

CAPÍTULO II. Reacciones nucleares y sus secciones eficaces¹²

En este capítulo se describen todos los tipos de reacciones que se pueden producir en el núcleo de un reactor nuclear y se muestran ejemplos de las probabilidades de ocurrencia, medidas como secciones transversales microscópicas eficaces de reacción, las cuales son dependientes del tipo de nuclido que sirve como blanco y de la energía de los neutrones que chocan con el mismo.

Introducción

La medida con la cual los neutrones interactúan con los núcleos se describe en términos de cantidades conocidas como secciones eficaces. Estas secciones pueden ser definidas mediante el experimento mostrado en la Figura 12.

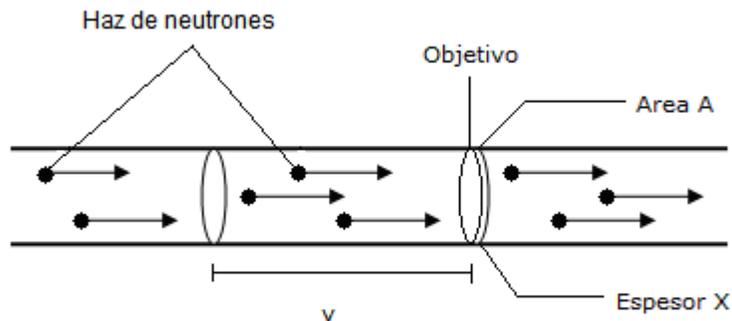


Figura 12. Haz de neutrones golpeando un objetivo [1]

Supóngase que un haz de neutrones mono energéticos (con un valor de energía definido) incide en un objetivo de espesor X y área A . Si hay n neutrones por cm^3 en el haz y v es la velocidad de los neutrones entonces la cantidad $I = nv$ es llamada intensidad del haz. Esto quiere decir que hay $nvA = IA$ neutrones que golpean el objetivo por segundo, por lo tanto $IA/A = I$ es igual al número de neutrones golpeando el objetivo por cm^2 -segundo. Debido a que los núcleos son pequeños y se asume que el objetivo es delgado, la mayoría de los neutrones que golpean el objetivo normalmente pasan a través del objetivo sin interactuar con alguno de los núcleos.

¹² John R. Lamarsh and Anthony J. Baratta. Introduction to Nuclear Engineering. 3rd edition, New Jersey, Prentice-Hall, 2001.

El número de neutrones que sí colisionan es proporcional a la intensidad del haz, a la densidad de átomos N del objetivo y al área y espesor del objetivo

$$\text{Número de colisiones por segundo (en el objetivo entero)} = \sigma/NAx \quad (1)$$

En donde la constante de proporcionalidad σ es llamada sección eficaz microscópica. Puede concluirse que σ/NA es la probabilidad de que un neutrón en el haz colisione con el núcleo del objetivo.

Las secciones eficaces se expresan en unidades de barns, donde un barn [b] es igual a 10^{-24} cm^2 .

Hasta aquí se ha supuesto que el haz de neutrones golpea el objetivo entero. Sin embargo, en muchos experimentos el área transversal del haz es menor al área del objetivo, en este caso, se siguen utilizando las mismas fórmulas pero ahora A se refiere al área del haz, en lugar del área del objetivo.

El valor de una sección eficaz depende de la energía cinética de los neutrones y de las propiedades del núcleo con el cual interacciona, puesto que aún los isótopos de un mismo elemento pueden presentar secciones muy diferentes a los neutrones, especialmente a baja energía.

a. Sección eficaz total

Cada uno de los procesos, en los cuales los neutrones interaccionan con núcleos, es denotado por una sección eficaz característica. La suma de las secciones eficaces para todas las interacciones posibles es conocida como la sección eficaz total y es denotada mediante el símbolo σ_t .

$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_i + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots$$

En donde:

σ_e es la sección eficaz de dispersión elástica

σ_i es la sección eficaz de dispersión inelástica

σ_γ es la sección eficaz de captura radiactiva con emisión gamma

σ_f es la sección eficaz de fisión

La sección eficaz total mide la probabilidad de que una interacción de cualquier tipo ocurrirá cuando los neutrones golpeen un objetivo.

La suma de las secciones eficaces de todas las reacciones de absorción se llama la sección eficaz de absorción y se denota por σ_a , por lo tanto:

$$\sigma_a = \sigma_p + \sigma_\alpha + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots$$

en donde σ_p y σ_α son las secciones eficaces (n,p) y (n, α) respectivamente. (n,p) significa que un neutrón es capturado y se emite un protón y (n, α) significa que el neutrón es capturado y se emite una partícula alpha.

De manera similar, la sección eficaz total de dispersión es la suma de las secciones eficaces de dispersión elástica e inelástica, por lo tanto:

$$\sigma_s = \sigma_e + \sigma_i$$

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$$

La variación de σ_t con respecto a la energía refleja el comportamiento del componente individual de las secciones eficaces. En particular σ_t a baja energía se comporta como:

$$\sigma_t = 4\pi R^2 + \frac{C}{\sqrt{E}}$$

Donde C es una constante. El primer término en esta expresión es la sección eficaz para la dispersión elástica; el segundo nos da la sección transversal para la captura radiactiva o cualquier otra reacción exotérmica posible a esta energía. Si el primer término es mucho mayor que el segundo, entonces σ_t es una constante a baja energía; si el segundo término domina, entonces σ_t es proporcional a $1/\sqrt{E}$ en esta región de energía. En la región de resonancia σ_t exhibe las resonancias encontradas en σ_s , σ_γ y σ_i , de las cuales todas ocurren a las mismas energías en cada una de estas secciones eficaces. A energías más altas, por arriba de las resonancias, σ_t se vuelve una función suave y decreciente de la energía.

b. Sección eficaz de absorción

La sección eficaz de absorción de un núcleo puede dividirse en tres regiones generales. Con energías menores que 0.3 eV, que incluyen todo el rango térmico, la sección eficaz de absorción de prácticamente todos los núcleos es inversamente proporcional a la velocidad del neutrón y, por lo tanto, inversamente proporcional a la energía del neutrón.

