

### أساسيات الهندسة النووية

- مقدمة • خصائص النيوترونات • المقاطع العرضية • تهديئة النيوترونات السريعة • انتشار النيوترونات الحرارية • الانتشار النووي • تمارين

#### (٤,١) مقدمة

ترتكز الهندسة النووية على بعض المفاهيم الأساسية للفيزياء النووية، ومعرفة جيدة لخصائص النيوترونات؛ ولهذا سنتطرق في هذا الفصل إلى شرح هذه المفاهيم، وإلى تعريف خصائص النيوترون، وأنواع المقاطع العرضية، وأهم تفاعلات النيوترونات مع المادة. وسنوضح أيضاً بعض المفاهيم المهمة، مثل تهديئة النيوترونات وانتشارها داخل المفاعل النووي. وسنتناول أيضاً أنواع المواد الانشطارية، وعملية الانشطار النووي المتسلسل والطاقة المنتجة.

تجدر الإشارة إلى أننا تطرقنا إلى جل هذه المفاهيم والأساسيات في أكثر من فصل في كتابنا السابق (مبادئ المفاعلات النووية)؛ ولهذا فإنه يُنصح لمن له الرغبة في المزيد من التفاصيل حول المواضيع بالرجوع إلى هذا المرجع.

## (٤,٢) خصائص النيوترونات

اكتشفت النيوترونات في بداية ثلاثينيات القرن الماضي أثناء دراسة خواص المادة، وذلك بقذف العناصر الخفيفة مثل البريليوم  ${}^9\text{Be}$  والبورون  ${}^9\text{B}$  بجسيمات ألفا الصادرة من النظائر المشعة.

اُكتشف أثناء هذه التفاعلات جسيم جديد ليس له شحنة ؛ ولهذا سُمي بالنيوترون. وتبين فيما بعد أن للنيوترون كتلة قريبة جداً من كتلة البروتون وأن له قدرة فائقة على اختراق المواد نتيجة عدم وجود شحنة له. وأثبتت التجارب اللاحقة أن النواة تتكون من جسيمين، هما البروتون والنيوترون اللذان يحتويان بدورهما على جسيمات أولية تُسمى بالكواركات. ويوضح الجدول رقم (٤,١) أهم خصائص كل من البروتون والنيوترون.

الجدول رقم (٤,١). بعض خصائص النيوترون والبروتون [٢].

المكونات	العدد المغزلي <i>spin</i>	الشحنة	الكتلة ( <i>a.m.u</i> )	الجسيم
2 كوارك (تحت) + 1 كوارك (فوق)	$\frac{1}{2}$	0	1.0078	النيوترون
2 كوارك (فوق) + 1 كوارك (تحت)	$\frac{1}{2}$	1	1.0073	البروتون

## (٤,٢,١) تصنيف النيوترونات

يُمكن تصنيف النيوترونات من الناحية العملية إلى ثلاث فئات مهمة كما هو موضح في الجدول رقم (٤,٢)، الذي يبين أهم خصائص كل واحدة منها.

## (٤,٢,١,١) النيوترونات الحرارية

عندما تكون النيوترونات في اتزان ديناميكي وحراري مع الوسط المادي، الذي توجد فيه تُوصف بالنيوترونات الحرارية ؛ ولهذا تُطبق عليها قوانين نظرية حركة

الغازات ، حيث إن توزيع النيوترونات وانتشارها داخل الوسط المادي يخضع للقانون الإحصائي لمكسوال بولسمان (Maxwell Boltzmann)، الذي يُعرف بالمعادلة الآتية :

$$(٤,١) \quad \frac{dn}{n} = \frac{4.v^2}{\sqrt{\pi}.v_0} \exp[-(\frac{v}{v_0})^2].dv$$

حيث إن  $dn$  تمثل كثافة النيوترونات التي سرعتها بين  $v$  و  $v + dv$  و  $n$  عدد النيوترونات الإجمالي في وحدة الحجم (سم<sup>3</sup>). أما  $v_0$  فهي السرعة الأكثر احتمالاً، التي توجد تحت قمة منحنى الدالة  $f(v) = dn/n$ . وتؤدي نظرية حركة الغازات هذه إلى الاستنتاجات الآتية :

- العلاقة بين سرعة النيوترونات الحرارية ودرجة الحرارة

$$(٤,٢) \quad E_n = \frac{1}{2}m_n v_0^2 = KT$$

حيث إن :

K : ثابت بولسمان (  $K = 1.38065 \times 10^{-23}$  joule/<sup>0</sup>K )

T : درجة الحرارة المطلقة بالكلفين (<sup>0</sup>K)

$m_n$  : كتلة النيوترون

$$(٤,٣) \quad v_0 = 1.284 \times 10^2 \times \sqrt{T} \quad ; \quad (m/sec)$$

وهكذا عند تطبيق هذه المعادلة وعند درجة الحرارة العادية ،  $T = 20$  °C

$^0K = 293.16$  نجد أن السرعة الأكثر احتمالاً وطاقة النيوترونات الحرارية تساوي :

$$v_0 = 2200 \quad (m/sec)$$

$$(٤,٤) \quad E_0 = \frac{1}{2}m_n v_0^2 = 0.025 \quad eV$$

- العلاقة بين الطاقة المتوسطة للنيوترونات ودرجة الحرارة

$$\bar{v}_n = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} v dn = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot v_0 = 1.128 v_0$$

(٤, ٥)

$$\bar{E}_n = \frac{1}{2} m_n \bar{v}^2 = \frac{3}{2} KT$$

(٤, ٢, ١, ٢) النيوترونات البطيئة

تأتي فئة النيوترونات البطيئة بعد فئة النيوترونات الحرارية التي لا تفوق حرارتها حوالي نصف إلكترون فولت (0.5 eV). ولهذه الطاقة خاصية مهمة حيث إن عنصر الكادميوم ( $^{109}\text{Cd}$ ) يمتص كل النيوترونات الحرارية التي طاقتها أقل من هذه القيمة ( $E_n > 0.5\text{eV}$ ) ويكون شفافاً للنيوترونات التي طاقتها أكبر من ذلك ( $E_n > 0.5\text{eV}$ ). أما النيوترونات التي طاقتها بين 0.5 Ev و 10 KeV فتسمى بالنيوترونات المتوسطة أحياناً.

