

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

فيزياء نووية لطلاب

كلية التربية

الفرقة الثالثة فيزياء

اعداد

ا. د / عبدالباسط عبادى

استاذ الفيزياء الاشعاعية المتفرغ

كلية العلوم

الفيزياء النووية

الفصل الاول

اولا : المقدمة : ان دراسة الفيزياء النووية تتركز حول مشكلتين رئيسيتين هما :

1-محاولة فهم خواص القوة التي تربط اجزاء النواة ببعضها ، حيث تتكون

النواة من عدد من البروتونات وعدد آخر من النيوترونات ويطلق اسم (

نيوكليون) على كل من البروتون والنيوترون .

2-محاولة فهم تصرف المجموعات متعددة الاجزاء .

ثانيا: الخواص النووية الاساسية :

تقسم الخواص النووية من حيث اعتمادها على الزمن الى قسمين :

1-الخواص الثابتة (غير المعتمدة على الزمن) مثل الكتلة والحجم والشحنة

والزخم الزاوي الذاتي والذي يسمى غالبا بالبرم النووي.

2-الخواص المتحركة (المعتمدة على الزمن) مثل الانحلال الاشعاعي

والتفاعلات النووية.

وفي هذا الفصل سوف نتطرق الى الخواص الثابتة فقط ، اما الخواص الحركية

فسوف نناقشها في فصول لاحقة ، وقبل التطرق الى الخواص الثابتة من المفيد

البدء ببعض التعاريف والمصطلحات التمهيديّة والتي سيتكرر ذكرها خلال الفصول

القادمة، وكذلك بعض الوحدات المستخدمة في الفيزياء النووية.

1-العدد الذري Z (Atomic number): عدد البروتونات الموجودة داخل النواة

والذي يساوي عدد الالكترونات خارجها ، لذا فان الذرة متعادلة كهربائيا .

2- العدد الكتلي (mass number) A : هو اقرب عدد صحيح من الوزن الذري الدقيق لاي نواة ، فمثلا بالنسبة لنظير الهيدروجين ^1H يكون $A=1$ ، في حين يكون الوزن الذري الدقيق لهذا النظير مساويا 1.0078254 من وحدات الكتلة الذرية (a.m.u) وكذلك بالنسبة الى نواة اليورانيوم $^{238}_{92}\text{U}$ حيث $A=238$ في حين يكون الوزن الذري 238.050941 من وحدات الكتل الذرية (a.m.u) وهكذا .

3- العدد النيوتروني (Neutron number) N : هو عدد النيوترونات الموجودة في اية نواة ، وهي جسيمات عديمة الشحنة .

ملاحظة : ان مجموع العدد الذري (Z) والعدد النيوتروني (N) يكون مساويا للعدد الكتلي (A) اي ان :

$$A=Z+N$$

.....(1)

وهكذا عندما نريد ان نشير الى نواة معينة ، فاننا نستخدم الصيغة الاتية بصورة $^A_Z\text{X}_N$ ، حيث X يمثل الرمز الكيميائي للعنصر و Z العدد الذري و N العدد النيوتروني ، وفي بعض الاحيان لا يكون من الضروري ذكر عدد النيوترونات الذي يمكن ايجاده من العلاقة (1) .

4- النيوكليون (nucleon) : يقصد بالنيوكليون اما بروتون او نيوترون .

5- النيوترون (neutron) : هو احد مكونات النواة متعادل الشحنة (Z=0) وعدده الكتلي (A=1) ، وذو كتلة تساوي تقريبا كتلة البروتون واكبر من كتلة الالكترون .

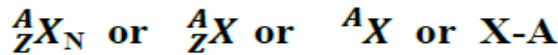
6- البروتون (Proton) : لا يختلف عن النيوترون ، بصورة عامة ، سوى ان له شحنة تساوي شحنة الالكترن ($+1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$).

7- الالكترن (Electron) : جسيمة مشحونة بشحنة سالبة تساوي ($1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$) بالكولوم. الالكترن ذو كتلة صغيرة جدا بالمقارنة مع كتلة البروتون حيث ($m_p = 1836 m_e$) لذا يمكن انهما لكتلة الالكترن عند الحديث عن كتلة الذرة بصورة عامة (عدا الحالات التي تتطلب ادخال كتلة الالكترن في الحساب) .

8- البوزترون (Positron) : هو الكترن مشحون بشحنة موجبة وله نفس كتلة الالكترن السالب.

9- الفوتون (Photon) : هو وحدة (كم) الاشعة او الطاقة الكهرومغناطيسية التي تكون على شكل ضوء او اشعة سينية او اشعة كاما ويسير بسرعة الضوء ويحمل طاقة تعطى بالعلاقة : $E = h\nu$

10- النويدة (nuclide) : عينة نووية ذات عدد ذري معين Z وعدد نيوتروني معين N، والرمز الاكثر شيوعا لتمثيل النويدة هو :



حيث X: يمثل الرمز الكيميائي للعنصر

A : العدد الكتلي

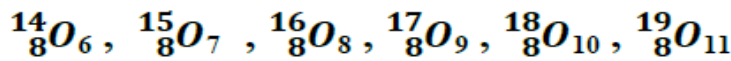
Z : العدد الذري او البروتوني

N: العدد النيوتروني

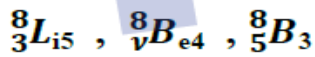
وقد تهمل كتابة N باعتباره معروفاً ويساوي الفرق بين A , Z اي ان $(N=A-Z)$ ، كما وقد تهمل كتابة Z باعتبار ان رمز العنصر X يدل على العدد الذري .

مثال -عنصر الليثيوم / ${}^7_3\text{Li}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^7_3\text{Li}$

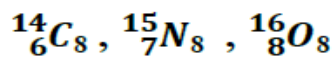
11-النظائر (Isotopes) : هي نويدات لها نفس العدد الذري Z ، لذا فهي تمثل نفس العنصر ، لكنها تختلف عن بعضها بالعدد النيوتروني N ، وتبعاً لذلك تختلف عن بعضها بالعدد الكتلي (A) . ومثال على ذلك نظائر ذر الاوكسجين :



12-الايزوبارات (Isobars) : نويدات تختلف عن بعضها البعض بالعدد الذري Z وتبعاً لذلك فهي تمثل عناصر مختلفة ، كما وتختلف أيضاً بالعدد النيوتروني N ، لكن لها نفس العدد الكتلي A .



13-الايزوتونات (Isotones) : نويدات عناصر مختلفة لها نفس العدد النيوتروني N ، وبالطبع تختلف بالعدد الذري Z وتبعاً لذلك فهي تختلف عن بعضها بالعدد الكتلي A .



14-الايزوميرات (Isomers) : نويدات عنصر معين وفي حالة متهيجة ولها عمر نصف معين وطويل نسبياً ويشار لها بالرمز :



15-الميزونات (Mesons) : جسيمات متوسطة الكتلة ، اي جسيمات كتلة كل منها اكبر من كتلة الالكترن و اقل من كتلة البروتون . لقد تم الافتراض على وجود الميزونات باعتبارها المسؤولة عن التجاذب النووي بين البروتون والبروتون او بين البروتون والنيوترون او بين النيوترون والنيوترون . ولقد تم الكشف عن العديد منها في المختبرات ومنها :

أ.البايونات (Pions) π^+ , π^- , π^0

ب.الكيونات (Kaons) K^+ , K^- , K^0 وغيرها الكثير .

جدول يضم قائمة بكتل بعض الانوية والجسيمات الشائعة

الجسيم	الرمز	الكتلة (u)	الشحنة
بروتون	$P, {}^1_1H$	1.007276	+e
نيوترون	$n, {}^1_0n$	1.008665	0
الكترن	$e^-, \beta^-, {}^0_{-1}e$	0.0005486	-e
بوزترون	$e^+, \beta^+, {}^0_{+1}e$	0.0005486	+e
جسيم الفا	$\alpha, {}^4_2He$	4.0015	+ze

بعض الوحدات المستعملة في الفيزياء النووية :

1-فيرمي (Fermi) : وهي تعادل ($10^{-15} m$) فمثلا ان الابعاد النووية تتراوح بين

$7fm \leftarrow 1fm$ ، وان مدى القوى النووية يكون بحدود 1-2Fm .

2-بارن (barn) : وتستخدم عادة للتعبير عن المقاطع العرضية للتفاعلات

النوية بصورة عامة والبارن يعادل ($10^{-28} m^2$) .

3- وحدة الكتل الذرية (atomic mass unit) : ويرمز لها بالرمز (amu) او (u) . تستخدم في قياس الكتل الذرية والنوية وهي تعادل 1.66×10^{-27} kg .

4- مليون الكترون فولت (MeV) : غالبا ما يكون ملائما التعبير عن وحدة الكتلة الذرية بدلالة مكافئ طاقة سكونها ، فبالنسبة لوحددة كتلة ذرية واحدة ، ومن تطبيق معادلة تكافؤ الكتلة والطاقة لاينشتين :

$$E = m_0 c^2 = (1.66 \times 10^{-27} \text{ kg}) (3 \times 10^8 \text{ m/s})^2$$

$$E = 1.49 \times 10^{-10} \text{ J}$$

ويما ان $1 = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$ فان

$$E \cong 931.5 \text{ MeV}$$

وغالبا ما يعبر عن الكتلة في الفيزياء النووية بدلالة وحدة MeV/c^2 اذ ان :

$$\therefore 1u = 931.5 \text{ MeV}/c^2$$

مثال / احسب طاقة كتلة السكون للالكترون بوحدة MeV مع العلم ان كتلة الالكترون تعادل 9.1×10^{-31} kg ؟

Sol/

$$E_e = m_0 c^2 = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg} (3 \times 10^8 \text{ m/s})^2$$

$$E_e = 8.18 \times 10^{-14} \text{ J} = 0.511 \text{ MeV}$$

ملاحظة : الالكترون فولت (eV) هي الطاقة التي تكتسبها وحدة الشحنة بالكولوم عند تعجيلها خلال فرق جهد مقداره فولت واحد وعليه فان :

$$1\text{eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \times 1\text{V} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$$

الخواص الثابتة للنواة :

1-شحنة النواة (Q_N Nuclear charge) : تعزى شحنة النواة الى شحنة بروتوناتها ، حيث ان النيوترونات عديمة الشحنة ، لذا فشحنة النواة تساوي العدد الذري Z مضروباً بشحنة البروتون $q_p = +1.6 \times 10^{-19} C$ حيث :

$$Q_N = Z * q_p = +1.6 \times 10^{-19} Z \quad \dots\dots\dots(2)$$

2-كتلة النواة (M_N Nuclear mass) : ان كتلة النواة هي بالحقيقة اقل قليلا من مجموع كتل بروتوناتها ونيوتروناتها ، اي ان :

$$M_N < (Zm_p + Nm_n)$$

حيث m_p كتلة البروتون ، m_n كتلة النيوترون ، وبالحقيقة ان الفرق بين مجموع كتلة البروتونات والنيوترونات وكتلة النواة قد تحول الى طاقة لربط النيوكليونات مع بعضها داخل النواة .

