto*—, la sección eficaz presenta un máximo pronunciado: una *resonancia*. Bohr (1936) propuso el mecanismo de dos etapas: formación del núcleo compuesto seguida de su decaimiento estadístico, independiente (en buena aproximación) del modo de formación (hipótesis de independencia de Bohr).

Para una resonancia aislada de espín total J , correspondiente a un nivel de energía E_0 y ancho total $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \dots$ (suma de anchos parciales de cada canal de decaimiento, con $\Gamma_i/\hbar$ interpretable como la tasa de decaimiento por el canal i , vía la relación tiempo-energía $\tau = \hbar/\Gamma$), la teoría de dispersión resonante de un solo nivel (single-level Breit–Wigner) da, para la reacción $n + X \rightarrow$ canal de salida b ,

$$\sigma_{n,b}(E) = \pi \bar{\lambda}^2 g_J \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (4.13)$$

donde $\bar{\lambda} = 1/k$ es la longitud de onda reducida de De Broglie evaluada en la energía de la resonancia, y

$$g_J = \frac{2J + 1}{(2I + 1)(2s + 1)} \quad (4.14)$$

es el *factor estadístico de espín*, con I el espín del núcleo blanco y $s = 1/2$ el espín del neutrón. Para el canal elástico ($b = n$) en resonancia pura, la ecuación (4.13) debe además sumarse coherentemente con la dispersión potencial de fondo, dando lugar a la interferencia resonancia–potencial característica de los perfiles asimétricos observados experimentalmente (perfiles tipo Breit–Wigner deformados).

En el pico de la resonancia ($E = E_0$), la sección eficaz de captura radiativa alcanza su valor máximo

$$\sigma_{n,\gamma}(E_0) = 4\pi \bar{\lambda}_0^2 g_J \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma^2}, \quad (4.15)$$

mientras que la anchura total a media altura del pico de sección eficaz es precisamente Γ , lo cual permite la determinación experimental directa de los parámetros de resonancia mediante espectroscopía de tiempo de vuelo (TOF).

A energías más altas, las resonancias se superponen (*resonancias no resueltas*) y finalmente se funden en un continuo estadístico, descrito por distribuciones de anchos

y espaciamentos de Porter–Thomas y Wigner respectivamente, marco formal de la *teoría estadística de reacciones nucleares* (Hauser–Feshbach).

4.5 El modelo óptico nuclear

Para describir de forma promediada (sobre resonancias) el comportamiento de la sección eficaz total, elástica y de reacción en función de la energía y de la masa del núcleo blanco, se recurre al *modelo óptico*, en el cual el núcleo se representa mediante un potencial complejo efectivo de tipo Woods–Saxon:

$$U(r) = -V_0 f(r) - i W_0 g(r) + V_{\text{so}}(r) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} + V_C(r), \quad (4.16)$$

donde

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)} \quad (4.17)$$

es la forma de Woods–Saxon, $R = r_0 A^{1/3}$ el radio nuclear, a el parámetro de difusividad de la superficie, V_0 la profundidad del pozo real (responsable de la dispersión y refracción, análoga al índice de refracción real en óptica) y W_0 la profundidad del término imaginario, que introduce absorción de flujo hacia canales de reacción no elásticos —de ahí el nombre de *modelo óptico*, por analogía con la propagación de luz en un medio parcialmente absorbente (índice de refracción complejo).

La parte imaginaria W_0 está físicamente relacionada con la probabilidad de formación de núcleo compuesto y de excitaciones colectivas (canales inelásticos directos), y su magnitud determina el *coeficiente de transmisión* $T_\ell = 1 - |S_\ell|^2$ de cada onda parcial, cantidad central en el cálculo estadístico de secciones eficaces de reacción mediante la teoría de Hauser–Feshbach:

$$\sigma_{ab} = \frac{\pi}{k_a^2} \sum_J \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2s+1)} \frac{T_a^J T_b^J}{\sum_c T_c^J}, \quad (4.18)$$

donde la suma en el denominador corre sobre todos los canales de salida abiertos, garantizando la conservación de flujo.