(٤, ٢, ١, ٣) النيوترونات السريعة

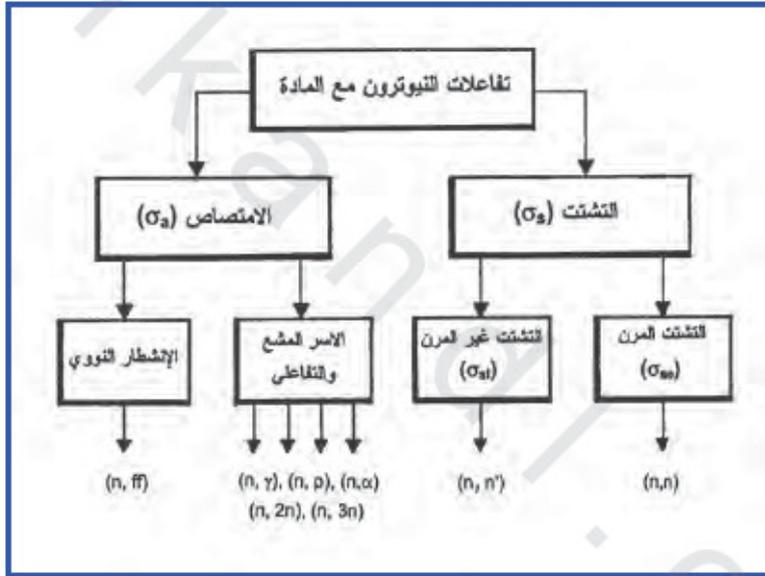
يُعدُّ النيوترون سريعاً عندما تفوق طاقته نصف المليون إلكترون فولت (م. أ. ف)  $E_n > 0.5\text{ MeV}$ ، ويوجد هذا النوع من النيوترونات بكثرة في المفاعلات النووية نتيجة عملية الانشطار المتسلسل.

الجدول رقم (٤, ٢). خصائص فئات النيوترونات [١].

فئة النيوترونات	الطاقة (eV)	السرعة (m/sec)	درجة الحرارة ( $^{\circ}\text{K}$ )	طول الموجة المصاحبة (m)
الحرارية	0.025	$2.2 \times 10^3$	290	$1.81 \times 10^{-6}$
البطيئة	$10^4 - 1.0$	$1.4 \times 10^6 - 10^4$	$1.2 \times 10^6 - 10^4$	$2.9 \times 10^{-7} - 10^{-9}$
السريعة	$10^8 - 10^6$	$1.3 \times 10^8 - 10^7$	$1.2 \times 10^{10} - 10^8$	$2.9 \times 10^{-11} - 10^{-10}$
النسبية	$10^{10}$	$2.9 \times 10^8$	$1.2 \times 10^{12}$	$1.1 \times 10^{-12}$

(٤, ٢, ٢) تفاعلات النيوترونات مع المادة

تتفاعل النيوترونات مع المادة بطرائق متعددة ومختلفة حسب طاقة النيوترون ونوعية المادة. يخترق النيوترون بسهولة الغلاف الإلكتروني للذرة؛ لأنه عديم الشحنة ويتفاعل مع النواة مباشرة أو مكوناتها، مما يجعلها تفقد اتزانها وربما انشطارها أحياناً. وتنقسم تفاعلات النيوترون مع المادة بشكل عام إلى تشتت أو امتصاص، ولكل منهما فروع متعددة كما هو موضح في الشكل رقم (٤, ١).



الشكل رقم (٤, ١). تفاعلات النيوترون مع المادة.

تمر تفاعلات النيوترون مع المادة سواء أثناء التشتت أو الامتصاص بمرحلتين أو لاهما اتحاد النيوترون مع المادة لتكوين ما يسمى بالنواة المركبة، التي تكون دائماً في حالة إثارة. ويأتي ذلك المرحلة الثانية التي تتمثل في التخلص من الطاقة الزائدة، وذلك بتفكك النواة المركبة بالطرائق المختلفة المتاحة.

## (١, ٢, ٢, ٤) تشتت النيوترونات

ينقسم تشتت النيوترونات إلى نوعين، التشتت المرن والتشتت غير المرن. ويحصل التشتت المرن مع العناصر الخفيفة والمتوسطة، أما التشتت غير المرن فيحصل مع العناصر فوق المتوسطة والثقيلة، وتزداد نسبة حدوثه كلما زادت طاقة النيوترونات.

أولاً: التشتت المرن  $(n, n)$

يُعرف التشتت المرن بفقدان جزء من طاقة النيوترون الحركية وتغير في اتجاهه بعد التفاعل، أما الطاقة المفقودة فتظهر على شكل طاقة حركية للنواة.

ثانياً: التشتت غير المرن  $(n, n')$

يتميز هذا النوع من التشتت بعدم حفظ الطاقة الحركية في هذا التفاعل، حيث إن النيوترون يلتحم بمكونات النواة فتصبح النواة المركبة شديدة الإثارة، وسرعان ما تتفكك بإصدار نيوترون جديد  $n'$ . وللتشتت غير المرن عتبة تتمثل في أقل طاقة حركية يجب على النيوترون امتلاكها لكي يحصل له هذا التفاعل.

## (٢, ٢, ٢, ٤) امتصاص النيوترونات

امتصاص النيوترونات شبيهة بالتشتت غير المرن، حيث يتحد النيوترون الساقط على النواة فتنتقل طاقته الحركية إلى مكونات النواة المركبة. وتتسبب عملية الامتصاص هذه إلى أسر النيوترونات داخل النواة المركبة فتفقد اتزانها، مما يحتم تركيب جديد لمكوناتها قبل العودة إلى حالة الاستقرار. وتتخلص النواة المركبة من الطاقة الزائدة بإصدار طاقة على شكل أشعة جاما، أو إصدار جسيمات مشحونة، أو نيوترونات، وربما انشطارها أحياناً. ولهذا تنقسم عملية امتصاص، أو أسر النيوترون حسب طاقته ونوع المادة إلى ثلاث فئات كما يلي:

أولاً: الأسر المشع:  $(n, \gamma)$

ثانياً: الأسر التفاعلي:  $(n, p)$ ،  $(n, \alpha)$ ،  $(n, 2n)$  ...

ثالثاً: الانشطار:  $(n, ff)$

### (٤,٣) المقاطع العرضية

يُعرف المقطع العرضي بمساحة النواة المعرضة عمودياً لحزمة النيوترونات، أو الجسيمات المتفاعلة مع نوى الهدف. ولا يساوي المقطع العرضي المقطع الهندسي للنواة بل هو أكبر من ذلك بكثير خاصة عندما تكون النيوترونات حرارية أو بطيئة، ثم يقترب من المقطع الهندسي كلما زادت سرعة النيوترونات. ولتوضيح هذا المفهوم يجب تعريف المقاطع العرضية المختلفة حسب نوعية التفاعل.

#### (٤,٣,١) المقطع العرضي المجهري (σ)

يُعبّر المقطع العرضي المجهري عن احتمال تفاعل النواة الواحدة مع أحد النيوترونات الساقطة على وحدة المساحة سم<sup>٢</sup>. هذا الاحتمال يساوي المساحة الفعّالة لنواة الهدف أثناء التفاعل. ولتوضيح هذا المفهوم نفترض أن لدينا حزمة من النيوترونات شدتها I تسقط عمودياً على هدف رفيع السمك وعدد ذراته في وحدة المساحة (سم<sup>٢</sup>) تساوي N<sub>A</sub>. ويلاحظ أثناء التفاعل في هذه الحالة أن عدد التفاعلات R في الثانية يتناسب مع شدة الحزمة I وعدد ذرات الهدف N<sub>A</sub> وثابت التناسب σ الذي يسمى بالمقطع العرضي المجهري الذي له المعادلة الآتية:

$$(٤,٦) \quad R = \sigma \cdot I \cdot N_A \quad \Rightarrow \quad \sigma = \left(\frac{R}{I}\right) / N_A$$