3-حجم النواة (nuclear size) : ان اول محاولة لتحديد حجم النواة ، او نصف قطر النواة ، كانت قد تمت من قبل رادرفورد والذي افترض تصادماً رأسياً وهمياً بين جسيمة الفا والنواة فبأقتراب الجسيمة من النواة فانها ستتباطأ نتيجة التنافر الكولومي بينهما الى ان تصل (جسيمة الفا) الى نقطة تكون فيها اقرب ما يمكن من النواة وعنها تتوقف عن الحركة وتتحول طاقتها الحركية (T_α) الى طاقة كامنة كهربائية (E_p) بشرط اعتبار النواة ساكنة خلال هذا التصادم. حيث :

$$T_\alpha = E_p = \frac{K.Ze.2e}{R} = \frac{K2e^2Z}{R}$$
$$\therefore R = \frac{K.2e^2Z}{T_\alpha} \quad \dots\dots\dots(3)$$

حيث R : مسافة اقصر اقتراب من النواة وهي تمثل الحد الاعلى لنصف قطر النواة

Z_e : شحنة النواة

$2e$: شحنة جسيمة الفا

ان استعمال الالكترونات وبعض الدقائق النووية الاخرى بدلا من جسيمات الفا في اجراء تجارب الاستطارة يعطي دقة اكثر ، وقد ظهر ان نصف القطر الذي تبرز عنده التأثيرات النووية يمكن ان يكتب تقريبا كما يلي:

$$R=R_0A^{1/3}$$

حيث ان R_0 هو ثابت نصف القطر ويأخذ القيم :

$$R_0 = \begin{cases} 1.4 \text{ Fm} & \text{للجسيمات النووية} \\ 1.2 \text{ Fm} & \text{للالكترونات} \end{cases}$$

4-الكثافة (ρ) Density :

نفرض ان النواة كروية الشكل تقريبا لذلك فان حجمها يعطى بالعلاقة :

$$V_N = \frac{4}{3} \pi R^2 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A$$

$$\rho = \frac{m_N}{V_N} = \frac{ZM_p + NM_N}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A}$$

$$\text{But } M_p \cong M_N \rightarrow M_N = (Z+N)M_N = AM_N$$

$$\therefore \rho = \frac{AM_N}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} = \frac{1.0087 \text{ amu}}{\frac{4}{3} \times \pi \times (1.4F)^3} \cong 0.09 \text{ amu/Fm}^3 \quad \text{وهي مقدار ثابت .}$$

5-توزيع الشحنة داخل النواة : Charge distribution in the nucleus

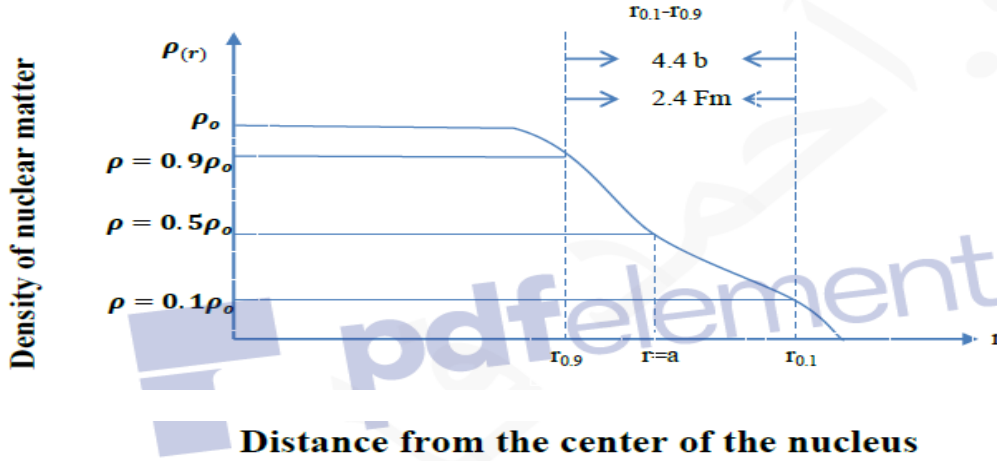
ان كثافة الشحنة الكهربائية داخل النواة (الثقيلة) ثابتة تقريبا حتى تصل الى الصفر عند سطحها ، ويمكن ان نعبر عنها بقانون التوزيع لفيرمي .

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-a}{b}\right)}$$

حيث a : هو نصف القطر الذي تصبح عنده الكثافة الاصلية نصف قيمتها $\left(\frac{\rho_0}{2}\right)$ ويسمى **half-way radius**

$b = 0.55 \text{ Fm}$ (مقياس لسمك السطح) **surface thickness parameter** : b

ρ_0 : وتساوي $0.165 \text{ nucleon / Fm}^3$ (الكثافة في مركز النواة) .



Distance from the center of the nucleus

(شكل يوضح توزيع الكثافة النووية لنواة طبيعية)

6- الزخم البرمي للنواة Nuclear spin :

لقد افترض باولي (Pauli) بان للبروتون والنيوترون زخما زاويا ذاتيا مقداره $\left(\frac{1}{2} \hbar\right)$ كما هي الحال بالنسبة للالكترونات، وبما ان الزخم الزاوي هو مقدار اتجاهي ، لذلك فان الزخم الزاوي الكلي للنواة هو عبارى عن المجموعة الاتجاهي للزخوم الزاوية لمكوناتها ويرمز للزخم الزاوي للنواة بالرمز J ، وقد وجد تجريبيا ان النوى الزوجية - الزوجية (لها عدد زوجي من البروتونات وعدد زوجي من النيوترونات) يكون لها $J=0$ ، اما النوى

الفردية - الفردية فيكون لها J عدد صحيح ، اما النوى الزوجية - الفردية وكذلك النوى

الفردية - الزوجية فان لها مضاعفات النصف لقيمة J .

امثلة : 1- نواة $^{16}_8\text{O}$: يكون البرم الكلي لهذه النواة يساوي صفر .

2- نواة $^{17}_8\text{O}$: يكون البرم الكلي للنواة يساوي $\frac{1}{2}$.

3- نواة $^{14}_7\text{N}$: يكون البرم الكلي لها عدد صحيح مثل 0 ، 1 ، 2 ، 3 .

الخواص الحركية للنوى : Dynamic Properties of Nuclei

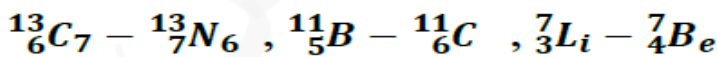
كما في حالة الفيزياء الذرية ، فان النوى تنهيج الى حالات محددة من الطاقة ، ان الانتقال بين حالات الطاقة يتم عن طريق انبعاث اشعة نووية (اشعة كاما مثلاً) ، الفرق بين فواصل الطاقة للحالات في الفيزياء الذرية هو بحدود الالكترون فولت ، بينما في الحالات النووية تكون الفوارق في حدود اكثر من $10^4 - 16^6 \text{ eV}$. ان دراسة حالات الطاقة وطيف اشعة كاما في النواة قد ادى الى تحديد مستويات الطاقة النووية والتي ادت بدورها الى ظهور النماذج النووية .

*ويمكن ان تتحول النوى من نوع الى آخر . تحدث بعض هذه التحولات تلقائيا بينما يتم احداث التحولات الاخرى عن طريق القصف النووي وفي جميع الحالات يبقى العدد الكلي للنوكليونات ثابتا ، وكذلك فان قوانين حفظ الطاقة والكتلة وقوانين حفظ الزخم الخطي والزواي يجب ان تتحقق أيضاً .

النوى المرآتية Mirror nuclei :

عندما يكون عدد النيوكليونات متساويا لنواتين ويكون عدد البروتونات في احدهما مساويا لعدد النيوترونات في الاخرى فان النواتين تكونان ما يسمى بزوج النوى المرآة .

ومن الامثلة على ذلك :



طاقة الربط النووية Nuclear Binding Energy :

هي الطاقة التي تتحرر عندما تتجمع النيوكليونات لتكوين النواة ، او هي الطاقة اللازمة لفصل جميع نيوكليونات النواة بعضها عن البعض الاخر .

*وتعزى طاقة الربط النووية هذه الى ان مجموع كتل النيوكليونات وهي منفصلة عن بعضها اكبر من كتلة النواة الناتجة من تجمعها ، وفرق الكتلة هذا قد تحول الى طاقة مبعثرة مما سبب تماسك النيوكليونات مع بعضها ، وعليه فطاقة الربط النووية $B(A,Z)$ لنواة عددها الكتلي A وعددها الذري Z هي :

$$B(A,Z)=[Zm_p+Nm_n-M_N(A,Z)]C^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

حيث m_p كتلة البروتون ، m_n كتلة النيوترون ، N العدد النيوتروني ، M_N كتلة النواة ، c سرعة الضوء .

فان كانت الكتل مقدرة بـ kg فان الطاقة ستقدر بالجول ، ولكن هذه الوحدات غير ملائمة لذلك تستعمل وحدة الكتل الذرية ، فعليه ان كانت الكتل مقدرة بوحدة u ، وبما ان :

$$1 u = 931.5 \frac{MeV}{c^2}$$

لذلك امكن اعادة كتابة المعادلة 4 لتصبح كالآتي :

$$B(A,Z)=[Zm_p+Nm_n-M_N(A,Z)].C^2 \times \frac{931.5}{c^2} MeV$$
$$\therefore B(A,Z)=931.5[Zm_p+Nm_n-M_N(A,Z)] \quad \dots\dots\dots (5)$$

طاقة الربط بدلالة الكتل النووية ، وبوحدات وحدة الكتل الذرية .

ولقد جرت العادة على استعمال الكتل الذرية بدلا من الكتل النووية فلدينا :

$$M(A,Z)=M_N+Zm_e-B_e \quad \dots\dots\dots (6)$$

حيث $M(A,Z)$: كتلة الذرة ، M_N = كتلة النواة ، B_e = هي طاقة ترابط
الالكترونات بالذرة وتكون قيمتها صغيرة جدا يمكن اهمالها .