Capítulo 5

Dispersión de neutrones: elástica, inelástica y térmica

5.1 Dispersión elástica: cinemática

En la dispersión elástica neutrón-núcleo, la energía cinética total se conserva y el núcleo permanece en su estado fundamental. En el sistema centro de masas (CM), la conservación de energía y momento implica que la energía del neutrón dispersado con ángulo CM θ_c respecto de la dirección incidente es

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{(A+1)^2} [A^2 + 1 + 2A \cos \theta_c], \quad (5.1)$$

con $A = M/m_n$ la masa del núcleo blanco en unidades de masa neutrónica. Los valores extremos son $E' = E$ (dispersión hacia adelante, $\theta_c = 0$) y

$$E'_{\min} = \alpha E, \quad \alpha \equiv \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2, \quad (5.2)$$

correspondiente a colisión frontal ($\theta_c = \pi$), donde el neutrón transfiere la máxima energía posible al núcleo. Este parámetro α es central en la física de la moderación: para hidrógeno ($A = 1$), $\alpha = 0$, es decir, el neutrón puede en principio perder toda su energía en una sola colisión, mientras que para núcleos pesados $\alpha \rightarrow 1$ y la transferencia de energía por colisión es pequeña.

Si la dispersión es isótropa en el CM (válida para ondas s , es decir, para $kR \ll 1$), la distribución de energías del neutrón dispersado es plana en el intervalo $[\alpha E, E]$:

$$p(E \rightarrow E') = \frac{1}{(1-\alpha)E}, \quad \alpha E \leq E' \leq E. \quad (5.3)$$

5.2 Dispersión inelástica

En la dispersión inelástica, (n, n') , parte de la energía cinética se transfiere al núcleo, que queda en un estado excitado de energía E_x , decayendo posteriormente por emisión

γ . La conservación de energía en el sistema laboratorio impone un umbral:

$$E_{\text{th}} \approx \frac{A+1}{A} E_x, \quad (5.4)$$

de modo que este canal solo se abre para neutrones de energía suficiente (típicamente $\gtrsim$ cientos de keV para núcleos pesados). La dispersión inelástica es, junto con la elástica, uno de los mecanismos dominantes de *ralentización* de neutrones rápidos en materiales pesados (p.ej. en el blindaje o en el reflector de un reactor rápido), complementando a la dispersión elástica en núcleos ligeros.

Se describe formalmente mediante el mismo formalismo de núcleo compuesto (Breit–Wigner generalizado a múltiples canales) o, a energías más altas, mediante el modelo estadístico de Hauser–Feshbach con niveles discretos del núcleo residual.

5.3 Dispersión térmica: efectos de la estructura de la materia

Cuando la energía del neutrón es comparable a las energías de excitación vibracional y rotacional del medio (fonones en sólidos, modos rotacionales y vibracionales en líquidos y moléculas), la aproximación de núcleo libre y en reposo deja de ser válida, y es necesario un tratamiento que incluya explícitamente la dinámica del sistema blanco. Este es el dominio de la *dispersión térmica de neutrones* (thermal neutron scattering), formalizada por Van Hove (1954).

5.3.1 La función de dispersión $S(\mathbf{Q}, \omega)$

La sección eficaz doblemente diferencial de dispersión (coherente e incoherente) se expresa, dentro de la aproximación de Born (primera aproximación de Born, válida dado que la interacción neutrón-núcleo es de muy corto alcance, tratada mediante el pseudopotencial de Fermi), como

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{k'}{k} [\sigma_{\text{coh}} S_{\text{coh}}(\mathbf{Q}, \omega) + \sigma_{\text{inc}} S_{\text{inc}}(\mathbf{Q}, \omega)], \quad (5.5)$$

donde $\hbar\mathbf{Q} = \hbar\mathbf{k} - \hbar\mathbf{k}'$ es el momento transferido, $\hbar\omega = E - E'$ la energía transferida al sistema (positiva si el neutrón cede energía), y $S(\mathbf{Q}, \omega)$ es la *función de dispersión dinámica*, transformada de Fourier espacio-temporal de la función de correlación de pares de Van Hove $G(\mathbf{r}, t)$:

$$S(\mathbf{Q}, \omega) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int d^3r \int dt G(\mathbf{r}, t) e^{i(\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r} - \omega t)}. \quad (5.6)$$

La separación en componentes *coherente* e *incoherente* surge de que la sección eficaz de dispersión de un núcleo depende de su isótopo y del acoplamiento espín neutrón–espín nuclear; promediando sobre la distribución isotópica y de espines del blanco se obtiene

la *longitud de dispersión coherente* $\bar{b}$ (que da información sobre correlaciones *entre distintos* núcleos: estructura, fonones colectivos) y la varianza asociada a la *dispersión incoherente* (información sobre la autocorrelación de un mismo núcleo: difusión, dinámica local).