نلاحظ من خلال هذه المعادلة أن وحدة المقطع العرضي المجهري σ لها وحدة مساحة (سم<sup>٢</sup>) كما هو موضح فيما يلي:

$$[cm^2] = \left[ \frac{\#}{cm^2 \cdot sec} / \frac{\#}{cm^2 \cdot sec} \right] / \left[ \frac{\#}{cm^2} \right]$$

حيث إن: # يمثل عدداً بدون وحدة

هذه الوحدة (سم<sup>٢</sup>) كبيرة جداً مقارنة بمساحة النواة، ولهذا تستعمل وحدة خاصة للمقطع العرضي المجهري σ وهي البارن (barn) التي هي أقرب إلى مساحة المقطع العرضي الهندسي للنواة.

$$(٤,٧) \quad 1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

يستنتج مما سبق أن المقطع العرضي الإجمالي لمختلف التفاعلات الجزئية يساوي مجموع المقاطع المجهرية الجزئية، وذلك لأنه يعبر عن مجموع احتمالات التفاعلات الجزئية المختلفة؛ ولهذا فإن المقطع العرضي الإجمالي،  $\sigma_t$  لعملية التشتت وامتصاص النيوترونات مثلاً له المعادلة الآتية:

$$(٤,٨) \quad \sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$$

حيث إن:

$\sigma_t$ : تمثل المقطع العرضي المجهرى لتشتت النيوترونات.

$\sigma_a$ : تمثل المقطع العرضي المجهرى لامتصاص النيوترونات.

تجدر الإشارة إلى أن المقطع العرضي المجهرى مرتبط بطاقة النيوترون، ونوع التفاعل، ونوعية المادة التي يتفاعل معها النيوترون. ويتميز تغيير المقطع العرضي المجهرى الإجمالي،  $\sigma_t$  مع طاقة النيوترون بشكل عام بثلاث مناطق مهمة: أولاً: منطقة عكس جذر الطاقة ( $1/v_n$ ): توجد هذه المنطقة في بداية الطيف أي في منطقة النيوترونات الحرارية (0 - 1.0 eV) وغالباً ما تكون  $\sigma_t$  كبيرة في هذه المنطقة. ثانياً: منطقة الرنين: توجد هذه المنطقة الثانية عند النيوترونات المتوسطة الطاقة وتتميز  $\sigma_t$  بتغيرات سريعة تتمثل في قمم متعددة يتناسب ارتفاعها مع مستويات طاقة إثارة النواة المركبة.

ثالثاً: منطقة النيوترونات السريعة: توجد هذه المنطقة الأخيرة من الطيف عند الطاقات الكبيرة ( $E_n > 1.0 \text{ MeV}$ )، حيث يتناقص المقطع العرضي  $\sigma_t$  تدريجياً مع زيادة الطاقة حتى يقترب من المقطع الهندسي الحقيقي لنواة الهدف.

(٤, ٣, ٢) المقطع العرضي المجهاري ( $\Sigma$ )

يُعبّر المقطع العرضي المجهاري عن احتمال تفاعل النيوترون مع مجموعة نوى الهدف داخل وحدة الحجم (سم<sup>٣</sup>) في حين أن المقطع العرضي المجهاري يعبر كما شرحنا سابقاً عن احتمال تفاعل النيوترون مع نواة واحدة؛ ولهذا فإن المقطع العرضي المجهاري له المعادلة الآتية:

$$\Sigma = N\sigma$$

$$(٤, ٩) \quad (cm^{-1}) = \left[ \frac{\#}{cm^3} \right] [cm^2]$$

حيث إن:

$N$ : الكثافة الذرية (atom/cm<sup>3</sup>).

$\sigma$ : المقطع العرضي المجهاري (barn أو cm<sup>2</sup>).

$\Sigma$ : المقطع العرضي المجهاري (cm<sup>-1</sup>).

بطريقة ماثلة للمقطع العرضي المجهاري، فإن المقطع العرضي المجهاري الإجمالي يساوي مجموع المقاطع المجهرية الجزئية كما هو موضح في المعادلة الآتية.

$$(٤, ١٠) \quad \Sigma_t = N(\sigma_s + \sigma_a) = \Sigma_s + \Sigma_a$$

حيث إن:

$\Sigma_s$ : المقطع العرضي المجهاري للتشتت.

$\Sigma_a$ : المقطع العرضي المجهاري لامتصاص النيوترونات.

كذلك يمكن استنتاج المقطع العرضي المجهاري للمركبات التي تحتوي على مجموعة عناصر بجمع المقاطع المجهرية وفق المعادلة الآتية:

$$(٤, ١١) \quad \Sigma_t = N_1\sigma_1 + N_2\sigma_2 + \dots + N_n\sigma_n$$

حيث إن :

$N_i$  : الكثافة الذرية الجزئية للعنصر  $i$  في المركب.

$\sigma_i$  : المقطع العرضي المجهري للعنصر  $i$  في المركب.

تجدر الإشارة إلى أن تغيير شدة حزمة النيوترون داخل طبقات المادة يمكن حسابها وفق المعادلة التفاضلية الآتية:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dx} &= -N \cdot \sigma_f \cdot I(x) = -\sum_f \cdot I(x) \\ I(x) &= I_0 \cdot \exp(-\sum_f \cdot x) \end{aligned} \quad (٤, ١٢)$$

حيث إن :

$I_0$  : شدة حزمة الجسيمات في البداية ( $x = 0$ ).

$x$  : سمك الطبقة التي تم اختراقها.

$\sum_f$  : المقطع العرضي المجهري الإجمالي.

كذلك يمكن حساب معدل المسافة الحرة التي يقطعها النيوترون  $\lambda$  ، قبل التفاعل مثلاً ، وهذه المسافة تساوي عكس المقطع العرضي المجهري وفق المعادلة الآتية :

$$\begin{aligned} \lambda(cm) &= \int_0^{\infty} x \cdot P(x) dx = \sum_f \cdot \int_0^{\infty} x \cdot \exp(-\sum_f \cdot x) dx \\ &= \frac{1}{\sum_f} \end{aligned} \quad (٤, ١٣)$$

حيث إن :

$$dx \cdot \sum_f \cdot \exp(-\sum_f \cdot x) = P(x) dx$$

#### (٤, ٤) تهدئة النيوترونات السريعة

تهدئة النيوترونات السريعة المنتجة خلال الانشطار النووي داخل المفاعلات النووية عملية مهمة جداً خاصة بالنسبة للمفاعلات النووية الحرارية ؛ وذلك لأن

عملية الانشطار النووي في هذه المفاعلات تحتاج إلى نيوترونات حرارية، والتي يتم الحصول عليها من خلال تهدئة النيوترونات الانشطارية السريعة أصلاً. وتتمثل عملية التهدئة في تصادم النيوترونات مع نوى المادة المهدئة التي يجب أن تتوافر فيها خصائص مساعدة على تشتت النيوترونات وقلّة إمكانية امتصاصها. وتحكم عملية التهدئة القوانين الفيزيائية للتصادم والتشتت التي يمكن تلخيصها في الفقرات الآتية.