نعوض المعادلة 6 في معادلة 5 فنحصل على :

$$B(A,Z)=931.5[Zm_p+Nm_n-M(A,Z)+Zme]$$

$$\therefore B(A,Z)=931.5[Zm_H+Nm_n-M(A,Z)] \quad \dots\dots\dots (7)$$

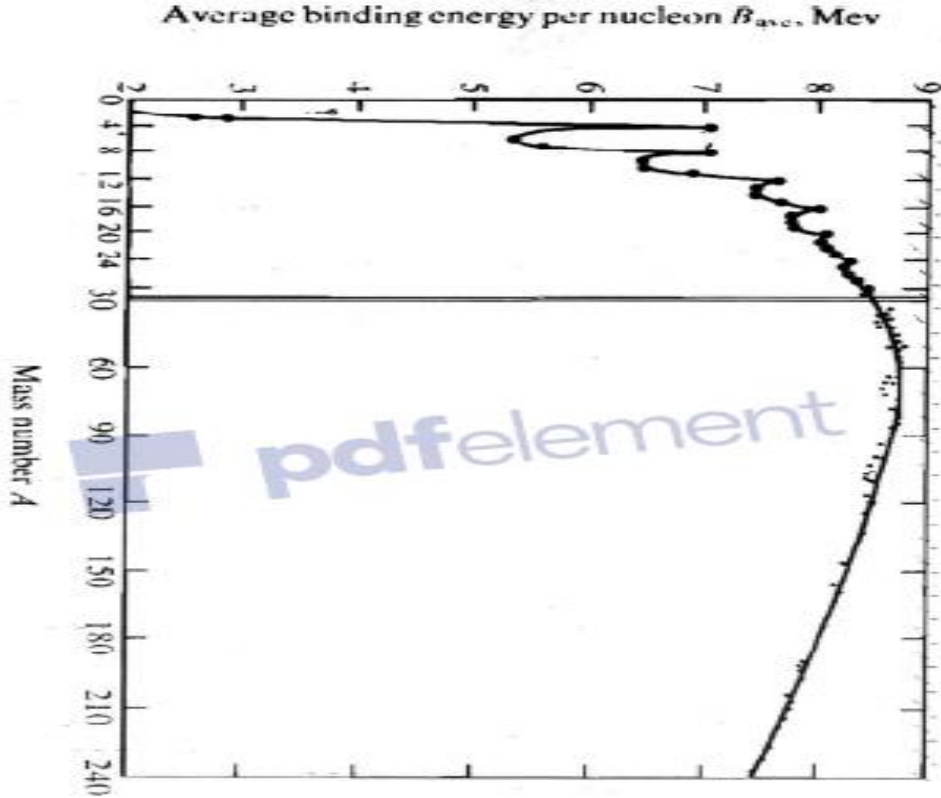
***معدل طاقة الربط :**

بقسمة طاقة الربط النووية $B(A,Z)$ على العدد الكتلي (A) نحصل على معدل
طاقة الربط النووية B_{ave} ، اي معدل ربط اي من النيوكليونات داخل النواة (p) او
(n).

$$B_{ave}(A,Z)=\frac{B(A,Z)}{A} \quad \dots\dots\dots (8)$$

والشكل 1-1 يمثل العلاقة بين معدل طاقة الربط والعدد الكتلي (A) ، ويمكن
ملاحظة ما يلي:

- 1- يكون المنحنى ثابت نسبيا باستثناء النوى الخفيفة مثل نواة الديوترون 2_1H .
- 2- ان النوى المتوسطة تمتلك اكبر القيم الى معدل طاقة الربط النووية مثل
نواة الحديد (${}^{56}_{26}Fe$) وبذلك تكون النوى المتوسطة عادة هي الاكثر استقرارا
وتبلغ قيمة $(\frac{B}{A})$ بحدود 8.8 مليون الكترون فولت .
- 3- النوى الخفيفة والنوى الثقيلة تستطيع ان تصبح اكثر استقرارا إذا وجد
تفاعلا نوويا معيناً يستطيع ان ينقلها الى منطقة النوى المتوسطة.
- 4- النواة التي لها عدد كتلي يزيد او ينقص كثيرا عن (60) اقل ترابطا اما التي
لها عدد كتلي قريب من (60) فهي العناصر الاكثر استقرار .



شكل 1-1

5- بعد قيمة العدد الكلي (60) تبدأ قيمة $(\frac{B}{A})$ بالنقصان التدريجي ويمكن تفسير هذا النقصان الى كونه ناتج عن التنافر الكولومي بين البروتونات الذي يزداد تأثيره بزيادة Z الناتجة عن زيادة A.

6- ظهور قمم على المنحني عند $A=4,8,12,16$

مثال /جد طاقة الربط النووية لنواة النيتروجين ($^{14}_7N$) بوحدة MeV ، إذا علمت ان كتلة ذرة $^{14}_7N$ تساوي 14.003074 u ، وكتلة ذرة الهيدروجين تساوي 1.007825 u ، وكتلة النيوترون تساوي 1.008665 u ، وجد أيضاً معدل طاقة الربط النووية لكل نيوكليون ؟

/ الحل

$$B(14,7)=931.5[Zm_H + Nm_n - M(14,7)]$$

$$B(14,7)=931.5[7 \times 1.007825 - 7 \times 1.008665 - 14.003074]$$

$$B(14,7)=104.603 \text{ MeV}$$

$$B_{ave} = \frac{B(14,7)}{A} = \frac{104.603}{14} = 7.472 \left(\frac{\text{MeV}}{\text{nucleon}} \right)$$

زيادة (نقصان) الكتلة (Mass Excess (defect) :

ان الكتلة الذرية بوحدات الكتلة الذرية عادة لا تختلف كثيرا عن عدد النيوكليونات A . لهذا السبب يكون من المناسب التعبير عن الكتلة النووية بدلالة زيادة الكتلة mass excess $\Delta(Z,N)$ والتي تسمى احيانا بنقصان الكتلة mass defect ، التي تتحدد بوحدات الكتلة الذرية (u) على وفق المعادلة التالية :

$$\Delta(Z,N) = \frac{A}{Z} M_N - A$$

وتسمى النسبة بين زيادة الكتلة $\Delta(Z,N)$ والعدد الكتلي A بنسبة الربط : packing fraction

$$P = \frac{\Delta(Z,N)}{A} = \frac{\frac{A}{Z} M_N - A}{A}$$

مثال / احسب كتلة الديتريوم 2_1H بوحدات الكتلة الذرية u إذا علمت ان زيادة الكتلة تساوي 13135.82 Kev ؟

الحل/

$$\Delta = 13135.82 \text{ Kev} = 13135.82 \times 10^{-3} \text{ MeV}$$

$$\Delta = 13.13582 \text{ MeV}$$

$$1u = 931.5 \text{ MeV لكن}$$

$$\Delta = \frac{13.13582}{931.5} = 0.015176 u$$

$$\therefore M = \Delta + A = 0.015176 + 2 = 2.015176 u$$

طاقة فصل الجسيمة النووية :

هي الطاقة اللازمة لتحرير الجسيمة النووية ، او انها الطاقة التي تتحرر عند تأسير الجسيمة من قبل النواة فعليه فان طاقة فصل النيوترون S_n تعني الطاقة اللازمة لتحرير او فصل النيوترون عن النواة او انها الطاقة التي تتحرر عند تأسير النيوترون من قبل النواة وبالمثل طاقة فصل البروتون S_p وطاقة فصل جسيمة الفا S_α .

يمكن التعبير عن طاقة الفصل النووية اما بدلالة الكتل او بدلالة طاقات الربط .
فبدلالة الكتل يعبر عن طاقة فصل النيوترون S_n بالصيغة :

$$S_n=931.5[M(A-1,Z)+m_n- M(A,Z)] \quad \dots\dots (9)$$

$$S_n=B(A,Z)-B(A-1,Z) \quad \text{وبدلالة طاقات الربط فان} \quad \dots\dots (10)$$

وبالمثل فان طاقة فصل البروتون S_p بدلالة الكتل :

$$S_p(A,Z)=931.5[M(A-1,Z-1)+m_H-M(A,Z)] \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$S_p(A,Z)=B(A,Z)-B(A-1,Z-1) \quad \text{بدلالة طاقات الربط} \quad \dots\dots\dots (12)$$

وكذا الحال بالنسبة لطاقة فصل جسيمة الفا ، فبدلالة الكتل :

$$S_\alpha(A,Z)=931.5[M(A-4,Z-2,N-2)+m_\alpha-M(A,Z)] \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$S_\alpha(A,Z)=B(A,Z)-B(A-4,Z-2)-B(4,2) \quad \dots\dots\dots (14)$$

وان كل زوج من هذه المعادلات يمثل معادلتين متكافئتين ولاثبات ذلك نأخذ المثال الاتي :

$$\begin{aligned} S_n &= B(A,Z)-B(A-1,Z) \\ &= 931.5[Zm_H+Nm_n-M(A,Z)-Zm_H-(N-1)m_n+M(A-1,Z)] \\ &= 931.5[Nm_n-M(A,Z)-Nm_n+m_n+M(A-1,Z)] \end{aligned}$$

$$=931.5[M(A-1,Z)+m_n-M(A,Z)]$$

وهي نفس معادلة فصل النيوترون بدلالة الكتل الذرية .

مثال / ما مقدار الطاقة اللازمة لازالة نيوترون من نواة ${}_{19}^{41}K$ التي كتلتها الذرية تساوي (40.974856 u) ، إذا علمت ان كتلة ${}_{19}^{40}K$ الذرية تساوي (39.976709 u) ، وان كتلة النيوترون هي (1.008665 u) ؟

/ الحل

$$S_n=931.5[M(A-1,Z)+m_n-M(A,Z)]$$

$$=931.5 [39.976709 + 1.008665 - 40.974856]$$

$$=931.5 [0.010518] = 9.797366 \text{ MeV}$$

الفصل الثاني

النشاط الإشعاعي والإشعاعات

Radioactivity and radiation

- مقدمة - تفكك ألفا - تفكك بيتا - إشعاعات جاما -
- التفكك الإشعاعي - السلاسل الإشعاعية الطبيعية -
- النشاط الإشعاعي المستحث - وحدات قياس النشاط الإشعاعي - أسئلة ومسائل.

تتميز الكثير من النظائر - سواء الطبيعية أو الاصطناعية (أي
المجهزة باستخدام المفاعلات أو المعجلات النووية) - بخاصية تعرف
باسم النشاط الإشعاعي (radioactivity).

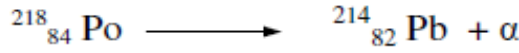
والنشاط الإشعاعي عبارة عن تفكك Decay (أو اضمحلال
Disintegration) تلقائي لنواة النظير مع إصدار جسيمات نووية مثل
جسيمات ألفا أو بيتا، قد يتبعها انطلاق إشعاعات جاما. وتعرف النظائر
التي يحدث فيها هذا التفكك أو الاضمحلال بالنظائر المشعة. وتجدر
الإشارة إلى أن عملية التفكك تحدث في النظائر سواء أكانت في صورة
نقية أم تدخل ضمن مركبات كيميائية أو بيولوجية أو غيرها. كما أن
عملية التفكك لا تعتمد إطلاقاً على الظروف الطبيعية مثل الحرارة وحالة
النظير .. الخ.

2-2 تفكك ألفا α - decay

تتميز نوى العناصر الثقيلة (الأثقل من الرصاص) بانخفاض قيمة طاقة الترابط لكل نيوكليون في النواة. لذلك، فإن هذه النوى غير مستقرة، وتتفكك إلى نوى أخف وأكثر استقراراً. فعلى سبيل المثال، نجد أن نواة اليورانيوم $^{238}_{92}\text{U}$ التي تتكون من 92 بروتونا، 146 نيوترونا تتفكك إلى نواة الثوريوم $^{234}_{90}\text{Th}$ المكونة من 90 بروتونا، 144 نيوترونا وينبعث نتيجة هذا التفكك جسيم ألفا α ، الذي هو عبارة عن نواة الهليوم والمكون من بروتونين ونيوترونين. وتمثل عملية التفكك هذه بالمعادلة التالية:



وهكذا، يتكون نتيجة تفكك نواة اليورانيوم نواة جديدة أكثر استقراراً هي نواة الثوريوم مع إصدار جسيم ألفا. كذلك، نجد أن نواة البولونيوم $^{214}_{82}\text{Po}$ تتفكك إلى نواة الرصاص $^{214}_{82}\text{Pb}$ مع إصدار جسيم ألفا، أي أن:



ولكي تكون النواة مشعة لجسيم ألفا يجب أن تكون كتلتها أكبر من مجموع كتلتي النواة الوليدة (daughter nucleus) وجسيم ألفا (يطلق اسم النواة الأم Parent nucleus على النواة المشعة التي تتفكك، في حين يطلق اسم النواة الوليدة على النواة الناتجة عن التفكك). أي أنه كي تستطيع النواة الأم أن تتفكك بإصدار جسيم ألفا يجب أن يتحقق الشرط التالي:

$$M_p - (M_d + M_\alpha) > 0 \quad (2-1)$$

حيث M_p كتلة النواة الأم، M_d كتلة النواة الوليدة، M_α كتلة جسيم ألفا. ولا يتحقق هذا الشرط إلا لنوى بعض العناصر الأثقل من الرصاص وعدد محدود جداً من العناصر الأخف من الرصاص. أما نوى العناصر الأخف فإنها تكون مستقرة بالنسبة لإصدار جسيمات ألفا.