Esta formulación es la base teórica de las técnicas experimentales de difracción de neutrones, espectroscopía de tiempo de vuelo inelástica y cuasi-elástica, y reflectometría de neutrones, ampliamente empleadas en física de la materia condensada, biología estructural y ciencia de materiales.

5.3.2 Ley de scattering libre y modelo de gas ideal

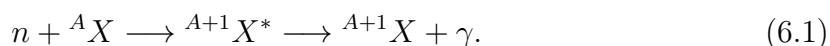
En el límite de altas energías de transferencia (o de temperaturas bajas del blanco respecto de E), $S(\mathbf{Q}, \omega)$ tiende al resultado de *scattering por núcleo libre en reposo*, mientras que para neutrones fríos y térmicos sobre moderadores a temperatura finita, es necesario emplear modelos dinámicos específicos (gas libre, modelo de Einstein, modelo de fonones de Debye, o bibliotecas evaluadas $S(\alpha, \beta)$ tipo ENDF/B para agua ligera, agua pesada, grafito, etc.), fundamentales para el cálculo preciso del espectro de neutrones térmicos en un reactor.

Capítulo 6

Procesos de absorción: captura radiativa y fisión

6.1 Captura radiativa (n, γ)

En la captura radiativa, el núcleo compuesto formado por absorción del neutrón decae emitiendo uno o varios fotones γ (cascada de desexcitación), sin emisión de partículas:



Este proceso es de particular relevancia en el diseño de materiales de control y blindaje (p.ej. ${}^{10}\text{B}$, ${}^{113}\text{Cd}$, ${}^{157}\text{Gd}$, con secciones eficaces térmicas gigantescas: $\sigma_{n,\gamma}({}^{157}\text{Gd}) \approx 2.5 \times 10^5 \text{ b}$), así como en la transmutación de residuos radiactivos y en la producción de radioisótopos médicos e industriales (activación neutrónica).

6.2 Fisión nuclear inducida por neutrones

La fisión inducida por neutrones es el proceso mediante el cual el núcleo compuesto excitado se escinde en dos (ocasionalmente tres) fragmentos de masa intermedia, liberando una energía del orden de 200 MeV por evento, distribuida entre energía cinética de los fragmentos ($\sim 170 \text{ MeV}$), neutrones rápidos ($\bar{\nu} \approx 2\text{--}3$ por fisión, con espectro de Watt de energía media $\approx 2 \text{ MeV}$), rayos γ rápidos y retardados, y neutrinos de la desintegración β de los fragmentos.

La condición de fisibilidad se entiende cualitativamente mediante el modelo de la gota líquida: la deformación del núcleo compuesto compite entre el aumento de energía superficial (que se opone a la deformación) y la disminución de energía coulombiana (que la favorece). El parámetro de fisibilidad de Bohr–Wheeler,

$$x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{crit}}}, \quad (6.2)$$

determina si existe o no una barrera de fisión E_f que debe superarse (por energía de excitación o por efecto túnel) para que ocurra la escisión. Núcleos fisibles como ${}^{235}\text{U}$ y

^{239}Pu presentan barreras suficientemente bajas para que la fisión sea inducida incluso por neutrones térmicos (nucleidos “fisibles”), mientras que otros como ^{238}U requieren neutrones rápidos con energía por encima de un umbral (nucleidos “fisionables” pero no fisibles con térmicos), reflejando el efecto de paridad neutrón-neutrón en la energía de excitación del núcleo compuesto.

La sección eficaz de fisión térmica de ^{235}U es $\sigma_f \approx 585 \text{ b}$, y sigue aproximadamente la ley $1/v$ lejos de resonancias, con una estructura resonante muy densa a energías epitérmicas.

6.3 Factor de multiplicación y criticidad: mención introductoria

El balance entre producción de neutrones por fisión y su pérdida por absorción y fuga define el *factor de multiplicación efectivo* k_{eff} ,

$$k_{\text{eff}} = \frac{\text{producción de neutrones}}{\text{absorción} + \text{fuga}}, \quad (6.3)$$

cuyo valor determina el estado de un sistema multiplicativo: subcrítico ($k_{\text{eff}} < 1$), crítico ($k_{\text{eff}} = 1$) o supercrítico ($k_{\text{eff}} > 1$). El estudio detallado de la criticidad requiere la resolución de la ecuación de transporte (Capítulo 8) con términos de fuente de fisión, y queda fuera del alcance central de este documento, aunque se menciona por su relevancia como aplicación directa de los conceptos aquí desarrollados.