#### (١، ٤، ٤) الطاقة الحركية المفقودة في التصادم

يفقد النيوترون أثناء التصادم مع نواة المادة المهدئة جزءاً من طاقته الحركية، وتحسب طاقته الحركية بعد التصادم وفق قوانين حفظ الطاقة على النحو الآتي.

$$(٤، ١٤) \quad E = E_1 \left[ \frac{A^2 + 2A \cos(\theta) + 1}{(A+1)^2} \right]$$

حيث إن:

E: الطاقة الحركية للنيوترون بعد التصادم.

E<sub>1</sub>: الطاقة الحركية للنيوترون قبل التصادم.

A: العدد الكتلي لذرة المادة المهدئة.

θ: زاوية التشتت.

يمكن كتابة المعادلة السابقة باستعمال ما يسمى بمعامل التصادم الذي يحتوي على العدد الكتلي لذرات المهدئ فقط، الذي تعبر عنه المعادلة الآتية:

$$(٤، ١٥) \quad \alpha = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2$$

وعند استعمال هذا المعامل في المعادلة (١٤، ٤) نحصل على ما يلي:

$$(٤، ١٦) \quad E = \frac{E_1}{2} [(1 + \alpha) + (1 + \alpha) \cos \sigma]$$

يلاحظ من خلال هذه المعادلة أن طاقة النيوترون بعد التصادم مرتبطة بزواوية التشتت، وأن أكبر طاقة يفقدها النيوترون هي عند التصادم الأمامي الذي عنده تكون الزاوية  $\theta$  تساوي صفرًا، حيث إن  $(E_{\max} = \alpha E_1)$ . أما أقل طاقة يفقدها النيوترون فتكون عند الزاوية  $\theta = \pi$  حيث إن  $(E_{\min} = \alpha E_1)$ .

(٢، ٤، ٤) معدل الطاقة المفقودة

تعتمد الطاقة المفقودة في التشتت على زاوية التصادم  $\theta$  وفق المعادلة الآتية:

$$(٤، ١٧) \quad E_1 - E = \Delta E \quad ; \quad \Delta E = \varepsilon \{0, E_1(1 - \alpha)\}$$

حيث إن الطاقة المفقودة تساوي صفرًا عندما تكون الزاوية تساوي الصفر ( $\theta = 0$ ) وتساوي  $E_1(1 - \alpha)$  عندما تكون الزاوية  $\theta = \pi$ .

يُفضل أثناء دراسة تهديئة النيوترون استعمال معدل فرق الطاقة اللوغاريتمي المفقود في التصادم،  $\xi$  عوضاً عن الفرق العادي،  $\Delta E$  للطاقة المفقودة.

$$(٤، ١٨) \quad \xi = -Ln\left(\frac{E}{E_1}\right) = -\int_0^\pi Ln\left[\frac{A^2 + 2A \cos(\vartheta) + 1}{(A+1)^2}\right] \frac{dE}{E_1(1-\alpha)}$$

ويؤدي تفاضل هذه المعادلة إلى النتيجة الآتية:

$$(٤، ١٩) \quad \xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} Ln(\alpha)$$

يُلاحظ من هذه المعادلة أن معدل الطاقة المفقود في التصادم،  $\xi$  مستقل عن الطاقة الأصلية للنيوترون، ويعتمد فقط على كتلة نوى المادة المهديئة. كذلك يمكن اختصار هذه المعادلة إذا كان العدد الكتلي أقل أو يساوي عشرة ( $A \leq 10$ ) لتصبح كما يلي:

$$(٤، ٢٠) \quad \xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}}$$

عندما تكون المادة المهذئة مركبة، فإن معدل الطاقة المفقود في التصادم تحسب وفق المعادلة الآتية:

$$(٤, ٢١) \quad \xi_c = \frac{\sum_{i=1}^n (m_i \cdot \xi_i \cdot \Sigma_s)_i}{\sum_{i=1}^n (\Sigma_s)_i}$$

حيث إن:

$(\Sigma_s)_i$ : المقطع العرضي المجهاري للعنصر  $i$ .

$m_i$ : نسبة ذرات العنصر في المركب  $c$ .

(٤, ٤, ٣) عدد التصادمات لتهذئة النيوترون

يمكن حساب عدد التصادمات  $n$  اللازمة لتهذئة النيوترون من الطاقة الأصلية  $E_0$  إلى الطاقة المطلوبة  $E_n$  بسهولة، وذلك باستعمال معدل الطاقة اللوغارتمي على النحو الآتي:

$$(٤, ٢٢) \quad \begin{aligned} \ln\left(\frac{E_0}{E_n}\right) &= \ln\left(\frac{E_0}{E_1}\right) + \ln\left(\frac{E_1}{E_2}\right) + \dots + \ln\left(\frac{E_{n-1}}{E_n}\right) = n\xi \\ \Rightarrow n &= \frac{1}{\xi} \ln\left(\frac{E_0}{E_n}\right) \end{aligned}$$

(٤, ٤, ٤) معدل زاوية التشتت

تستنتج زاوية التشتت من قوانين التصادم، وذلك بالرجوع إلى محاور المختبر، ثم تعويض السرعات بدلالة العدد الكتلي فنحصل على النتيجة الآتية:

$$(٤, ٢٣) \quad \cos\psi = \frac{1 + A \cos\theta}{(A^2 + 2A \cos\theta + 1)^{1/2}}$$

يُحسب معدل زاوية التشتت بتكامل المعادلة السابقة (٤, ٢٣) على عناصر الزاوية الصلبة  $\Omega = 2\pi \cdot \sin\theta \cdot d\theta$  الخاصة بمحاور مركز الكتلة حيث يكون التوزيع متماثلاً في كل الاتجاهات.

$$\begin{aligned}
 \overline{\cos \psi} &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi (\cos \psi) 2\pi \sin \theta \cdot d\theta \\
 (٤, ٢٤) \quad &= \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{1+Ax}{(A^2+2Ax+1)} dx \quad ; \quad x = \cos \theta \\
 &= \frac{2}{3A}
 \end{aligned}$$

نلاحظ من خلال هذه المعادلة أفضلية التشتت إلى الأمام خاصة عندما تكون نواة الهدف صغيرة الكتلة، لكن عندما يتم تصادم النيوترون مع نواة ثقيلة يصبح معدل المركبة الأمامية ( $\overline{\cos \psi}$ ) صغيراً، ويقترب التشتت من التوزيع المتماثل.

(٤, ٤, ٥) طول مسار التهدة

يُعرف طول مسار التهدة للنيوترونات السريعة الانشطارية بالمسافة المستقيمة التي يقطعها أثناء عملية التهدة حتى الوصول إلى الطاقة الحرارية. وتحسب هذه المسافة عن طريق معدل مربع المسافة المستقيمة التي يقطعها النيوترون حسب مسارات متعرجة أثناء مرحلة التهدة.

$$\begin{aligned}
 \frac{-2}{r_f} &= \frac{\int_0^\infty n_{th} r^2 dr}{\int_0^\infty n_{th} dr} = \frac{\int_0^\infty r^4 q_{th} \cdot dr}{\int r^2 q_{th} dr} = \\
 (٤, ٢٥) \quad &= \frac{\int_0^\infty r^4 \cdot e^{-\frac{r^2}{4\tau}} dr}{\int_0^\infty r^2 e^{-\frac{r^2}{4\tau}} dr} = 6\tau_{th} \\
 \tau_{th} &= \frac{\lambda_{tr}}{3} \left[ \frac{\lambda_s}{\xi} \ln \left( \frac{E_0}{E_{th}} \right) \right]
 \end{aligned}$$

حيث إن:

$q_{th}$ : كثافة التهدة (عدد النيوترونات التي تنخفض طاقتها إلى أقل من طاقة E في السنتيمتر المكعب وفي الثانية).