وتجدر الإشارة إلى أن طاقة جسيمات ألفا الصادرة عن نظير معين تتخذ قيمة واحدة. ولكن إذا تكونت النواة الوليدة في حالات مختلفة الإثارة فعندئذ تكون طاقات جسيمات ألفا مختلفة ولكنها ذات قيم محددة. فمثلاً

نجد أن طاقة جسيمات ألفا الصادرة عن نظير البولونيوم 210 تتخذ قيمة واحدة هي 5.305 ميغا إلكترون فولت. أما جسيمات ألفا الصادرة عن اليورانيوم 238 فتتخذ قيمتين هما 4.198 ميغا إلكترون فولت، 4.149 ميغا إلكترون فولت. ويعود السبب في ذلك إلى أن نواة الثوريوم 234 الوليدة قد تتكون في الحالة الأرضية فتتخذ جسيمات ألفا القيمة الأكبر للطاقة، وقد تتكون هذه النواة الوليدة في حالة مثارة فتتخذ جسيمات ألفا القيمة الأصغر للطاقة. ويمكن حساب طاقة جسيمات ألفا الصادرة من نظير معين وذلك باستخدام علاقة أينشتاين لتكافؤ الكتلة والطاقة، حيث أن الطاقة E الناتجة عن التفكك هي:

$$E = \{ (M_p - (M_d + M_\alpha)) \} C^2 \quad (2-2)$$

وتتوزع هذه الطاقة بين جسيم ألفا والنواة الوليدة بنسب معاكسة لكتلتيهما وذلك طبقاً لقانون بقاء الزخم (قانون بقاء كمية الحركة)، أي أن جسيم ألفا يحمل الجزء الأكبر من الطاقة الناتجة عن التفكك في حين تحمل النواة الوليدة جزءاً صغيراً جداً من هذه الطاقة. ويسهل حساب طاقة جسيمات ألفا E_α بدلالة طاقة التفكك E وكتلة النواة الوليدة M_d وكتلة النواة الأم M_p ، وذلك بتطبيق قانوننا بقاء الزخم والطاقة الحركية، حيث يتبين أن:

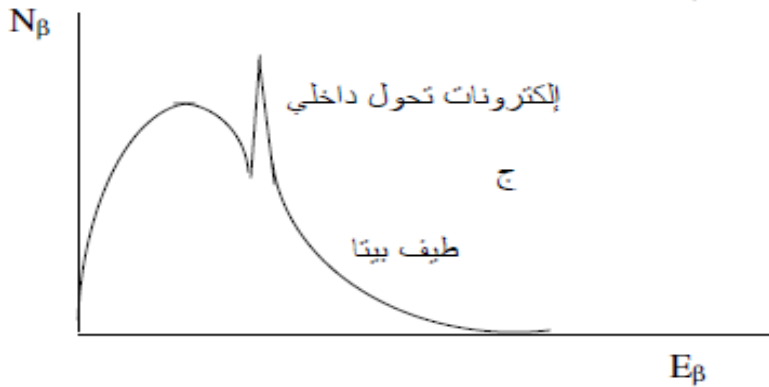
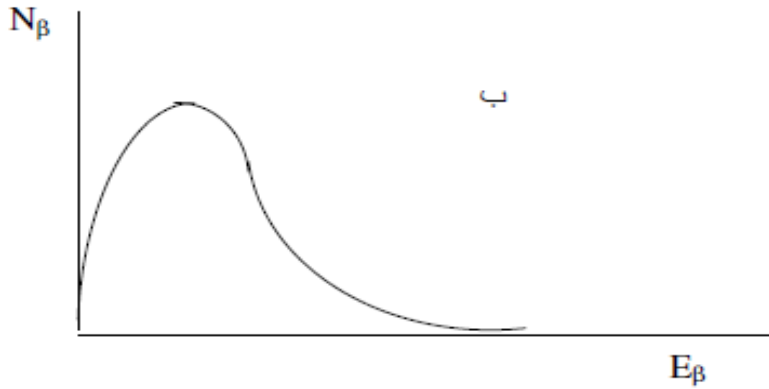
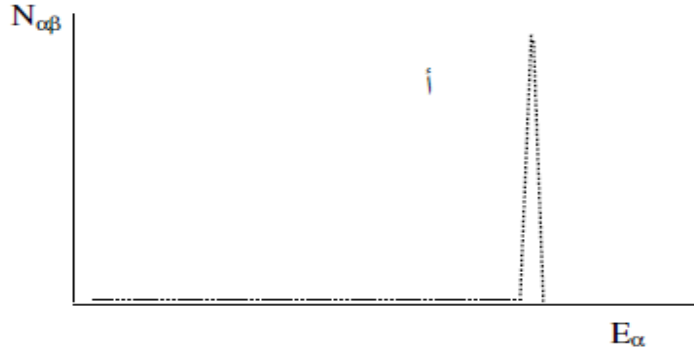
$$E_\alpha = (M_d / M_p) E \quad (2-3)$$

وحيث أن كتل النوى ثابتة، وطاقة التفكك ثابتة بالنسبة لكل نواة تكون طاقة جسيمات ألفا الصادرة عن النظير المعين واحدة عندما تتفكك النواة الأم إلى نواة وليدة في الحالة الأرضية، وقد تتخذ طاقات هذه الجسيمات قيماً متعددة لكنها محددة عندما تتكوّن النواة الوليدة في حالات مثارة مختلفة. لذلك يقال أن طيف جسيمات ألفا هو طيف محدد الطاقات ويختلف من نظير لآخر، ويعتبر بصمة من البصمات التي تميز هذا النظير دون غيره. ويبين شكل (2-1) مخططاً لمثل هذا الطيف.

3-2 تفكك بيتا β - decay

تصدر نوى بعض النظائر المشعة جسيمات أخرى تعرف باسم جسيمات بيتا (β - particles). وهذه الجسيمات عبارة عن إلكترونات أو

بوزيترونات. والبوزيترون (positron) عبارة عن جسيم كتلته مساوية تماما لكتلة الإلكترون ولكن شحنته موجبة. ويحدث هذا النوع من التفكك (المعروف باسم تفكك بيتا) للنوى في كثير من النظائر سواء أكانت ثقيلة أم خفيفة.



شكل (1-2): أ- طيف ألفا ب- طيف جسيمات بيتا
ج- طيف جسيمات بيتا + إلكترونات تحول داخلي

فمن المعروف أنه كي يكون النظير مستقراً بالنسبة لإصدار جسيمات بيتا يجب أن تكون النسبة بين عدد النيوترونات والبروتونات (أي N/Z) في نواة هذا النظير نسبة معينة تتراوح بين 1 بالنسبة للنظائر الخفيفة وتزداد حتى تصل إلى حوالي 1.6 بالنسبة للنظائر الثقيلة. فمثلاً يلاحظ أن نواة نظير الكربون $^{12}_6\text{C}$ مستقرة حيث أن نسبة النيوترونات إلى البروتونات فيها هي $N/Z = 6/6 = 1$. وتعتبر هذه النواة من النوى الخفيفة. أما نواة نظير الكربون $^{14}_6\text{C}$ فهي نواة غير مستقرة حيث إن هذه النسبة تصبح:

$$N/Z = 8/6 = 1.33$$

كذلك، يلاحظ أن نواة نظير السيزيوم $^{133}_{55}\text{Cs}$ مستقرة لأن النسبة تصبح 1.42 في حين أن نواة نظير السيزيوم $^{137}_{55}\text{Cs}$ غير مستقرة لأن النسبة تصبح 1.49. ويوضح شكل (2-2) منحنى الاستقرار بالنسبة لتفكك بيتا. وهذا المنحنى عبارة عن العلاقة بين عدد النيوترونات N وعدد البروتونات Z للنظائر المستقرة. فإذا كانت النسبة بين عدد البروتونات والنيوترونات للنظير المعين واقعة على منحنى الاستقرار كان النظير مستقراً بالنسبة لتفكك بيتا. وأما إذا خرجت هذه النسبة عن المنحنى فإن النظير يكون نشطاً بالنسبة لهذا التفكك.

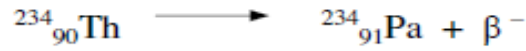
كذلك، يمكن أن يكون النظير المعين مستقراً بالنسبة لتفكك ألفا ولكنه غير مستقر بالنسبة لتفكك بيتا والعكس صحيح. فمثلاً تعتبر نواة اليورانيوم 238 مستقرة بالنسبة لتفكك بيتا (أي أنها لا تتفكك مصدرة جسيم بيتا)، ولكنها غير مستقرة بالنسبة لتفكك ألفا (أي تتفكك مع إصدار جسيم α). ونتيجة لإصدارها جسيم α تتكون نواة جديدة هي الثوريوم 234 . وعند حساب النسبة N/Z لليورانيوم 238 نجدها:

$$N/Z = 146 / 92 = 1.587$$

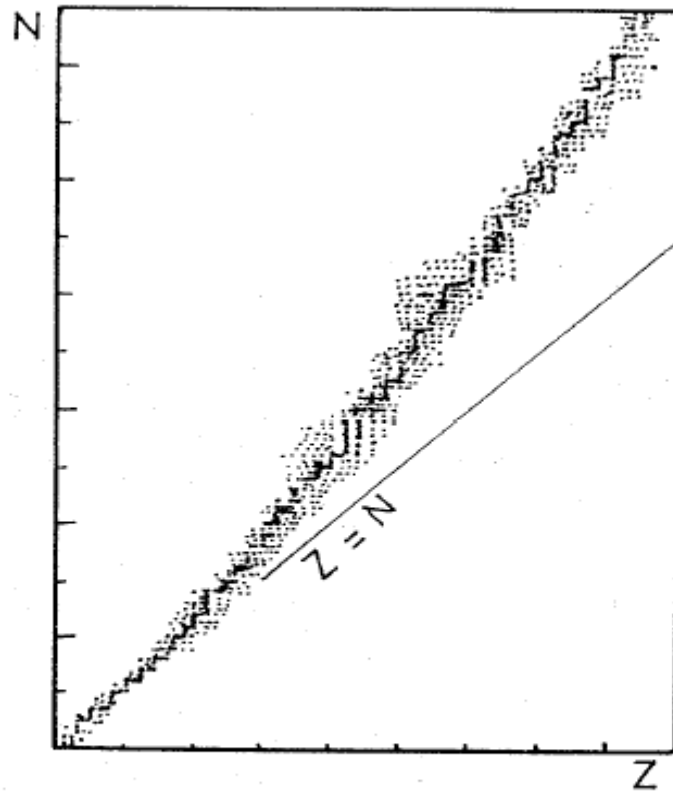
أما بالنسبة للثوريوم 234 نجد أن النسبة هي:

$$N/Z = 144 / 90 = 1.60$$

أي أن نسبة النيوترونات إلى البروتونات خرجت عن منحنى الاستقرار. لذا، نجد أن نواة الثوريوم تصبح غير مستقرة بالنسبة لتفكك بيتا مع إصدار جسيم بيتا. ويعبر عن هذا التفكك كالتالي:



أي أن نواة الثوريوم 234 تتفكك إلى نواة بروتكينيوم 234 مع إصدار جسيم بيتا سالب (إلكترون). ويلاحظ أنه نتيجة لهذا التفكك زاد عدد البروتونات داخل النواة بمقدار بروتون واحد، في حين قل عدد النيوترونات بمقدار نيوترون واحد فتصبح نسبة N/Z في البروتكتينيوم هي 1.571 ، وهي تحقق الاستقرار بالنسبة لتفكك بيتا.