Esta es la región $1/v$, la que queda representada por una línea recta de pendiente $-1/2$ en escala logarítmica. La Figura 12 ilustra esta región para el caso del ^{115}In .

Después de la región $1/v$, muchos núcleos, especialmente los de mayor peso atómico exhiben resonancias en las que la sección eficaz aumenta repentinamente para volver después a disminuir. Estas regiones de gran sección eficaz ocurren con neutrones de energía comprendida entre 0.1 y 10 eV, según el peso atómico del núcleo. Algunos núcleos tales como el cadmio (el núcleo ^{113}Cd es responsable por sí solo de la gran sección eficaz que este elemento presenta a los neutrones térmicos) tienen una sola cresta de resonancia; otros tienen más de una (ver Figura 13).

Como se verá a continuación, en la mayoría de los casos la resonancia es consecuencia de la captura radiactiva, puesto que otras reacciones con neutrones requieren por lo general neutrones de mayor energía. Son excepciones importantes el boro y el litio, que tienen secciones eficaces para neutrones térmicos muy grandes para las reacciones $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ y $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$.

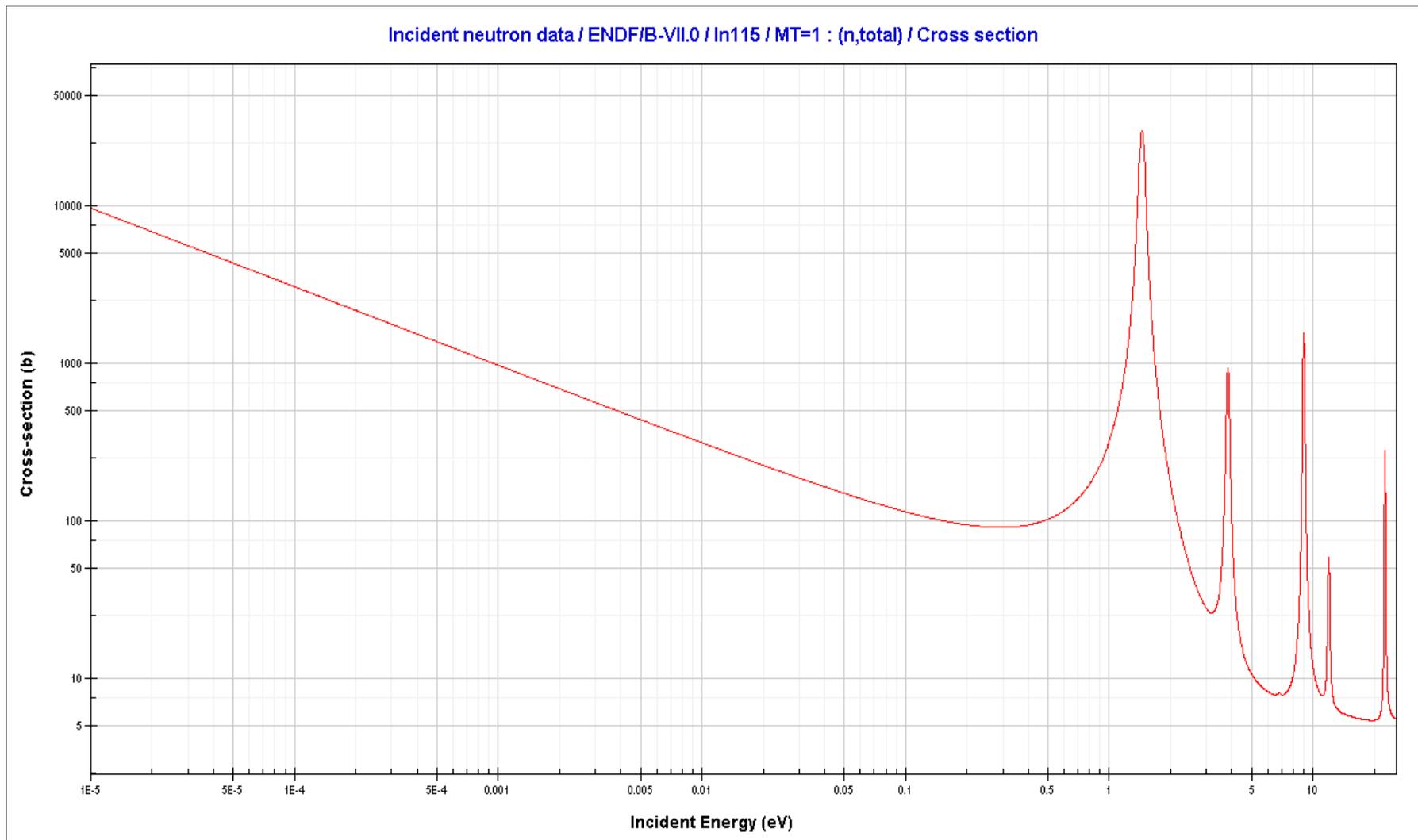


Figura 13. Sección eficaz total del ^{115}In . [6]

c. Sección eficaz de captura radiactiva

En la Figura 14 podemos observar como el neutrón incidente entra al núcleo blanco formando un núcleo compuesto excitado después el núcleo compuesto excitado emite radiación gamma.