Capítulo 7

Moderación y termalización de neutrones

7.1 El concepto de letargia

Dado que la energía de los neutrones varía en muchos órdenes de magnitud (desde ~ 10 MeV hasta $\sim$ meV) durante el proceso de ralentización, es conveniente introducir la variable logarítmica de *letargia* (lethargy),

$$u \equiv \ln\left(\frac{E_0}{E}\right), \quad (7.1)$$

referida a una energía de referencia E_0 (usualmente la energía máxima de fisión). La letargia crece monótonamente a medida que el neutrón pierde energía, lo cual simplifica notablemente la representación de espectros y de las ecuaciones de ralentización.

7.2 Decremento logarítmico medio de energía por colisión

A partir de la distribución de energías tras una colisión elástica isótropa en el CM, ecuación (5.3), se calcula el *decremento logarítmico medio de energía por colisión*, ξ , definido como el valor esperado de $\ln(E/E')$ promediado sobre una colisión:

$$\xi \equiv \overline{\ln \frac{E}{E'}} = \int_{\alpha E}^E \ln\left(\frac{E}{E'}\right) \frac{dE'}{(1-\alpha)E} = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha. \quad (7.2)$$

Notablemente, ξ depende únicamente de A (a través de α) y no de la energía incidente E , propiedad que simplifica enormemente los cálculos de ralentización. Para A grande, una expansión útil es

$$\xi \approx \frac{2}{A + 2/3}. \quad (7.3)$$

El número medio de colisiones elásticas necesarias para termalizar un neutrón desde la energía de fisión $E_0 \sim 2 \text{ MeV}$ hasta la energía térmica $E_{th} \sim 0.025 \text{ eV}$ es aproximadamente

$$\bar{n}_{\text{col}} \approx \frac{1}{\xi} \ln \left(\frac{E_0}{E_{th}} \right). \quad (7.4)$$

Para el hidrógeno, $\xi = 1$ y $\bar{n}_{\text{col}} \approx 18$; para el carbono (grafito), $\xi \approx 0.158$ y $\bar{n}_{\text{col}} \approx 115$; para el uranio, $\xi \approx 0.0084$ y $\bar{n}_{\text{col}} \approx 2172$, ilustrando por qué los núcleos ligeros son moderadores mucho más eficientes.

7.3 Poder moderador y razón de moderación

La eficacia global de un material como moderador no depende solo de ξ , sino también de la probabilidad de colisión (sección eficaz de dispersión Σ_s) frente a la de absorción parásita (Σ_a). Se definen dos figuras de mérito:

- **Poder moderador:** $\xi \Sigma_s$, que mide la rapidez de ralentización por unidad de longitud.
- **Razón de moderación:** $\frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a}$, que pondera además la baja absorción parásita de neutrones térmicos, crucial para mantener la criticidad del sistema.

Moderador	ξ	Poder moderador (cm^{-1})	Razón de moderación
Agua ligera (H_2O)	0.927	1.28	62
Agua pesada (D_2O)	0.509	0.18	5670
Grafito (C)	0.158	0.060	192
Berilio (Be)	0.209	0.16	126

Tabla 7.1: Valores representativos de las propiedades moderadoras de materiales típicos de reactores nucleares (valores de referencia orientativos).

7.4 Ecuación de ralentización y la aproximación de Fermi (edad neutrónica)

En un medio infinito, homogéneo, sin absorción, con fuente monoenergética de neutrones rápidos, la densidad de *colisiones ralentizantes* por unidad de letargia, $q(u)$ (densidad de ralentización o slowing-down density), es constante en ausencia de absorción (teorema de conservación del flujo de letargia). Esto conduce al espectro asintótico de Fermi en el régimen epitérmico:

$$\phi(E) dE \propto \frac{dE}{E}, \quad (7.5)$$

es decir, un flujo que decae como $1/E$ en la región de ralentización, resultado ampliamente verificado experimentalmente en moderadores reales lejos de resonancias fuertes.