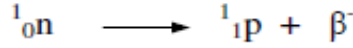


شكل (2-2)
منحنى الاستقرار بالنسبة لتفكك بيتا

Types of β -decay أنواع تفكك بيتا 1-3-2

أ- التفكك الإلكتروني The electron decay

يلاحظ أن إصدار إلكترون من النواة ناتج عن تحول نيوترون من نيوترونات النواة إلى بروتون، وذلك كي تصبح النسبة بين النيوترونات والبروتونات هي نسبة الاستقرار. ويعبر عن هذا التفكك كالآتي:



ومن أمثلة التفكك الإلكتروني تفكك الكوبلت 60 (${}^{60}\text{Co}$) إلى النيكل 60 (${}^{60}\text{Ni}$) وتفكك السيزيوم 137 (${}^{137}\text{Cs}$) إلى الباريوم 137 (${}^{137}\text{Ba}$).

ب- التفكك البوزيتروني The positron decay:

في بعض الأحيان تكون نسبة النيوترونات إلى البروتونات في النظير المعين أقل من النسبة التي تحقق الاستقرار. وفي هذه الحالة يتحول أحد بروتونات النواة إلى نيوترون، وينطلق نتيجة لذلك التحول بوزيترون يحمل شحنة البروتون الموجبة. ويعرف تفكك بيتا في هذه الحالة بالتفكك البوزيتروني، ويعبر عنه كالآتي:



ومن أمثلة التفكك البوزيتروني تفكك الصوديوم 22 (${}^{22}\text{Na}$) إلى النيون 22 (${}^{22}\text{Ne}$).

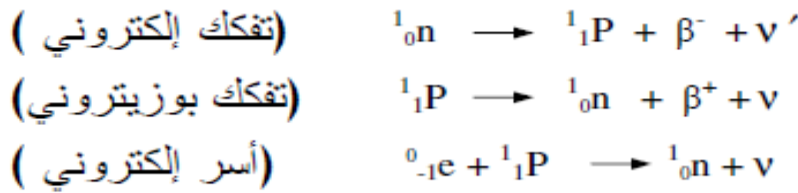
ج- الأسر الإلكتروني The electron capture

يمكن أن يحدث تحول أحد بروتونات النواة إلى نيوترون بطريقة أخرى بخلاف المذكورة في التفكك البوزيتروني. ويتم ذلك بأن تأسر النواة إلكترونات من المدارات القريبة من النواة (أي من المدار K وفي أحيان قليلة من المدار L) ويتحد هذا الإلكترون المأسور مع أحد بروتونات النواة فينتكون النيوترون دون إصدار جسيم بيتا. ويعرف تفكك بيتا في هذه الحالة بالأسر الإلكتروني ويعبر عنه كالآتي:



وهكذا فإنه يوجد ثلاثة أنواع لتفكك بيتا هي التفكك الإلكتروني (β^-) والبوزيتروني (β^+) والأسر الإلكتروني (electron capture). وفي حالة الأسر الإلكتروني لا تصدر النواة أيًا من جسيمات بيتا.

ولقد ثبت فيما بعد أنه عند حدوث أي نوع من تفكك بيتا ينطلق من النواة جسيمات تعرف باسم النيوترينو (ν - neutrino) و ν (نيو) . والنيوترينو عبارة عن جسيم متعادل الشحنة وكتلة السكون له مساوية للصفر (أي $m_\nu=0$) . وعلى هذا يمكن التعبير عن الأنواع الثلاثة لتفكك بيتا كالآتي:



ويعرف ν' باسم النيوترينو المضاد (anti - neutrino). وعموماً، يعرف الجسيم المضاد على أنه هو الذي إذا تلاقى مع جسيمه عند تحركهما بسرعة محدودة نسبياً فإنهما يفنيان معا ككتلة مادية وينتج عن هذا الفناء طاقة في شكل إشعاعات كهرومغناطيسية (إشعاعات جاما أو أشعة سينية).

ويمكن معرفة ما إذا كان النظير المعين مستقراً أو غير مستقر بالنسبة لأي نوع من تفكك بيتا. فإذا تحقق الشرط:

$${}^A_Z M > ({}^A_{Z+1} M + m_e) \quad (2-4)$$

حيث ${}^A_Z M$ ، ${}^A_{Z+1} M$ ، m_e هي كتل النواة الأم والنواة الوليدة والإلكترون بالترتيب، تكون النواة نشطة بالنسبة لإصدار الإلكترونات. وإذا تحقق الشرط:

$${}^A_Z M > ({}^A_{Z-1} M + m_e) \quad (2-5)$$

حيث M_{Z-1}^A ، هي كتلة النواة الوليدة في حالة التفكك البوزيتروني، تكون النواة نشطة بالنسبة لإصدار البوزيترونات. وأخيراً فإنه لكي تكون النواة نشطة بالنسبة للأسر الإلكتروني يجب أن يتحقق الشرط:

$$(m_e + M_Z^A) > M_{Z-1}^A \quad (2-6)$$

فإذا تحقق الشرط (2-5) نجد أن الشرط (2-6) قد تحقق هو الآخر. لذلك، فإن أي نواة نشطة بالنسبة لإصدار البوزيترونات تكون في الوقت نفسه نشطة بالنسبة للأسر الإلكتروني. لذلك، فإن التفكك البوزيتروني يصاحبه دائماً نسبة معينة من الأسر الإلكتروني والعكس غير صحيح. فإنه يمكن أن يتحقق الشرط (2-6) دون أن يتحقق الشرط (2-5). عندئذ، نجد أن النواة نشطة بالنسبة للأسر الإلكتروني ولكنها غير نشطة بالنسبة لإصدار البوزيترونات.

2-3-2 طاقة جسيمات بيتا Energy of β - particles

ذكرنا أن طاقة جسيمات ألفا الصادرة عن نظير معين تتخذ قيمة واحدة أو قيما محددة للطاقة. وأما بالنسبة لجسيمات β الصادرة عن نفس النظير فإن طاقاتها يمكن أن تتخذ أي قيم للطاقة، اعتباراً من الصفر وحتى قيمة قصوى معينة لكل نظير. ويرجع السبب في ذلك إلى أنه بالإضافة إلى جسيم بيتا الصادر عن النظير المشع يصدر جسيم آخر هو النيوتريون المضاد أو النيوتريون. فطاقة تفكك بيتا الناتجة بالنسبة للتفكك الإلكتروني تكون ثابتة، ويمكن تحديدها بالعلاقة:

$$E = \{ M_Z^A - (M_{Z+1}^A + m_e) \} C^2 \quad (2-7)$$

وفي حالة التفكك البوزيتروني تكون الطاقة الناتجة من التفكك ثابتة كذلك وهي:

$$E = \{ M_Z^A - (M_{Z-1}^A + m_e) \} C^2 \quad (2-8)$$

وتتوزع طاقة التفكك في كلتا الحالتين بين الجسيمين الناتجين وهما الإلكترون والنيوتريون المضاد في حالة التفكك الإلكتروني، أو بين البوزيترون والنيوتريون في حالة التفكك البوزيتروني. وفي حالة الأسر الإلكتروني تكون الطاقة الناتجة عن التفكك ثابت أيضاً للنظير المعين وهي:

$$E = ({}^A_ZM - {}^A_{Z-1}M) C^2 \quad (2-9)$$

وتوزيع الطاقة بين الجسيمين الناتجين عن كل تفكك غير محدد بنسبة معينة. فقد تكون طاقة النيوترون المصاد قريبة جدا من الصفر وبذلك يحمل الإلكترون (في التفكك الإلكتروني) كل طاقة التفكك وتعرف طاقة الإلكترون عندئذ بالطاقة القصوى للتفكك أو طاقة نقطة النهاية (end point). وقد يحمل النيوترون المصاد جزءا أكبر من طاقة التفكك فيحمل الإلكترون الجزء الباقي من هذه الطاقة. كذلك، قد يحمل النيوترون المصاد طاقة التفكك كلها فتكون طاقة الإلكترون قريبة من الصفر. وعند قياس طاقة الإلكترونات الصادرة عن عدد كبير جدا من النوى المشعة ورسم العلاقة بين عدد الإلكترونات ذات الطاقة المعينة وبين طاقاتها يمكن الحصول على طيف جسيمات بيتا الذي يمثل منحنى شبيه بالمبين في شكل (2-1ب).

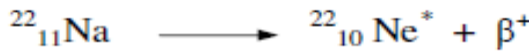
ويعرف هذا المنحنى باسم طيف أشعة بيتا وهو يوضح أن طاقة جسيمات بيتا الصادرة عن نظير معين يمكن أن تتخذ أية قيمة، ابتداءً من الصفر وحتى أقصى قيمة وهي قيمة طاقة التفكك أو ما يعرف باسم نقطة النهاية. لذا، فإنه يقال أن طيف جسيمات بيتا عبارة عن طيف مستمر على عكس طيف جسيمات ألفا الذي يتخذ قيمة واحدة أو قيما محددة.