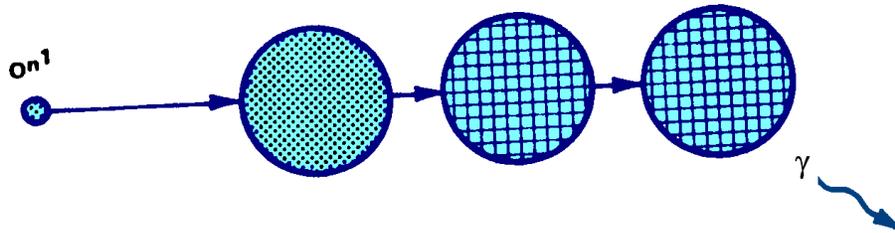


Figura 14. Ejemplo de captura radiactiva. [2]

Como en el caso de la dispersión elástica, es conveniente dividir la sección eficaz de captura radiactiva en tres regiones. En la región de baja energía de la mayoría de los núcleos, σ_γ varía a razón de $\frac{1}{\sqrt{E}}$, donde E es la energía del neutrón. Ya que la velocidad v del neutrón es proporcional a \sqrt{E} , esto significa que σ_γ varía como $\frac{1}{v}$. Para algunos pocos núcleos importantes, σ_γ no muestra un comportamiento $\frac{1}{v}$ a baja energía y tales núcleos son llamados absorbedores no $\frac{1}{v}$. Arriba de la región $\frac{1}{v}$ hay una región de resonancias que ocurre a las mismas energías que las resonancias en σ_s . Cerca de una resonancia aislada a una energía E_r σ_γ está dada por la fórmula de un nivel de Breit-Wigner.

$$\sigma_\lambda = \frac{\gamma_r^2 g}{4\pi} \sqrt{\frac{E_r}{E}} \frac{\Gamma_n \Gamma_r}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

En esta expresión γ_r es la longitud de onda de los neutrones con energía E_r , g es una constante conocida como factor estadístico, Γ_n y Γ_r son constantes llamadas anchos del neutrón y ancho de radiación respectivamente y $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_r$, es llamado ancho total. Γ es el ancho de la resonancia a la mitad de su altura y esto es el origen del término ancho. En la Figura 15 se ilustra el comportamiento $\frac{1}{v}$ y la primera resonancia del oro [^{197}Au].

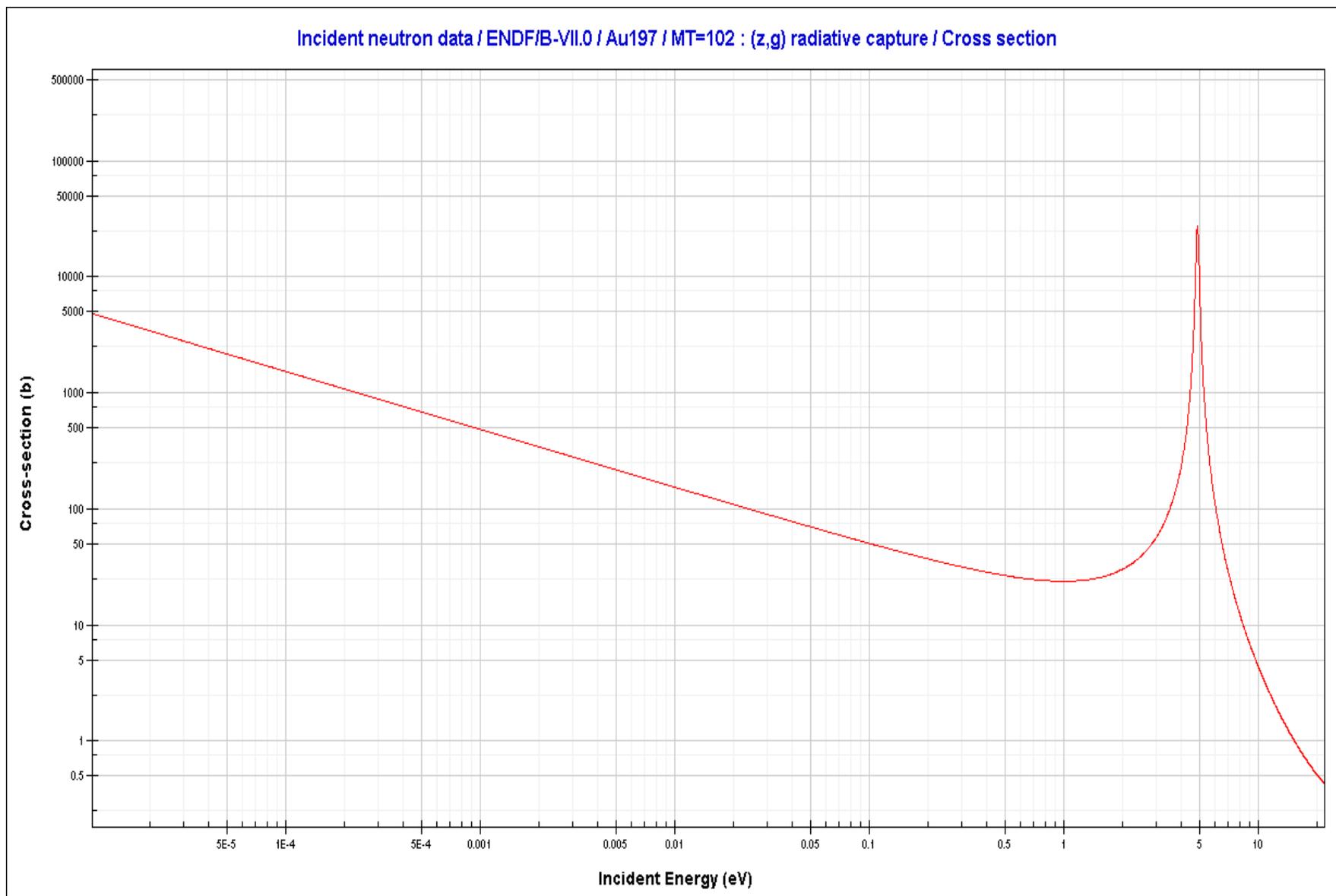


Figura 15. Sección eficaz de captura del ^{197}Au . [6]