La aproximación continua de ralentización (edad de Fermi, o Fermi age theory) modela la difusión en el espacio de letargia mediante una ecuación de tipo difusivo:

$$\nabla^2 q(\mathbf{r}, \tau) = \frac{\partial q(\mathbf{r}, \tau)}{\partial \tau}, \quad (7.6)$$

donde $\tau(u)$, la *edad de Fermi* (con dimensiones de longitud al cuadrado), se define como

$$\tau(u) = \int_0^u \frac{D(u')}{\xi \Sigma_s(u')} du', \quad (7.7)$$

con $D = 1/(3\Sigma_{tr})$ el coeficiente de difusión (Sección 8.2). La ecuación (7.6) es formalmente idéntica a la ecuación de conducción de calor, lo que permite reutilizar el extenso arsenal de soluciones analíticas de la teoría de difusión de calor para describir la distribución espacial de neutrones en ralentización.

Capítulo 8

Ecuación de transporte de neutrones y teoría de difusión

8.1 La ecuación de transporte de Boltzmann

La descripción más general y rigurosa del comportamiento de una población de neutrones en un medio material es la *ecuación de transporte de neutrones*, forma particularizada de la ecuación de Boltzmann para un gas diluido de neutrones que no interaccionan entre sí (aproximación excelente dado que la densidad neutrónica, incluso en el núcleo de un reactor, es órdenes de magnitud menor que la densidad atómica del medio). Definiendo la densidad angular $N(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$ (neutrones por unidad de volumen, energía y ángulo sólido) y el flujo angular $\psi = vN$, la ecuación de transporte se escribe:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \psi + \Sigma_T(\mathbf{r}, E) \psi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}) \psi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}', t) + S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t), \quad (8.1)$$

donde el primer término representa la variación temporal, el segundo la fuga por corrientes (streaming), el tercero las pérdidas por colisión (dispersión fuera del grupo $(E, \boldsymbol{\Omega})$ y absorción), el primer término del lado derecho las ganancias por dispersión desde otros $(E', \boldsymbol{\Omega}')$, y S una fuente externa (incluyendo, en un reactor, la fuente de fisión, que acopla el problema de forma integral en energía y ángulo).

Esta ecuación íntegro-diferencial en siete variables independientes $(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$ rara vez admite solución analítica cerrada, y su resolución numérica constituye el objeto de los métodos de *ordenadas discretas* (S_N), *Monte Carlo de transporte* (p.ej. MCNP, Serpent, OpenMC) y de expansión en armónicos esféricos (P_N).

8.2 Reducción a la teoría de difusión

Para muchas aplicaciones prácticas —en particular, lejos de fronteras, fuentes localizadas y regiones fuertemente absorbentes— es posible reducir la ecuación de transporte a una ecuación de difusión escalar, mucho más tratable. El procedimiento estándar consiste en expandir el flujo angular en armónicos esféricos hasta primer orden (aproximación P_1):

$$\psi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) \approx \frac{1}{4\pi} \phi(\mathbf{r}, E) + \frac{3}{4\pi} \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) \cdot \mathbf{\Omega}, \quad (8.2)$$

donde $\phi = \int_{4\pi} \psi d\Omega$ es el flujo escalar y $\mathbf{J} = \int_{4\pi} \mathbf{\Omega} \psi d\Omega$ la corriente neta. Sustituyendo en la ecuación de transporte integrada en ángulo, y suponiendo además dispersión isótropa (o corrigiendo Σ_s por el coseno medio de dispersión $\bar{\mu}_0$), se obtiene la *ley de Fick* para neutrones:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E) = -D(E) \nabla \phi(\mathbf{r}, E), \quad D(E) = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}(E)}, \quad (8.3)$$

con $\Sigma_{tr} = \Sigma_T - \bar{\mu}_0 \Sigma_s$ la *sección eficaz de transporte*. Sustituyendo la ley de Fick en la ecuación de balance de neutrones (conservación integrada en ángulo) se llega a la *ecuación de difusión de neutrones* monoenergética:

$$-D \nabla^2 \phi(\mathbf{r}) + \Sigma_a \phi(\mathbf{r}) = S(\mathbf{r}) \quad (\text{estado estacionario}). \quad (8.4)$$

8.2.1 Longitud de difusión

En un medio homogéneo sin fuente ($S = 0$), la ecuación (8.4) se reescribe como

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{L^2} \phi = 0, \quad L \equiv \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}}, \quad (8.5)$$

donde L es la *longitud de difusión*, que representa (salvo un factor geométrico) la distancia media, en línea recta, entre el punto de nacimiento de un neutrón termalizado y su punto de absorción. Para una fuente puntual isótropa en un medio infinito, la solución es la conocida función de Green de difusión,

$$\phi(r) = \frac{S_0}{4\pi D r} e^{-r/L}, \quad (8.6)$$

análoga en forma al potencial de Yukawa apantallado, reflejando la naturaleza aleatoria del recorrido difusivo del neutrón (*random walk*).