4-2 إشعاعات جاما Gamma radiation

في اغلب الأحيان تكون النوى الوليدة الناتجة عن تفكك ألفا أو تفكك بيتا (أو النوى الناتجة عن أية عملية نووية أخرى كالتفاعلات النووية في حالة مثارة أو متهيجة excited state). ويعني هذا أن طاقة مكونات النواة تكون أعلى من طاقتها في الحالة الأرضية (المستقرة)، أي أن كتلة النواة في الحالة المثارة تكون أكبر من كتلتها في الحالة الأرضية (ground state). عندئذ، تنتقل النواة من الحالة المثارة إلى حالة أقل إثارة أو إلى الحالة الأرضية للتخلص من طاقة الإثارة، وذلك بإصدار إشعاعات كهرومغناطيسية تعرف باسم إشعاعات جاما. كما يمكن أن تتخلص النواة من طاقة الإثارة بتجميع هذه الطاقة الزائدة

وتركيزها على أحد الإلكترونات المدارية (خاصة المدار K لقربه من النواة) فينطلق هذا الإلكترون تاركا الذرة وحاملا معه قيمة محددة من الطاقة. وتعرف هذه العملية باسم التحول الداخلي (internal conversion)

وتجدر الإشارة إلى أن إزالة الإثارة عن طريق إصدار إشعاعات كهرومغناطيسية (إشعاعات جاما) يمكن أن يحدث بانتقال النواة من الحالة المثارة مباشرة إلى الحالة الأرضية. كذلك، يمكن أن يحدث الانتقال على مراحل كأن تنتقل النواة من الحالة المثارة إلى حالة أقل إثارة ثم إلى حالة أقل ... وهكذا، إلى أن تصل النواة للحالة الأرضية. فعلى سبيل المثال، فإنه عند حدوث تفكك بيتا لنواة الصوديوم $^{22}_{11}\text{Na}$ سواءً عن طريق التفكك البوزيتروني أو عن طريق الأسر الإلكتروني تتكون نواة عنصر جديد هو النيون $^{22}_{10}\text{Ne}$ ، وفقا للتفكك البوزيتروني التالي:



أو وفقا لتفكك الأسر الإلكتروني:



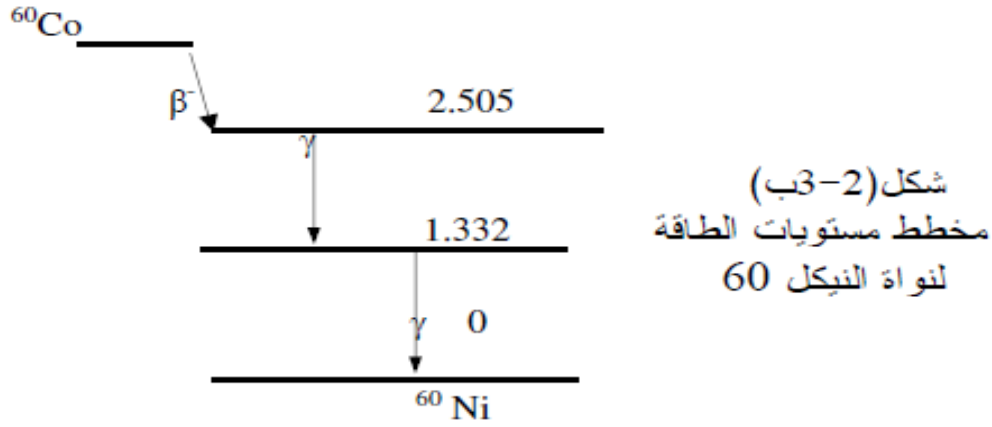
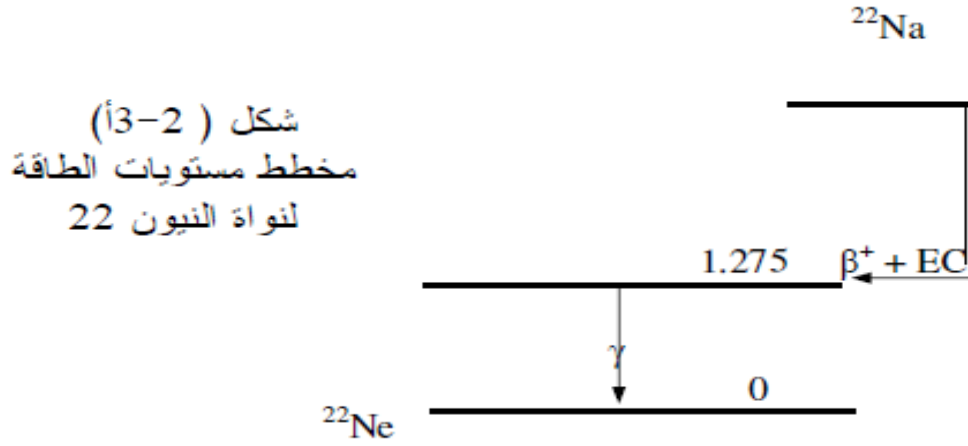
والعلامة * معناها أن نواة النيون في حالة مثارة، حيث يتكون النيون $^{22}_{10}\text{Ne}$ في نمطي التفكك في حالة مثارة بطاقة إثارة مقدارها 1.275 ميغا إلكترون فولت. ثم تضمحل نواة النيون $^{22}_{10}\text{Ne}$ من الحالة المثارة إلى الحالة الأرضية مع إصدار إشعاع جاما (فوتون جاما) طاقته مساوية لطاقة الإثارة. ويبين شكل (2-3) مخططا لهذه العملية.

ويمثل مخطط تفكك واضمحلال الكوبالت $^{60}_{27}\text{Co}$ (شكل 2-3ب) مثالا للتحول من الحالة المثارة إلى الحالة الأرضية على مراحل . فعند تفكك نواة الكوبالت $^{60}_{27}\text{Co}$ وإصدار الإلكترون تتحول إلى نواة نيكل $^{60}_{28}\text{Ni}$ لمعادلة التفكك البيتاوي التالية:



وتكون نواة النيكل في الحالة المثارة الرابعة بطاقة إثارة مقدارها 2.505 ميغا إلكترون فولت. فنتنقل (تضمحل) نواة النيكل $^{60}_{28}\text{Ni}$ من هذه الحالة إلى الحالة المثارة الأولى مباشرة بطاقة إثارة أقل وهي 1.332

ميغا إلكترون فولت مع إصدار فوتون جاما بطاقة مقدارها 1.173 ميغا إلكترون فولت (أي تساوي فرق الطاقة بين الحالتين المثارتين). ثم تنتقل



نواة النيكل من الحالة المثارة الأولى إلى الحالة الأرضية مع إصدار فوتون جاما بطاقة مقدارها 1.332 ميغا إلكترون فولت. وبصفة عامة تكون طاقة فوتون جاما γ نتيجة انتقال النواة من حالة مثارة ابتدائية i إلى حالة نهائية f أقل إثارة مساوية للفرق بين طاقتي الحالتين وتحدد بالعلاقة:

$$E_{\gamma} = E_i - E_f = h\nu$$

حيث E_i ترمز لطاقة الحالة الابتدائية للنواة، E_f ترمز لطاقة الحالة النهائية، h هو ثابت بلانك ($h = 6.63 \times 10^{-34}$ جول.ثانية)، v تردد الفوتون.

4-2 التحول الداخلي The internal conversion

سبق الإشارة إلى أنه في بعض الأحيان ينتج عن اضمحلال جاما انطلاق أحد إلكترونات القشريات K أو L أو M الذرية دون أن يخرج فوتون جاما المنبعث من النواة خارج الذرة. في هذه الحالة لا يسجل فوتون جاما كنتاج لاضمحلال جاما وإنما يسجل إلكترون بطاقة محددة تساوي طاقة فوتون جاما مطروحا منها طاقة ترابط الإلكترون في القشرة المحددة.

وتعرف الإلكترونات المنطلقة من القشرة K أو L أو M نتيجة لاضمحلال جاما للنواة بالإلكترونات التحول الداخلي وتظهر هذه الإلكترونات في صورة خط طيفي رفيع محدد الطاقة للإلكترونات فوق طيف الإلكترونات الناتجة عن تفكك بيتا شكل (2-1 ج). فعلى سبيل المثال يتفكك الذهب 198 من خلال تفكك بيتا السالب إلى الزئبق 198 في حالته المثارة الأولى، بصفة أساسية، بطاقة إثارة 412 ك إ ف. وعند اضمحلال الزئبق 198 إلى الحالة الأرضية ينطلق فوتون جاما حاملا فرق الطاقة وهو 412 ك إ ف. ويمكن أن يتفاعل هذا الفوتون عند انطلاقه مع أحد الإلكترونات المدارية القريبة من النواة مثل إلكترونات القشرة K أو L أو M فيمنحه كل طاقته (راجع الفصل الثالث) فيستهلك الإلكترون جزءا من هذه الطاقة على فك ترابطه بالنواة وينطلق حاملا الجزء الباقي من الطاقة، وتعرف العملية عندئذ بالأثر الكهروضوئي الداخلي أي في نفس الذرة التي انطلق منها الفوتون.

كذلك، يمكن أن تنطلق طاقة الإثارة من النواة لأحد الإلكترونات مباشرة دور انطلاق فوتون جاما بشرط أن يكون هذا الإلكترون قريبا من النواة أي من الإلكترونات التي تنتمي للقشرة K أساسا، وأحيانا للقشرة L، وأحيانا نادرة للقشرة M. ويعرف اضمحلال النواة، عندئذ،

بأنه اضمحلال جاما من خلال إلكترونات التحول الداخلي .ولا تختلف طاقة هذه الإلكترونات الناتجة عن التحول الداخلي عن طاقة إلكترونات الأثر الكهروضوئي للفوتون المنطلق من النواة. لذلك يستحيل فصل إلكترونات التحول الداخلي عن إلكترونات الأثر الكهروضوئي الداخلي . وتكون طاقتهم هي

$$E_e = E_\gamma - B_e$$

حيث E_e طاقة الإلكترون المنطلق، E_γ طاقة فوتون جاما أو فرق طاقتي الإثارة الذي حدث الإضمحلال بينما، B_e طاقة الترابط للإلكترون.

وفي حالة الزئبق 198 تكون طاقة ترابط الإلكترون في القشرة K هي 83 ك إ ف. بذلك تكون طاقة إلكترونات التحول من هذه النواة هي:

$$E_e = 412 - 83 = 329 \text{ KeV}$$

وذلك بالنسبة للإلكترونات المنطلقة من القشرة K . أما عند انطلاق الإلكترونات من القشرة L (وهو الحتمال الأصغر)، وحيث أن طاقة ترابط الإلكترون في هذه القشرة للذهب تبلغ حوالي 8.9 ك إ ف، تكون طاقة إلكترونات التحول الداخلي من القشرة L هي:

$$E_e = 412 - 8.9 = 403.1 \text{ KeV}$$

وهذان الخطان من الإلكترونات وحيدة الطاقة يظهران عادة فوق الطيف المستمر لجسيمات بيتا.

وعند انطلاق أحد إلكتروني القشرة K (أو أي من الإلكترونات الثمانية للقشرة L فإنه يترك مكانه فارغاً، ويقال عندئذ أن هناك فجوة في القشرة K أو L أو حتى M . وبالتالي، تبدأ الإلكترونات الموجودة في المدارات الأبعد من النواة بشغل هذه الفجوة، ويحدث نتيجة لذلك انطلاق أشعة سينية تحمل فرق الطاقة بين المستويين كما سيرد لاحقاً.

ويعرف الاحتمال النسبي لحدوث التحول الداخلي من القشرة K α_k على أنه نسبة عدد الإلكترونات المنطلقة من القشرة K إلى عدد

فوتونات جاما المنبعثة من نفس العينة من هذه النوى. وعموماً، تتغير قيمة معامل التحول الداخلي α_k بين صفر ، 1 وتزيد قيمته عموماً بزيادة العدد الذري Z للنواة. وتحدد معاملات التحول الداخلي بالنسبة للقشرات L ، M بنفس الأسلوب إلا أن هذه المعاملات تقل كثيراً بالنسبة لمعاملات القشرة K .

وهكذا، نجد أن هناك العديد من النظائر التي تتميز بنشاط إشعاعي طبيعي. وتتفكك هذه النظائر مصدرة إما جسيمات ألفا أو بيتا أو كليهما معاً، وقد يتبع ذلك مباشرة أو خلال فترة زمنية معينة انطلاق إشعاعات جاما نتيجة اضمحلال النويات الوليدة من الحالات المثارة إلى حالات أقل إثارة أو إلى الحالة الأرضية.