$n_{th}$ : عدد النيوترونات التي تصل إلى المنطقة الحرارية.

$\tau_{lh}$  : عمر فرمي.

يُستنتج من هذه المعادلة أن عمر فرمي يساوي سدس معدل مربع المسافة التي يقطعها النيوترون أثناء عملية التهدئة. أما طول مسار التهدئة، أي المسافة المستقيمة التي يقطعها النيوترون حتى الوصول إلى المرحلة الحرارية، فهي تساوي جذر عمر فرمي.

$$L_f = \sqrt{\frac{\tau_{lh}}{6}} = \sqrt{\tau} \quad (٤, ٢٦)$$

#### (٤, ٥) انتشار النيوترونات الحرارية

عند نهاية مرحلة التهدئة تبدأ رحلة انتشار النيوترون في الوسط المادي التي تشبه انتشار الغاز. ويكون هذا الافتراض صحيحاً عند توافر بعض الشروط الأساسية مثل أحادية معدل طاقة النيوترونات، وعدم فقدان الطاقة، بالإضافة إلى وجود توزيع متماثل لمتجهات سرعة النيوترونات أثناء الانتشار. كل هذه الشروط متوافرة إلى حد كبير عندما تصبح النيوترونات حرارية في نهاية مرحلة التهدئة. وتتميز مرحلة الانتشار عادة بنهاية النيوترون سواء عن طريق الامتصاص في نهاية المطاف أو تسربه إلى خارج الجسم المادي المعتمد؛ ولهذا سنتطرق إلى تعريف بعض العوامل وشرح بعض المفاهيم الأساسية لعملية الانتشار.

#### (٤, ٥, ١) العلاقة بين الفيض و تيار النيوترونات

يُمثل الفيض عدد النيوترونات في وحدة المسافة سم<sup>٢</sup> وفي الثانية (n/cm<sup>2</sup>.sec) حول نقطة معينة، ويعبر عن فيض النيوترونات بالمعادلة الآتية:

$$\phi = nv \quad (٤, ٢٧)$$

حيث إن:

n : كثافة النيوترونات (عدد النيوترونات في السنتيمتر المكعب (cm<sup>3</sup>)).

v : سرعة النيوترونات.

تُعرف كثافة تيار النيوترونات في الاتجاهين السالب والموجب لأحد المحاور بعدد النيوترونات التي تقطع وحدة المساحة في الثانية في الاتجاه المعين. ولكثافة التيار علاقة وثيقة بفيض النيوترونات، التي يُعبر عنها بالنسبة للمحور العمودي Z مثلاً بالمعادلات الآتية:

$$(٤,٢٨) \quad J_z^- = \frac{\Phi_0}{4} + \frac{1}{6 \cdot \Sigma_s} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0$$

$$(٤,٢٩) \quad J_z^+ = \frac{\Phi_0}{4} - \frac{1}{6 \cdot \Sigma_s} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0$$

$$(٤,٣٠) \quad J_z = (J^+) - (J^-) = -\frac{1}{3 \cdot \Sigma_s} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0$$

حيث إن:

$J_z$ : محصلة كثافة التيار السالب والموجب للنيوترونات

$J_z^+$ : تيار النيوترونات الموجب في اتجاه المحور Z (الصاعد)

$J_z^-$ : تيار النيوترونات السالب في اتجاه المحور Z (النازل)

$\Sigma$ : المقطع العرضي المجهاري لمادة الوسط

$\Phi$ : فيض النيوترونات

(٤,٥,٢) معدل المسارات الحرة للنيوترونات

يُعرف معدل المسار الحر لتشتت النيوترونات بعكس المقطع العرضي المجهاري

للتشتت، ويكتب على النحو الآتي:

$$(٤,٣١) \quad \lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s}$$

كذلك فإن معدل المسار الحر لامتصاص النيوترونات يُعرف بعكس المقطع

العرضي المجهاري للامتصاص وفق المعادلة الآتية:

$$(٤,٣٢) \quad \lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}$$

أما معدل المسار الحر لانتقال النيوترونات فيأخذ بعين الاعتبار أفضلية التشتت إلى الأمام الذي سبق شرحه، الذي يجعل لهذا المسار الحر علاقة وثيقة بالمسار الحر للتشتت والعدد الكتلي للمادة التي تنتشر فيها النيوترونات. وهكذا تكون معادلة معد مسار الحر لانتقال النيوترونات على النحو الآتي:

$$(٤,٣٣) \quad \lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \cos\psi} = \frac{\lambda_s}{1 + 2/3A}$$

حيث إن:

$\overline{\cos\psi}$  : معدل زاوية التشتت.

A : العدد الكتلي لمادة الوسط.

(٤,٥,٣) تسرب النيوترونات

يُفضل استعمال المسار الحر الانتقالي،  $\lambda_{tr}$  عوضاً عن المسار الحر للتشتت،  $\lambda_s$  في كل من معادلات تيار النيوترونات وقانون انتشارها، وذلك لعدم تماثل زاوية التشتت في محاور المختبر وأفضلية التشتت إلى الأمام. وعند ذلك تصبح معادلة كثافة تيار النيوترونات في اتجاه المحور Z التي تعرضنا لها سابقاً كما يلي:

$$(٤,٣٤) \quad J_z = -\frac{\lambda_{tr}}{z} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 = -D \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0$$

حيث إن:

$$\frac{\lambda_{tr}}{3} = D \quad \text{: معامل الانتشار.}$$

وبالمثل يمكن حساب كثافة تيار النيوترونات في اتجاه المحاور الأخرى، ثم حساب

محصلة كثافة التيار في الاتجاهات الثلاثة، التي تُعرف بقانون (فيك) الذي له المعادلة الآتية:

$$J = -D \cdot \left[ \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \right]_0$$

$$= -D \cdot \nabla \phi(r)$$

(٤,٣٥)

يُمكن الآن حساب تسرب النيوترونات من وحدة الحجم  $dv$  وفي كل الاتجاهات باستعمال كثافة تيار النيوترونات على النحو الآتي :

$$-\frac{\lambda_{tr}}{3} \left[ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right] dV = \nabla J \cdot dV$$

$$= -D \cdot \nabla^2 \phi_0 dV$$

(٤,٣٦)

نستنتج من هذه المعادلة أن معدل فيض النيوترونات المتسربة من وحدة الحجم تتناسب مع متفرقة المتجه  $J$  أو لبلاسيان  $(\nabla^2 \Phi_0)$  فيض النيوترونات الأصلي  $(\Phi_0)$ .