Arriba de la región de resonancias, la cual termina en 1 KeV en los núcleos pesados, y a energías cada vez más grandes en núcleos ligeros, σ_γ cae rápidamente a valores muy pequeños. En la Figura 16 se ilustra el comportamiento de la sección eficaz de captura del ^{238}U para todo el rango de energía de los neutrones.

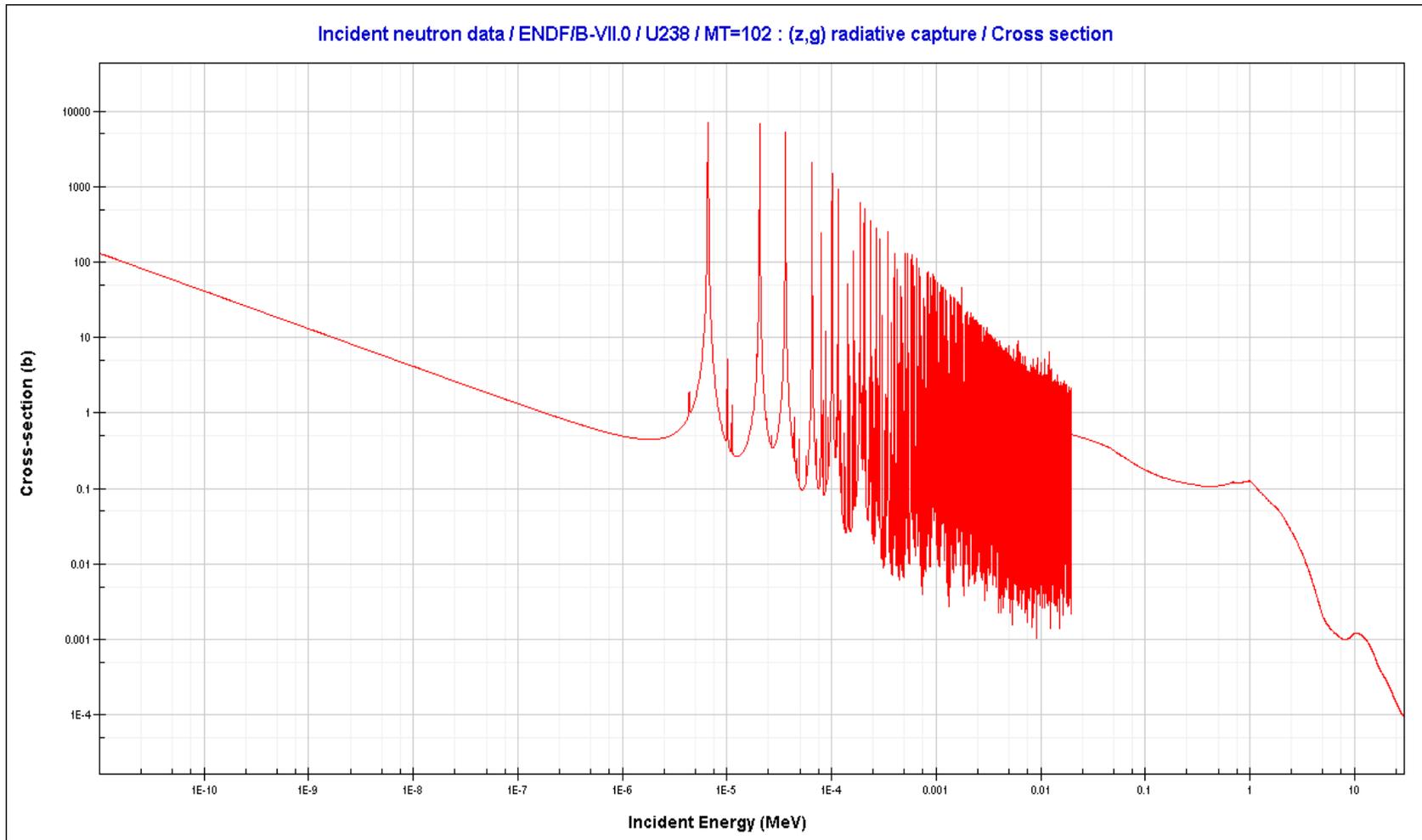


Figura 16. Sección eficaz de captura del ^{238}U . [6]

d. Sección eficaz de fisión

La sección eficaz de fisión de los núcleos físis, para fisión inducida por neutrones, depende de la energía del neutrón incidente. Por lo tanto hay tres regiones distintas para la sección eficaz. A bajas energías σ_f es $1/v$; ésta es seguida por una región de resonancias; finalmente arriba de la región de resonancia, σ_f es suave. Debe notarse que σ_f es especialmente grande en la región $1/v$, como se puede observar en la Figura 17, en donde se presenta la sección eficaz de fisión del ^{235}U .