5-2 إلكترونات أوجر Auger electrons

في الفقرة (1-5-2) السابقة ورد أنه عند حدوث فجوة (أي فراغ إلكتروني) في أحد القشرات K أو L أو M فإنه يقال أن الذرة مثارة وأنها تعود إلى حالتها غير المثارة بهبوط أحد الإلكترونات من المدار الأعلى ليشتغل هذه الفجوة أو بهبوط عدد من الإلكترونات من مدارات أعلى إلى مدارات أدنى لشغل جميع المدارات الأدنى بالعدد المقنن لها من الإلكترونات. وورد أن ذلك يترتب عليه انطلاق أشعة سينية مميزة تكون طاقة الفوتون لكل منها مساوية تماما لفرق طاقتي القشرتين.

إلا أنه لا يحدث في بعض الأحيان انطلاق للفوتون. فعلى سبيل المثال لوحظ أنه عند وجود فجوة في القشرة K يمكن أن يهبط إلكترون من القشرة L ليشتغل الفراغ الموجود في القشرة K ، عندئذ تتكون الفجوة في القشرة L مع انطلاق فوتون أشعة سينية مميزة. إلا أنه قد لا يحدث بعد ذلك هبوط إلكترون من قشرة أعلى لشغل الفجوة في القشرة L. وإنما يلاحظ انطلاق إلكترون آخر من القشرة التالية M ، بدلا من فوتون الأشعة السينية. وبهذا تكون فجوة ثانية في القشرة M. ويطلق على الإلكترون المنطلق من القشرة M إلكترون أوجر. ويحمل هذا الإلكترون طاقة E_e تساوي:

$$\begin{aligned} E_e &= h \nu - E_M \\ &= E_K - E_L - E_M \end{aligned}$$

حيث $h \nu$ طاقة الفوتون الذي ينبغي أن ينطلق عند الانتقال من القشرة L إلى القشرة K.

وجدير بالذكر أن هذه العملية تشبه تماما عملية التحول الداخلي الذي يتمخض عن انطلاق إلكترونات مدارية بدلا من فوتونات جاما المنبعثة من النواة. إلا أن إلكترون أوجر يعني تحول فوتون أشعة سينية إلى إلكترون وعدم انطلاق الفوتون وانطلاق إلكترون بدلا منه. ويطلق على إلكترون أوجر في هذه الحالة إلكترون KLM ، لأنه بدأ بوجود

فجوة في القشرة K وانتهت العملية إلى انطلاق إلكترون من القشرة M بدلا من الفوتون الناتج عن انتقال الإلكترون من القشرة M إلى القشرة L

وتجدر الإشارة إلى إمكانية انطلاق إلكترونات أوجر من مستويات أعلى وتسمى عندئذ بثلاثة أحرف يمثل أيسرها القشرة الأقرب إلى النواة التي تكونت فيها الفجوة وأيمنها القشرة التي انطلق منها إلكترون مثل K L M أو غيرها.

ويبقى تعريف احتمال حدوث انطلاق إلكترونات أوجر ω_K على أنه النسبة بين عدد فوتونات الأشعة السينية المنطلقة من القشرة K إلى عدد الفجوات المتكونة في القشرة K .

6-2 التفكك الإشعاعي The radioactive decay

يعتبر التفكك الإشعاعي مع إصدار حسيم ألفا أو بيتا أو إشعاعات جاما عملية إحصائية خاضعة لقوانين الفيزياء الإحصائية، حيث أنه ليس بالإمكان توقع النواة أو النوى التي يمكن أن تتفكك في لحظة معينة. ويمكن إيجاد القانون الذي تتفكك بموجبه النوى انطلاقا من النظرية الإحصائية.

1-6-2 قانون التفكك الإشعاعي The radioactive decay law

نفرض أن λ (لامدا) هو عبارة عن احتمال تفكك نواة معينة في ثانية واحدة، وأن هذا الاحتمال صغير جدا، أي أن:

$$0 < \lambda \ll 1$$

معنى ذلك أن احتمال تفكك هذه النواة خلال زمن قصير مقداره dt هو (λdt) . فإذا كان عدد النوى النشطة التي لم تتفكك بعد هو N فهذا يعني أن احتمال التفكك لكل هذا العدد من النوى خلال الزمن dt هو $N \lambda dt$. أي أن عدد النوى الذي يمكن أن يتفكك خلال هذا الزمن هو:

$$dN = - N \lambda dt$$

وتعني الإشارة السالبة أن عدد النوى N المتبقي دون تفكك يقل كلما زاد الزمن. وبقسمة طرفي هذه المعادلة الأخيرة على العدد N وأخذ تكامل الطرفين مع اعتبار أن عدد النوى النشطة عند الزمن $t = 0$ هو N_0 نجد أن :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2-10)$$

حيث، $N(t)$ هو عدد النوى النشطة المتبقية دون تفكك حتى اللحظة t . وتعرف هذه العلاقة بقانون التفكك الإشعاعي، وتعرف الكمية λ بثابت التفكك (أو الاضمحلال)

2-6-2 الشدة الإشعاعية للعينة The sample activity

في معظم الأحيان يكون المطلوب هو معرفة عدد النوى $A(t)$ التي تتفكك في الثانية، وليس عدد النوى المتبقية دون تفكك والمحددة بالعلاقة (2-10). ويعرف عدد النوى التي تتفكك في الثانية الواحدة من أي عينة مشعة باسم الشدة الإشعاعية لهذه العينة أو نشاطها الإشعاعي (Activity of a Sample). ويسهل تحديد هذه الشدة وذلك بتفاضل المعادلة (2-10) بالنسبة للزمن، أي أن:

$$\begin{aligned} A(t) &= dN(t) / dt \\ &= \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N(t) \end{aligned} \quad (2-11)$$

وتعرف $A_0 = \lambda N_0$ بالشدة الإشعاعية عند اللحظة $t = 0$ ، لذا فإن:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2-12)$$

2-6-3 عمر النصف ومتوسط العمر The half-life and mean-life

عمر النصف (أو العمر النصفى) للنظير المشع المعين هو عبارة عن الفترة الزمنية التي تتخفف خلالها شدته الإشعاعية لعينة من هذا النظير إلى النصف. وبمعنى آخر فإن عمر النصف هو الزمن اللازم لتفكك نصف عدد نوى العينة. ويرمز للعمر النصفى، عموماً،

بالرمز $t_{1/2}$. وباقتفاء هذا التعريف فإنه بوضع $N(t) = N_0/2$ ، $t = t_{1/2}$ في العلاقة (2-10) يتبين أن:

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}$$

ومنها يتبين أن:

$$\begin{aligned} t_{1/2} &= \ln 2 / \lambda \\ &= 0.693 / \lambda \end{aligned} \quad (2-13)$$

وحيث إن وحدة الزمن هي الثانية فإن وحدة قياس ثابت التفكك λ هي 1/ ثانية (أي ثانية⁻¹).

أما متوسط العمر لعينة مشعة والذي يرمز له عادة بالرمز τ (تاو) فهو عبارة عن مجموع أعمار جميع النوى العينة مقسوما على عددها ويسهل تحديده باستخدام العلاقة (2-10) كالآتي:

$$\tau = (1 / N_0) \int_0^{\infty} dN(t).t = 1/\lambda = t_{1/2} / 0.693 \quad (2-14)$$

وهكذا نجد أن كلا من λ ، $t_{1/2}$ ، τ مرتبطة ببعضها بعلاقة بسيطة، ومعرفة إحداها يعين باقيها.

2-6-4 تعيين ثابت التفكك λ وعمر النصف $t_{1/2}$ عمليا

يمكن تحديد ثابت التفكك λ للعديد من النظائر المشعة باستخدام القانون (2-12) والذي يمكن كتابته في الشكل التالي

$$\ln \{A(t) / A_0\} = -\lambda t$$

حيث يمثل الرمز (ln) لوغاريتم الأساس الطبيعي ($e = 2.71$). وعند استخدام لوغاريتم الأساس العشري تأخذ العلاقة الأخيرة الشكل التالي:

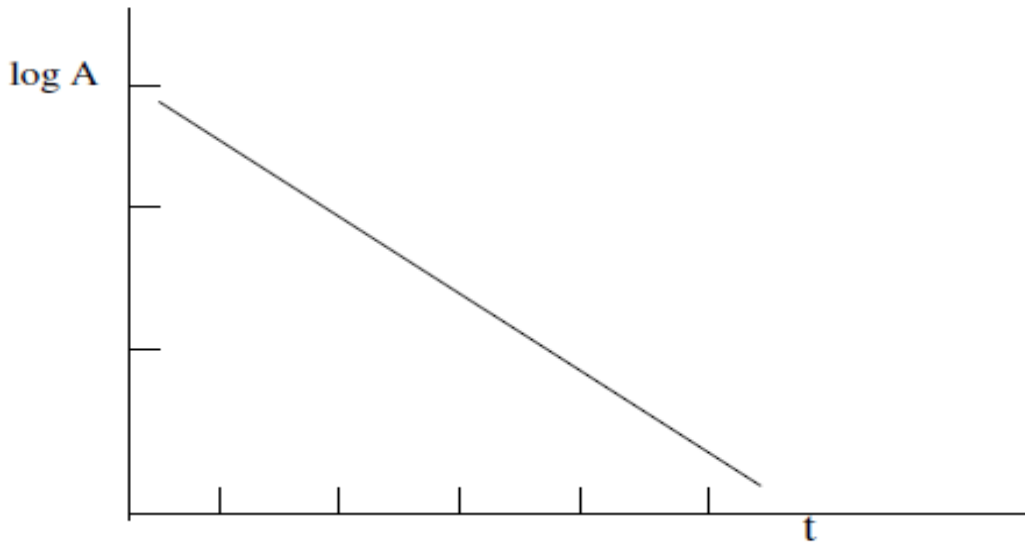
$$\log \{A(t) / A_0\} = -0.4343 \lambda t \quad (2-15)$$

لأن لوغاريتم عدد ما للأساس العشري = 0.4343 لوغاريتم العدد نفسه للأساس الطبيعي، أي أن:

$$\log A(t) = \log A_0 - 0.4343 \lambda t \quad (2-16)$$

وهكذا، فإنه عند قياس الشدة الإشعاعية للعيينة كدالة من الزمن ورسم العلاقة بين $\log A(t)$ والزمن t ، فإننا نحصل على خط مستقيم كالمبين في شكل (4-2) يبلغ ميله $\lambda = -0.4343$. وبمقارنة الميل المحدد تجريبياً مع هذه القيمة الأخيرة يمكن تحديد قيمة ثابت التفكك λ . وبمعرفة ثابت التفكك يسهل إيجاد قيمة عمر النصف $t_{1/2}$ أو متوسط العمر τ لهذه العينة باستخدام العلاقات (2-13) و(2-14). ولقياس ثابت التفكك λ لعينة ما توضع هذه العينة على مسافة مناسبة من عداد الإشعاعات (الجهاز المستخدم لتسجيل عدد الإشعاعات) ويتم قياس معدل العد R (counting rate) خلال فترات زمنية متساوية. ويجب ملاحظة أن معدل العد R (وهو عبارة عن عدد الجسيمات المسجلة في وحدة الزمن) يتناسب مع الشدة الإشعاعية للعينة طالما أن وضع العينة بالنسبة للعداد لم يتغير طوال فترة إجراء التجربة أي أن:

$$R(t) / R_0 = A(t) / A_0$$



شكل (4-2)

العلاقة بين لوغاريتم الشدة الإشعاعية $\log A$ والزمن t

ولسهولة تحديد λ يستخدم ورق رسم بياني نصف لوغاريتمي حتى يستغنى عن استخراج قيمة اللوغاريتم في كل مرة. ولتحديد الميل تقسم عدد الدورات اللوغاريتمية على الزمن المقابل. ويمكن كذلك تحديد λ باستخدام العلاقة (2-16) مباشرة، حيث إن

$$\lambda = \{ \log A_0 - \log A(t) \} / 0.4343 t$$

وفي هذه الحالة تختار نقطتان متباعدتان على المستقيم لتمثلا A_0 ، $A(t)$ ويكون t هو الفارق الزمني المقابل بين النقطتين المختارتين.