(٤,٥,٤) انتشار النيوترونات

يحكم تغير عدد النيوترونات مع الزمن داخل عنصر الحجم المادي  $dv$  مجموع الأحداث الثلاثة التي تحصل للنيوترونات من إنتاج وامتصاص وتسرب وفق العبارة الآتية :

$$\frac{\partial n}{\partial t} dv = [\text{الإنتاج} - \text{الامتصاص} - \text{التسرب}] dv$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} dV = [S - \sum_a \phi + D \nabla^2 \phi] dV$$

(٤,٣٧)

وهكذا يمكن ترتيب المعادلة العامة لانتشار النيوترونات على النحو الآتي :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + D \nabla^2 \phi - \sum_a \phi$$

(٤,٣٨)

ولحل هذه المعادلة يجب الرجوع إلى الشروط الحدودية.

(٤,٥,٥) طول مسار الانشطار

يُعرف طول مسار الانتشار للنيوترونات بالمسافة المستقيمة التي يقطعها أثناء عملية الانتشار، التي تبدأ عند نهاية عملية التهذئة، وتنتهي عند امتصاص النيوترون

الحراري فقط. وتُحسب هذه المسافة أيضاً عن طريق معدل مربع المسافة المستقيمة التي يقطعها النيوترون بمساراته المتعرجة أثناء مرحلة الانتشار وفق المعادلة الآتية:

$$(٤,٣٩) \quad \bar{r}^{-2} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 dn}{\int_0^{\infty} dn} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} r^2 \cdot \phi \cdot \sum_a dV$$

حيث إن  $\phi$  يمثل فيض النيوترونات الناتج عن حل معادلة الانتشار السابق (٤,٣٨) لمصدر نقطي داخل مهدئ غير محدد الأبعاد مثلاً.

$$(٤,٤٠) \quad \phi = \frac{3n}{4\pi\lambda_{tr}} \cdot \frac{e^{-kr}}{r} \quad ; \quad K = \frac{3}{\lambda_{tr}\lambda_a}$$

$$(٤,٤١) \quad dV = 4\pi r^2 dr$$

يؤدي حل المعادلة التفاضلية السابقة (٤,٣٩) بعد تعويض الفيض  $\phi$  والعنصر الحجمي  $dv$  بقيمتها (٤,٤٠) و(٤,٤١) إلى الحصول على قيم مربع وطول مسار الانتشار  $L^2$  و  $L$  تتالياً.

$$(٤,٤٢) \quad \bar{r}^{-2} = \frac{6}{K^2} = 6L^2 \Rightarrow L = \sqrt{\frac{\bar{r}^{-2}}{6}} = \sqrt{\frac{\lambda_{tr}\lambda_a}{3}}$$

تجدر الإشارة إلى أن معادلة معدل مربع المسار الحر للانتشار،  $\bar{r}^2$  متشابهة إلى حد كبير بالمعادلة السابقة (٤,٢٥) الخاصة بمعدل مربع المسار الحر للتهديئة  $r_f^2$ ، ويلاحظ أيضاً أن طول مدار الانشطار  $L$  يساوي جذر سدس مربع المسار الحر للانتشار، ويعتمد على قيم المسارات الحرة للامتصاص  $\lambda_a$  وللانتقال  $\lambda_{tr}$  فقط.

(٤,٥,٦) طول مسار هجرة النيوترونات

يُعرف طول مسار هجرة النيوترونات بالمسافة الخطية المستقيمة التي يقطعها النيوترون من نقطة ولادته إلى نقطة امتصاصه. وبمعنى آخر فإن هذه المسافة تساوي

جذر مجموع مربعات كل من طول مسار التهدئة وطول مسار الانتشار؛ ولهذا فإن معادلة طول مسار هجرة النيوترونات تكون على النحو الآتي:

$$M^2 = L_f^2 + L^2 = \tau_{th} + L^2$$

(٤,٤٣)

$$M = (L_f^2 + L^2)^{\frac{1}{2}}$$

ويوضح الجدول رقم (٤,٣) بعض الخصائص المهمة لأكثر المواد استعمالاً كمهدئ وعاكس للنيوترونات.

الجدول رقم (٤,٣). خصائص أكثر المواد استعمالاً كمهدئ للنيوترونات [١].

M cm	L cm	L <sub>f</sub> cm	D cm	λ <sub>t</sub> cm	λ <sub>a</sub> cm	الكثافة g/cm <sup>3</sup>	المهدئ
5.93	2.85	5.20	0.16	0.48	50.76	1.00	الماء العادي H <sub>2</sub> O
170.38	170.00	11.44	0.87	2.52	3.44x10 <sup>4</sup>	1.10	الماء الثقيل D <sub>2</sub> O
23.30	21.00	10.10	0.50	1.38	9.6x10 <sup>2</sup>	1.85	البيريوم Be
—	28.00	—	0.47	1.41	1.67x10 <sup>2</sup>	2.96	أكسيد البيريوم BeO
62.04	59.00	19.18	0.84	2.50	4.17x10 <sup>3</sup>	1.60	الجرافيت C

#### (٤,٦) الانشطار النووي

يُنتج الانشطار النووي كمية هائلة من الطاقة لا مثيل لها في التفاعلات الكيميائية. ولقد استفاد الإنسان من هذه الطاقة سلمياً بإنشاء محطات القدرة الكهربائية الضخمة في العديد من الأماكن في العالم. وتحصل عملية الانشطار عندما يتفاعل نيوترون مع نواة ثقيلة، الأمر الذي يؤدي إلى انشطارها أحياناً وإنتاج طاقة كبيرة بالإضافة إلى إصدار حوالي نيوترونين ونصف النيوترون لكل انشطار.

أبسط النظريات لتفسير عملية الانشطار هي قطرة السائل، حيث تعدُّ المادة النووية داخل النواة شبيهة بالمادة السائلة داخل قطرة صغيرة كروية الشكل. تماسك

وتتأثر مكونات النواة بحكمه القوى النووية المتينة والضعيفة. لكن عندما تمتص النواة النيوترون أو كمية من الطاقة، فإنها تفقد اتزانها وربما انشطارها كما هو الحال بالنسبة لقطرة السائل عندما تضاف لها كمية من السائل فيتغير شكلها تدريجياً حتى تصل إلى الانشطار أحياناً.