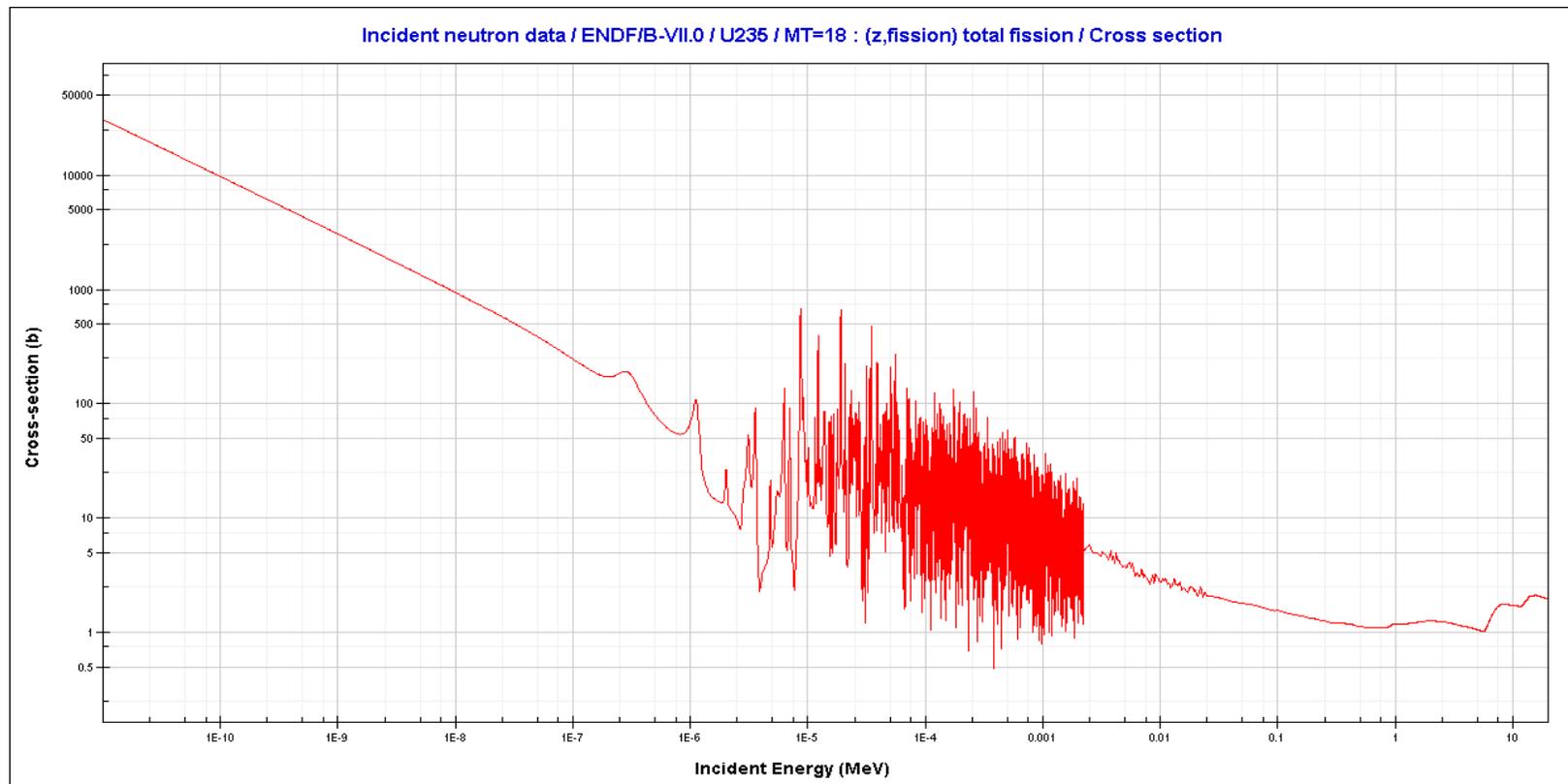


Figura 17. Sección eficaz de fisión del ^{235}U . [6]

Las secciones eficaces de fisión de los núcleos fisionables, en contraste, son cero hasta una energía de umbral, la cual siempre ocurre arriba de la región de resonancia, como se puede observar en la Figura 18, en donde se presenta la sección eficaz de fisión del ^{232}Th .