8.2.2 Condiciones de frontera y el problema de valores propios

La ecuación de difusión se complementa con condiciones de frontera físicas: continuidad de ϕ y de la corriente normal J_n en interfases entre medios, y una condición de

vacío en la frontera externa del sistema, aproximada usualmente mediante la *distancia de extrapolación* $d \approx 0.71 \lambda_{tr}$ (con $\lambda_{tr} = 1/\Sigma_{tr}$), de modo que el flujo se extrapola linealmente a cero a una distancia d más allá de la frontera física.

Para un sistema multiplicativo (que incluye fisión), la ecuación de difusión se convierte en un *problema de valores propios* al introducir el factor de multiplicación k_{eff} como autovalor asociado al término de fuente de fisión:

$$-D \nabla^2 \phi + \Sigma_a \phi = \frac{1}{k_{\text{eff}}} \nu \Sigma_f \phi, \quad (8.7)$$

cuya solución de menor autovalor de fuga (modo fundamental) determina la geometría crítica del sistema y su distribución espacial de flujo en estado estacionario —el punto de partida formal de la teoría de reactores nucleares.

Capítulo 9

Detección de neutrones

Dado que el neutrón no ioniza directamente la materia (al no poseer carga eléctrica), su detección requiere *reacciones nucleares conversoras* que produzcan partículas cargadas o radiación secundaria detectable. Los principales mecanismos son:

- **Reacciones (n , partícula cargada):** p.ej. $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ($\sigma_a \approx 3840$ b térmico) y $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ ($\sigma_a \approx 5330$ b térmico), empleadas en detectores proporcionales de gas (contadores BF_3 y ^3He).
- **Fisión:** cámaras de fisión, basadas en el depósito de energía cinética de los fragmentos de fisión de una capa fisible (^{235}U) recubriendo un detector de ionización gaseosa.
- **Centelleo:** materiales como ^6Li -vidrio o centelladores plásticos dopados con ^6Li o ^{10}B , donde los productos de la reacción de captura depositan su energía produciendo luz de centelleo, detectada por fotomultiplicadores.
- **Activación:** irradiación de láminas de materiales con secciones eficaces de captura conocidas (Au, In, Mn, entre otros), seguida de la medición de la actividad γ inducida; método clásico de espectrometría y dosimetría neutrónica (foils de activación).
- **Detectores de trazas de estado sólido y burbujas:** sensibles al retroceso de núcleos o a la fisión inducida, de aplicación en dosimetría personal y de neutrones rápidos.

La elección del detector depende críticamente del rango energético de interés: contadores proporcionales moderados (esferas de Bonner) permiten reconstruir el espectro energético completo combinando distintos espesores de moderador alrededor de un detector térmico central.

Bibliografía

- [1] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, 1988.
- [2] J. R. Lamarsh, A. J. Baratta, *Introduction to Nuclear Engineering*, 3rd ed., Prentice Hall, 2001.
- [3] J. J. Duderstadt, L. J. Hamilton, *Nuclear Reactor Analysis*, John Wiley & Sons, 1976.
- [4] G. I. Bell, S. Glasstone, *Nuclear Reactor Theory*, Van Nostrand Reinhold, 1970.
- [5] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, 1952.
- [6] G. L. Squires, *Introduction to the Theory of Thermal Neutron Scattering*, Cambridge University Press, 1978.
- [7] L. Van Hove, “Correlations in Space and Time and Born Approximation Scattering in Systems of Interacting Particles”, *Phys. Rev.* **95**, 249 (1954).
- [8] G. Breit, E. P. Wigner, “Capture of Slow Neutrons”, *Phys. Rev.* **49**, 519 (1936).
- [9] H. Feshbach, *Theoretical Nuclear Physics: Nuclear Reactions*, John Wiley & Sons, 1992.
- [10] W. M. Stacey, *Nuclear Reactor Physics*, 2nd ed., Wiley-VCH, 2007.
- [11] M. B. Chadwick *et al.*, “ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library”, *Nucl. Data Sheets* **148**, 1 (2018).