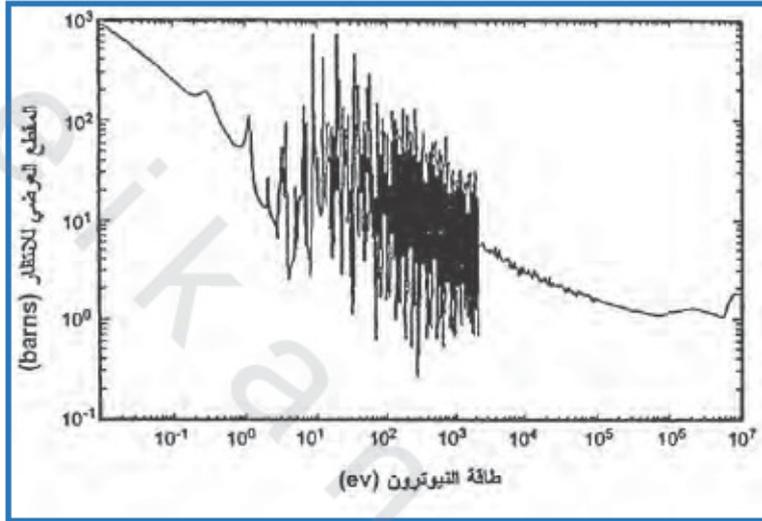
#### (١, ٦, ٤) المواد الانشطارية

تميز المواد الانشطارية بسهولة انشطارها عن طريق النيوترونات الحرارية خاصة؛ ولهذا تستعمل هذه المواد وقوداً في المفاعلات النووية. وأهم هذه المواد الانشطارية هي اليورانيوم  $^{233}\text{U}$  واليورانيوم  $^{235}\text{U}$  والبلوتونيوم  $^{239}\text{Pu}$ ، إلا أن العنصر الوحيد الذي يوجد في الطبيعة هو اليورانيوم  $^{238}\text{U}$  ونسبة سبعة في الألف أو سبعة غرامات لكل كيلوغرام من اليورانيوم الطبيعي. أما العنصران  $^{233}\text{U}$  و  $^{239}\text{Pu}$  فيمكن إنتاجهما داخل المفاعلات النووية عن طريق تعريض الثوريوم  $^{232}\text{Th}$  واليورانيوم  $^{238}\text{U}$  للنيوترونات. وتُعرف هاتان المادتان بالمواد القابلة للانشطار؛ لأنه يصعب انشطارهما بالنيوترونات الحرارية خاصة، لكن يمكن تحويلها إلى مواد انشطارية سهلة الانشطار.

#### (٢, ٦, ٤) المقطع العرضي للانشطار

يختلف المقطع العرضي للجهرى للانشطار  $\sigma_f$  حسب طاقة النيوترون والمادة الانشطارية. ويُلاحظ أن هناك تشابهاً كبيراً في الشكل العام لمنحنى المقطع العرضي للانشطار حسب طاقة النيوترون لكل المواد الانشطارية، حيث يمكن تقسيم هذا المنحنى إلى ثلاث مناطق. وتحتص المنطقة الأولى بالنيوترونات الحرارية والبطيئة، حيث يتغير المقطع  $\sigma_f$  حسب قانون عكس السرعة،  $\frac{1}{v}$ . وتأتي بعد ذلك منطقة النيوترونات المتوسطة التي تسمى أيضاً بمنطقة الرنين ذات التغيرات السريعة التي تتخللها قمم متعددة. وأخيراً، تأتي منطقة النيوترونات السريعة، حيث يصبح المقطع  $\sigma_f$  شبه ثابت، ويتناقص ببطء مع زيادة طاقة النيوترون.

ويوضح الشكل رقم (٤,٢) منحنى تغير المقطع العرضي المجهري لانشطار اليورانيوم  $^{235}\text{U}$ .



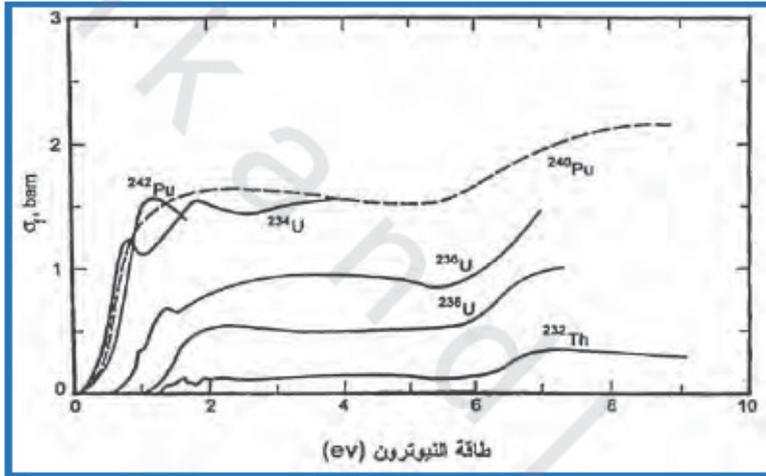
الشكل رقم (٤,٢). المقطع المجهري ( $\sigma_t$ ) لليورانيوم  $^{235}\text{U}$  [١٣].

يُظهر الجدول رقم (٤,٤) القيم المهمة للمقاطع العرضية لانشطار وامتصاص  $\sigma_a$  و  $\sigma_f$  لأهم المواد الانشطارية بالنسبة للنيوترونات الحرارية.

الجدول رقم (٤,٤). بعض الخصائص المهمة للمواد الانشطارية [١٣].

$\alpha$	* $\nu$	$\sigma_f$ (barn)	$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f$ (barn)	العناصر
0.0899	2.492	531.1	578.8	$^{233}\text{U}$
0.169	2.418	582.2	680.8	$^{235}\text{U}$
0.362	2.871	742.5	1011.3	$^{239}\text{Pu}$
0.365	2.927	1009	1377	$^{241}\text{Pu}$

يُوضح الشكل رقم (٤,٣) منحنى تغيير المقطع العرضي المجهري للانشطار  $\sigma_f$  لمعظم المواد القابلة للانشطار. ويُلاحظ من هذا الشكل أن  $\sigma_f$  تساوي الصفر تقريباً في البداية، ثم يتحسن شيئاً فشيئاً عندما تفوق طاقة النيوترون طاقة عتبة التفاعل. كما يُلاحظ أيضاً أن المقطع المجهري لا يتجاوز اثنين بارن في أفضل الحالات؛ ولهذا يُفضل تحويل هذه المواد إلى مواد انشطارية يسهل انشطارها؛ لأن  $\sigma_f$  تصبح أكبر من خمسمائة بارن ( $\sigma_f > 500 \text{ barn}$ ).



الشكل رقم (٤,٣). المقطع المجهري لانشطار  $\sigma_f$  لأهم المواد القابلة للانشطار [١٣].

### (٤,٦,٣) نواتج الانشطار

تؤدي عملية انشطار نواة ثقيلة مثل نواة اليورانيوم  $^{235}\text{U}$  إلى إنتاج شظيتين مختلفتين في الوزن وإصدار نيوترونين إلى ثلاثة نيوترونات بالإضافة إلى إنتاج طاقة كبيرة على شكل إشعاعات وطاقة حركية. وعلى الرغم من اختلاف وزن شظايا الانشطار هذه عن بعضها فكلها لها نشاط إشعاعي مما يُعقد التعامل مع هذه النظائر أثناء تراكمها في المفاعل، وبعد ذلك كفايات أيضاً.

تنقسم النيوترونات الانشطارية إلى نيوترونات فورية (تصدر خلال الانشطار مباشرة، وذلك في حوالي  $10^{-14}$  ثانية) ونيوترونات متأخرة ناتجة عن تفكك بعض شظايا الانشطار، التي تصدر في أقل من 55 ثانية تقريباً بعد عملية الانشطار. ولا يتجاوز عدد هذه النيوترونات المتأخرة واحداً في المائة من النيوترونات الانشطارية، إلا أنها تؤدي دوراً كبيراً في عملية التحكم في المفاعلات النووية.

يُرمز لعدد النيوترونات الانشطارية بالحرف  $\nu$  ويختلف هذا العدد حسب نوعية المادة الانشطارية وطاقة النيوترون مسببة الانشطار. ويظهر الجدول رقم (٤,٥) قيم معدل النيوترونات الناتجة عن انشطار بعض المواد الثقيلة.