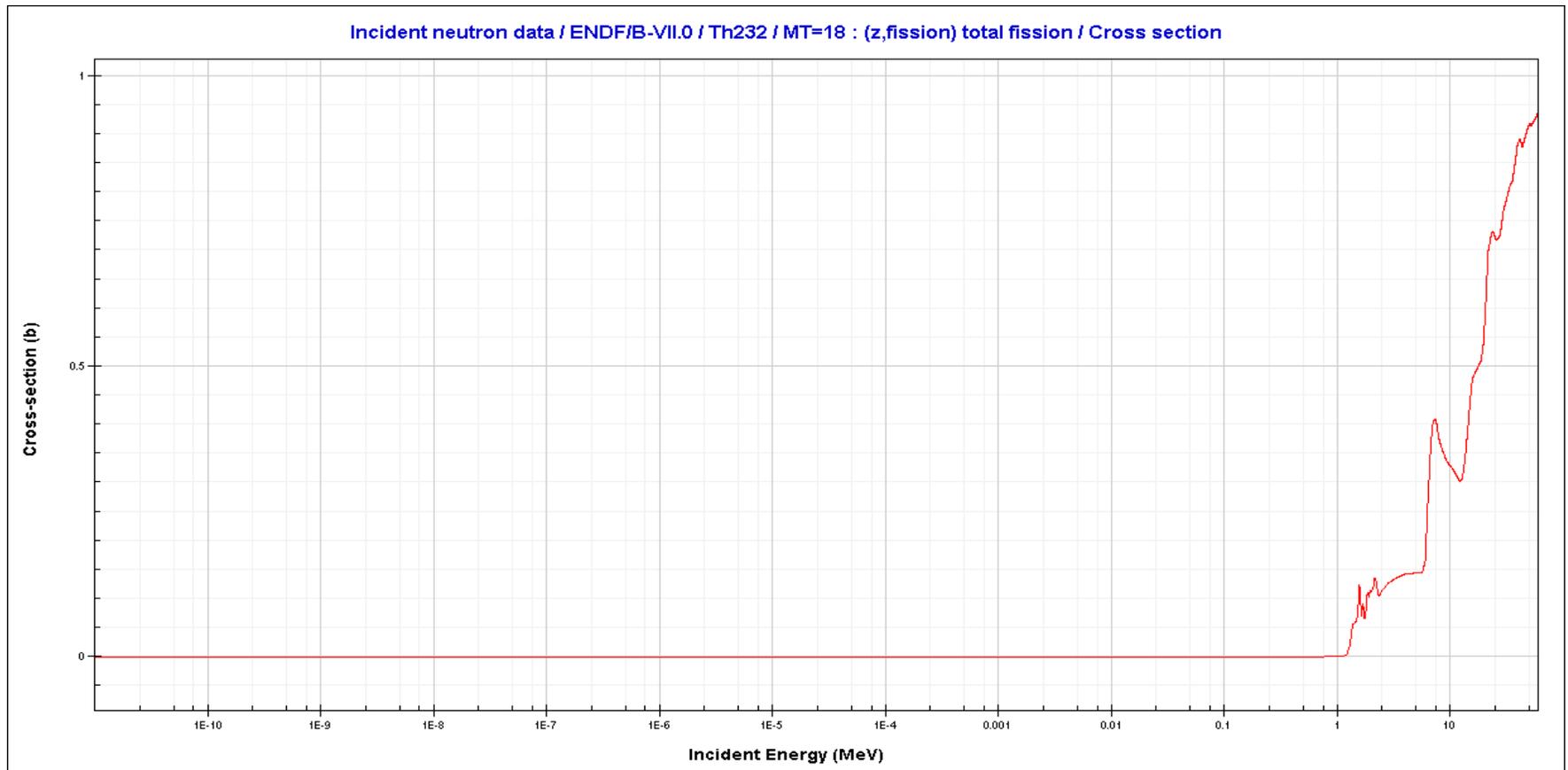


Figura 18. Sección eficaz de fisión del ^{232}Th . [6]

No debe asumirse que cuando un neutrón colisiona con un núcleo físil o con un núcleo fisionable por arriba del umbral de fisión, el resultado es siempre la fisión. Esto no es el caso; los neutrones que interactúan con estos núcleos pueden ser dispersados elástica o inelásticamente, pueden ser absorbidos en captura radiactiva, etc. Sin embargo, en núcleos físis con neutrones a bajas energías, sólo tres interacciones son posibles; la dispersión elástica, captura radiactiva y por supuesto la fisión. El valor de σ_s es mucho menor que σ_γ o σ_f , por lo tanto la captura radiactiva y la fisión son por mucho los eventos más probables. La tasa de las secciones eficaces de estos dos procesos es llamada tasa de captura a fisión y se denota por el símbolo α , esto es

$$\alpha = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f}$$

Este parámetro, el cual es una función de la energía, es de gran importancia en el diseño de muchos reactores. En la Tabla 2 se presentan los valores de α para los núcleos físis, a 0.0253 eV, así como sus secciones eficaces y otros parámetros importantes.

Tabla 2. Datos térmicos (0.0253 eV) para los núcleos físis. [7]

	σ_a	σ_f	α	η	ν
^{233}U	578.8	531.1	0.0899	2.287	2.492
^{235}U	680.8	582.2	0.169	2.068	2.418
^{239}Pu	1011.3	742.5	0.362	2.108	2.871
^{241}Pu	1377	1009	0.365	2.145	2.917

σ_a Sección eficaz de absorción $\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f$

σ_f Sección eficaz de fisión

α Razón de Captura-Fisión $\alpha = (\sigma_a - \sigma_f) / \sigma_f$

η Número de neutrones liberados en la fisión por neutrón absorbido

ν Número promedio de neutrones liberados o emitidos por fisión

e. Sección eficaz de dispersión elástica e inelástica

Consideremos primero la sección eficaz de dispersión elástica (Ver Figura 19). Entre 1 y 300 eV, aproximadamente (región baja de energía), la sección eficaz de dispersión elástica es casi constante para cualquier núcleo. Cuando la energía es muy baja puede haber algunas discrepancias a causa de los efectos de cristal o ligaduras químicas, mientras que para las energías muy grandes todas las secciones eficaces se vuelven pequeñas. Hay un aumento bastante regular de la sección eficaz de dispersión elástica desde un valor de 2 a 6 barn para los núcleos livianos hasta unos 10 barn para un núcleo pesado, tal como el de plomo. Es una importante excepción el hidrógeno, que tiene una sección eficaz de 20 barn para los neutrones epitérmicos. La sección eficaz aumenta hasta unos 80 barn cuando el hidrógeno se encuentra ligado, como en el agua, parafina, en el gas H₂ y muy especialmente en el Hidruro de Zirconio.

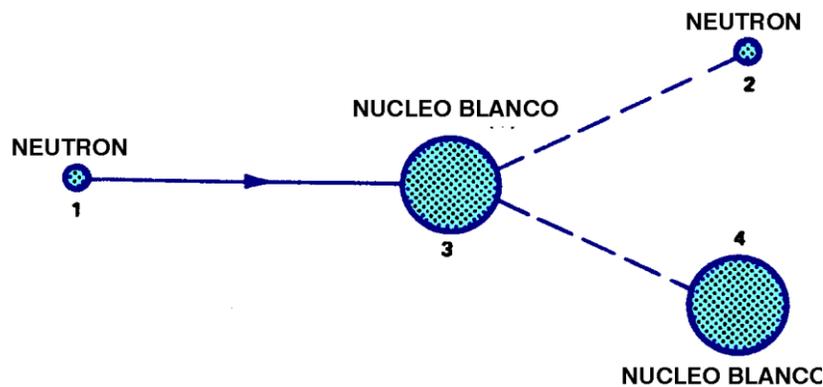


Figura 19. Ejemplo de dispersión elástica. [2]

En la región de baja energía, la dispersión no ocurre por formación de núcleo compuesto, sino por las fuerzas ejercidas por el núcleo objetivo sobre el neutrón. La sección transversal para esta dispersión potencial está dada por:

$$\sigma (\text{dispersión potencial}) = 4\pi R^2$$

Donde R es el radio nuclear.

Después de la región de dispersión potencial, hay una región de resonancias debida a la formación del núcleo compuesto. A energías todavía más altas σ_e es una función decreciente que varía lentamente con la energía.

Para la sección eficaz de dispersión inelástica, este proceso no ocurre a menos que el neutrón tenga la energía suficiente para poner al núcleo objetivo en su primer estado de excitación (Ver Figura 20). Como resultado de esto, σ_i es cero hasta cierta energía de umbral.

En general, la energía a la cual se encuentra el primer estado o nivel de excitación disminuye conforme el número de masa atómica aumenta. Como consecuencia, σ_i es diferente de cero sobre una región más grande de energía para los núcleos más pesados que para los más ligeros.

En algunos casos, a energías muy por arriba del umbral σ_i es igual a σ_s . La Figura 21 ilustra el comportamiento de la sección eficaz de dispersión (elástica e inelástica) del carbono y en la Figura 22 para el ^{238}U .

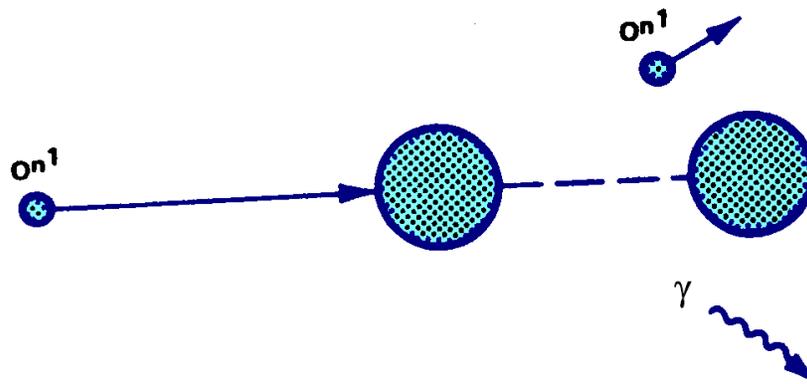


Figura 20. Ejemplo de dispersión inelástica. [2]