الجدول رقم (٤,٥). معدل النيوترونات الانشطارية  $\nu$  لكل انشطار [1]

طاقة النيوترون MeV	$^{232}\text{Th}$	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
الحرارية	—	2.48	2.42	—	2.87
1.5	—	2.70	2.57	2.65	3.08
14.1	4.64	3.86	4.17	4.50	4.75

#### (٤, ٦, ٤) طاقة الانشطار (n,f)

تُحسب الطاقة الناتجة عن عملية الانشطار باستعمال معادلات الطاقة المكافئة للكتلة المفقودة في تفاعل الانشطار ( $E_f = 931 \times \Delta m$ ) علماً أن طاقة الانشطار  $E_f$  غير ثابتة في كل الانشطارات؛ وذلك لأنها تعتمد على كتل شظايا الانشطار وعدد النيوترونات المنتجة، إلا أن الحسابات أثبتت أن طاقة انشطار اليورانيوم والبلوتونيوم متقاربة جداً وتساوي حوالي 200 MeV تقريباً. وتنقسم هذه الطاقة بين الطاقة الحركية لشظايا الانشطار والنيوترونات والطاقة الإشعاعية لأشعة جاما الفورية، وكل الإشعاعات الأخرى الناتجة عن تفكك الشظايا. ويوضح الجدول رقم (٤, ٦) تقسيم هذه الطاقة لإحدى طرائق انشطارات اليورانيوم  $^{235}\text{U}$  على سبيل المثال.

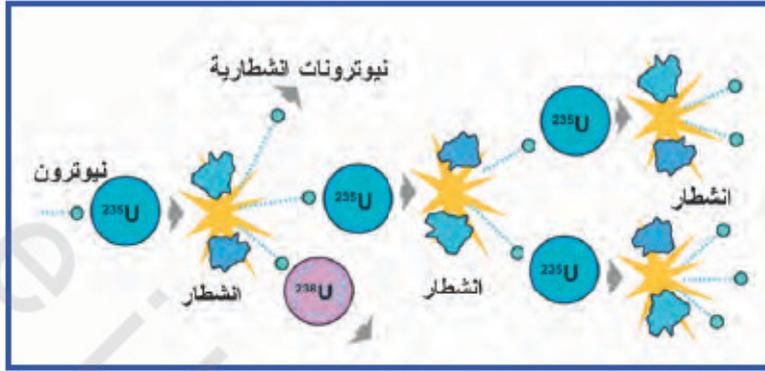
الجدول رقم (٤, ٦). توزيع طاقة انشطارات اليورانيوم  $^{235}\text{U}$ .

المدى	الطاقة المنتجة MeV	توزيع طاقة الانشطار
> مم	168	الطاقة الحركية لشظايا الانشطار
100-10 سم	5	الطاقة الحركية للنيوترونات
100-10 سم	7	طاقة أشعة جاما الفورية
100-10 سم	15	طاقة التفكك بيتا وجاما
$\infty$	12	طاقة النيوتريانو المصاحب لبيتا
	207	مجموع الطاقة

### (٤, ٦, ٥) الانشطار المتسلسل

يُنتج كل انشطار نووي بالإضافة إلى شظايا الانشطار من اثنين إلى ثلاثة نيوترونات كما سبق شرحه. ويمكن من خلال التصميم الجيد للمفاعل النووي المحافظ على نيوترون على الأقل من كل انشطار واستعماله لإحداث انشطار جديد. ويتكرر هذه العملية نحصل على ما يسمى بالانشطار المتسلسل الذي لا يحتاج إلى إضافة نيوترونات خارجية لاستمرار عملية الانشطار.

يتركز التصميم الجديد للمفاعل النووي على الاختيار النوعي والكمي المناسب للوقود النووي والمواد الأخرى المكونة للمفاعل وحساب دقيق لأبعاد المفاعل لمنع تسرب النيوترونات من قلب المفاعل. وتؤدي هذه الخيارات والحسابات إلى التصميم السليم الذي يحد من فقدان النيوترونات عن طريق امتصاصها من طرف المواد غير الانشطارية أو تسربها خارج المفاعل. وهكذا يمكن المحافظة على نيوترون واحد على الأقل لكل انشطار واستمرار الانشطار المتسلسل والتحكم في المعامل.



الشكل رقم (٤,٤). الانشطار المتسلسل [٢٤].

#### (٤,٧) تمارين

- ١- اذكر أهم خصائص النيوترون، وما هو التصنيف العملي لهذا الجسيم، ثم اشرح العلاقة بين سرعة النيوترونات الحرارية ودرجة الحرارة.
- ٢- ارسّم بشكل توضيحي تفاعلات النيوترون الممكنة مع المادة.
- ٣- عرّف باختصار المقطع العرضي المجهري، والمقطع العرضي المجهري لأحد تفاعلات النيوترون مع المادة.
- ٤- اشرح الفرق بين عمليتي التهتئة والانتشار للنيوترونات، ثم عرّف مسار هجرة النيوترونات.
- ٥- عرّف المواد الانشطارية والمواد القابلة للانشطار، ثم اشرح عملية الانشطار المتسلسل موضحاً متوسط كمية الطاقة الناتجة عن هذه العملية.
- ٦- أوجد المقطع العرضي المجهري للنيوترونات الحرارية لخليط بنسبة 1:1 وزن للكربون المخصب بنسبة ٥٪، ثم احسب أيضاً المقطع العرضي المجهري للنيوترونات

الحرارية لخليط متجانس بنسبة 51:8 وزن لخليط من الماء واليورانيوم المخصب بنسبة ٣٪.

٧- إذا كان لدينا نيوترون انشطاري له طاقة 2MeV ينتقل داخل مهدئ من الكربون فاحسب ما يلي :

أ) معامل الطاقة المفقودة لكل انشطار.

ب) معدل الطاقة المفقودة لكل انشطار.

ج) أعد الحسابات السابقة إذا كان المهدئ من الماء.

٨- اكتب قوانين التصادم في محاور المختبر ثم استنتج معادلة زاوية التشتت بدلالة العدد الكتلي لمادة التصادم مع النيوترونات، علماً أن المعادلة المطلوبة تكتب على التالي :

$$\cos \Psi = \frac{1 + A \cos \vartheta}{A^2 + 2A \cos \vartheta + 1}$$

٩- احسب طول مسار هجرة النيوترونات لكل من المواد الآتية :

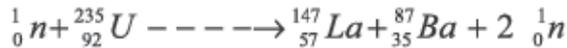
أ) اليورانيوم المخصب بنسبة ٣٪.

ب) الكربون.

ج) الماء العادي، والماء الثقيل.

١٠- احسب الطاقة الناتجة عن انشطار نواة اليورانيوم  $^{235}\text{U}$  عند تصادمها

بنيوترون حراري إذا كان الانشطار ونواتج التفاعل كما يلي :



بعد ذلك أوجد كمية اليورانيوم  $^{235}\text{U}$  التي يتم انشطارها أثناء انفجار قنبلة نووية

شدتها ١٠٠ كيلوطن (KT)، علماً أن كيلوطن واحد يساوي :  $2.6 \times 10^{25}$  MeV.