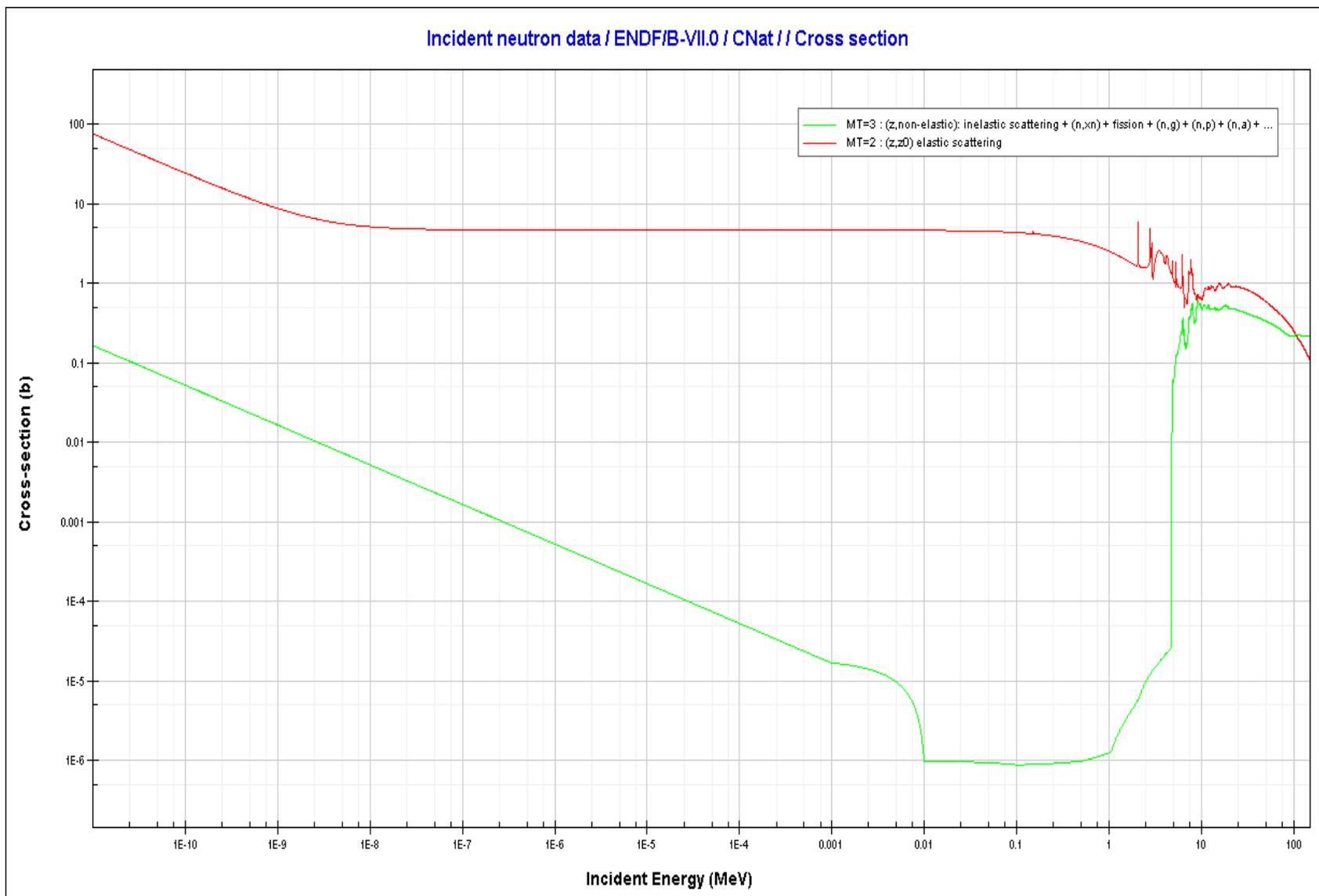


Figura 21. Sección eficaz de dispersión elástica e inelástica del carbono. [6]

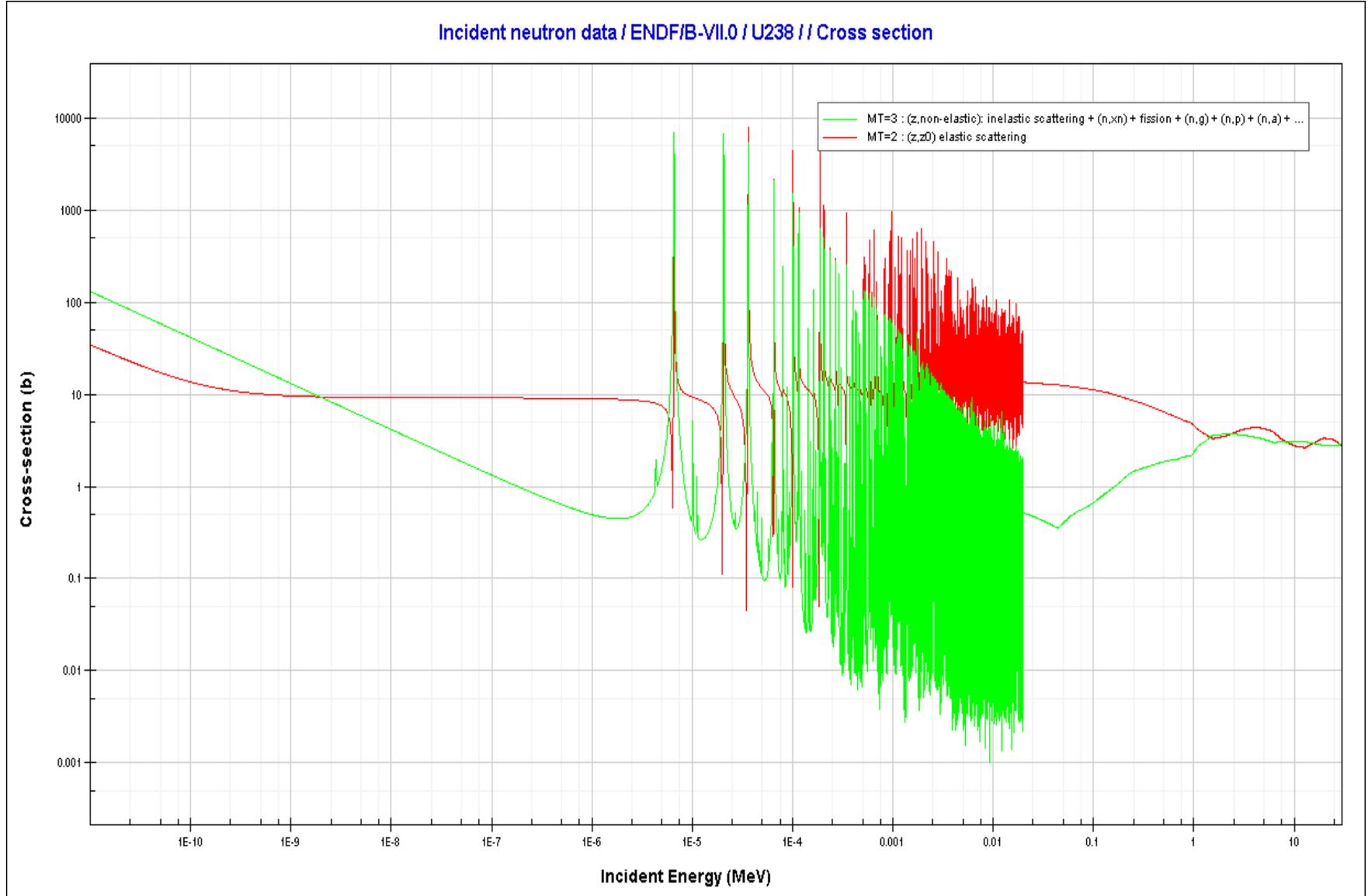


Figura 22. Sección eficaz de dispersión elástica e inelástica del ^{238}U . [6]