وتجدر الإشارة إلى أنه يمكن تحديد عمر النصف مباشرة، وذلك من العلاقة (2-12). فعند قياس معدل العد $R(t)$ كدالة ورسم العلاقة بين $R(t)$ حيث $[R(t) \propto A(t)]$ والزمن t نحصل على منحنى كالمبين في شكل (2-5)، ومنه يمكن تحديد عمر النصف $t_{1/2}$ مباشرة، حيث إنه عبارة عن الزمن الذي تتخفف خلاله شدة العينة إلى النصف. ويلاحظ أنه خلال فترتي عمر نصف تصبح شدة العينة $(2/1)^2 = (4/1)$ الشدة الأصلية، وخلال 7 فترات عمر نصف تصبح شدة العينة $(2/1)^7 = (128/1)$ من الشدة الأصلية وخلال عشر فترات تصبح الشدة $(2/1)^{10} = (1024/1)$ من الشدة الأصلية، أي أقل من 0.1 % من شدتها الأصلية. وهكذا فإنه بمرور الوقت تقل شدة العينة وتصبح قيمة مهملة بالنسبة للشدة الأصلية ولكنها لاتصل إلى الصفر.

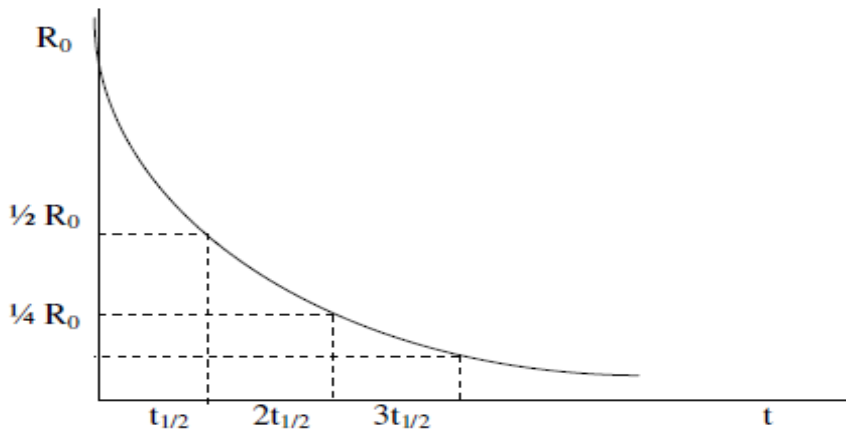
وتجدر الإشارة إلى أنه يمكن تحديد ثابت التفكك λ أو عمر النصف $t_{1/2}$ بهذه الطريقة بالنسبة للنظائر التي يتراوح عمرها النصفى بين عدة ثواني وعدة سنوات. أما بالنسبة للنظائر التي يبلغ عمرها النصفى قيمة عالية (كالبيورانيوم 238 مثلا والذي يبلغ عمره النصفى 10×4.468 سنة⁹) فإنه لا يمكن تحديد إعمارها النصفية أو ثابت التفكك لها بهذه الطريقة حيث أن الانخفاض في الشدة الإشعاعية لها لا يكون محسوسا خلال زمن التجريبية حتى ولو استمر هذا الزمن عشرات السنين. لذا، فإنه لتحديد ثابت التفكك للنظائر ذات العمر النصفى

الطويل فإنه يجب معرفة عدد النويات النشطة الموجودة في العينة في لحظة معين. ولما كان:

$$|dN / dt| = \lambda N$$

$$= A = R / C$$

حيث C عبارة عن ثابت يحدد نسبة عدد الجسيمات التي يسجلها العداد إلى عدد جميع الجسيمات الصادرة من العينة، R هو معدل العد فإنه بمعرفة معدل العد R والثابت C وعدد النوى النشطة في العينة N يمكن تحديد ثابت التفكك λ وبالتالي حساب عمر النصف للنظير المعين.



شكل 5-2

العلاقة بين معدل العد $R(t)$ والزمن t

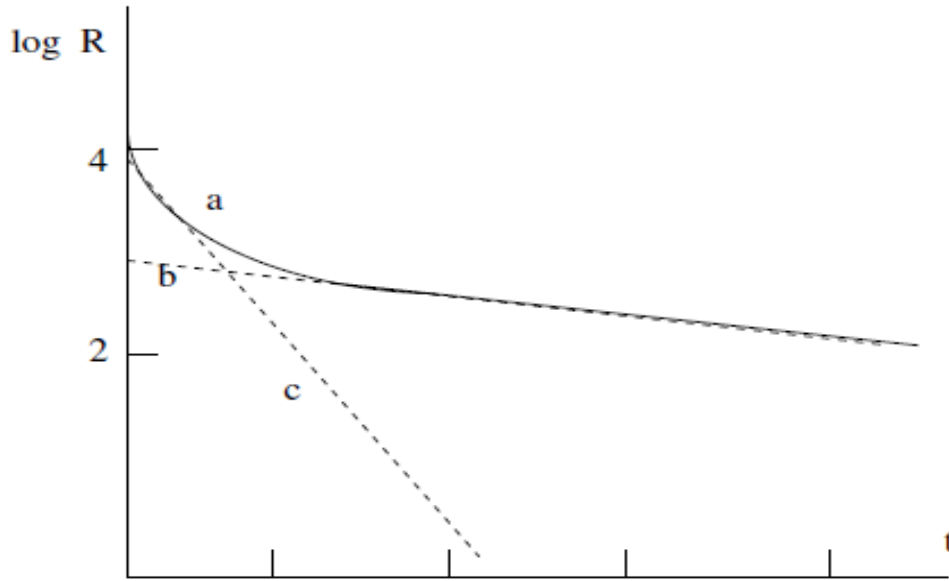
أما بالنسبة للنظائر ذات العمر النصفى الصغير فتستخدم طرق أخرى لتحديد أعمارهم النصفية.

5-6-2 تحديد العمر النصفى للنظائر المختلطة

يحدث أحيانا أن تكون العينة غير نقية وتحتوي على خليط من بعض النظائر المشعة المختلطة. فإذا كان الخليط مكونا من عدد محدود من النظائر المشعة (اثنين أو ثلاثة على الأكثر) واختلفت الأعمار

النصفية لهذه النظائر اختلافا ملموسا، فإنه يمكن تحديد العمر النصفية لكل نظير في المخلوط حتى عندما تكون الجسيمات الصادرة من النظائر المختلفة من النوع نفسه.

ولإجراء ذلك، يجب قياس معدل العد $R(t)$ للعيينة كدالة من الزمن ورسم العلاقة بين $\log R$ والزمن t . ولغرض الإيضاح نفرض أن العينة تحتوي على خليط من نظيرين فقط، وأن المنحنى المستمر a في الشكل (2-6) يحدد العلاقة بين $\log R$ ، t .



شكل (2-6) العلاقة بين لوغاريتم معدل العد $\log R$ والزمن t لعينة تحتوي على خليط من نظيرين فقط

ويلاحظ أن الجزء الأيمن من المنحنى في الشكل (2-6) يمثل خطا مستقيما وهو بمثابة خط التفكك بالنسبة للنظير ذي العمر النصفية الأكبر، حيث إن النظير الآخر أسرع تفككا لصغر عمره النصفية. وعند مد الجزء المستقيم من المنحنى a إلى اليسار نحصل على المستقيم b الذي يمثل التفكك بالنسبة للنظير الأطول عمرا. وبطرح المستقيم b من

المنحنى a نحصل على مستقيم آخر هو c الذي يعتبر بمثابة مستقيم التفكك للنظير الأقصر عمرا. وبتحديد الميل لكل مستقيم من هذين المستقيمين يمكن تحديد ثابت التفكك λ_1 ، λ_2 لكل نظير على حدة.

2-6-6 التفكك الإشعاعي المتتابع

The successive radioactive decay

عند تفكك النواة الأم إلى نواة وليدة فإنه قد تكون النواة الوليدة نشطة إشعاعيا. عندئذ تتفكك النواة الوليدة إلى ان نواة تعرف باسم الحفيدة (grand-daghter). وهكذا، تستمر العملية إلى تصل في النهاية إلى نواة مستقرة. وتعرف هذه العملية بالتفكك الإشعاعي المتتابع .

فعلى سبيل المثال تتفكك نواة الراديوم 226 (عمرها النصفى 1.6×10^3 سنة) إلى الرادون 222. وتتفكك هذه الأخيرة (عمرها النصفى 3.82 يوم) إلى نواة البولونيوم 218، التي تعتبر هي الأخرى مشعة (عمرها النصفى 3.05 دقيقة). وهكذا تستمر العملية إلى أن تصل في النهاية إلى نواة الرصاص 206 المستقرة.

والغرض من دراسة التفكك المتتابع هو معرفة عدد الذرات (النوى) في كل عضو من أعضاء هذه السلسلة.

فإذا رمزنا لعدد ذرات النوييدة الأم عند الزمن t بالرمز N_1 وثابت التفكك لها بالرمز λ_1 ، وعدد ذرات النوييدة الوليدة N_2 التي يعتبر بدورها نشطة وثابت التفكك لها هو λ_2 ، وعدد ذرات النوييدة الحفيدة N_3 واعتبارها مستقرة، وإذا فرضنا أنه عند اللحظة $t = 0$ كان عدد ذرات كل جيل هو:

$$N_1 = N_{10}, \quad N_2 = 0, \quad N_3 = 0$$

أي أنه عند تحضير العينة كانت كلها من ذرات النوييدة الأم، وباستخدام العلاقة (2-11)، والأخذ في الحسبان أن معدل تفكك النوييدة الأم يساوي تماما معدل تكوين النوييدة الوليدة، وأن معدل تفكك النوييدة

الوليدة مساو لمعدل تكوين النويدة الحفيدة، فإنه يمكن التعبير عن العملية كلها بالمعادلات الثلاث التالية:

$$d N_1 / d t = - \lambda_1 N_1 \quad (2-17)$$

$$d N_2 / d t = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (2-18)$$

$$d N_3 / d t = \lambda_2 N_2 \quad (2-19)$$

وتحدد العلاقة (2-17) معدل التفكك بالنسبة للنويدة الأم وذلك طبقاً للقانون الأساسي للتفكك الإشعاعي. وأما العلاقة (2-18) فتعني أن النويدة الوليدة تتكون بمعدل $\lambda_1 N_1$. في حين أن العلاقة (2-19) تحدد معدل تكوين الذرات الحفيدة المستقرة N_3 .

وبحل مجموعة المعادلات (2-17)، (2-18)، (2-19) فإنه يمكن تحديد عدد ذرات كل نوع من الأعضاء الثلاثة للسلسلة كدالة من الزمن t ، وذلك كالاتي:

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

$$N_2 = \{ \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2-20)$$

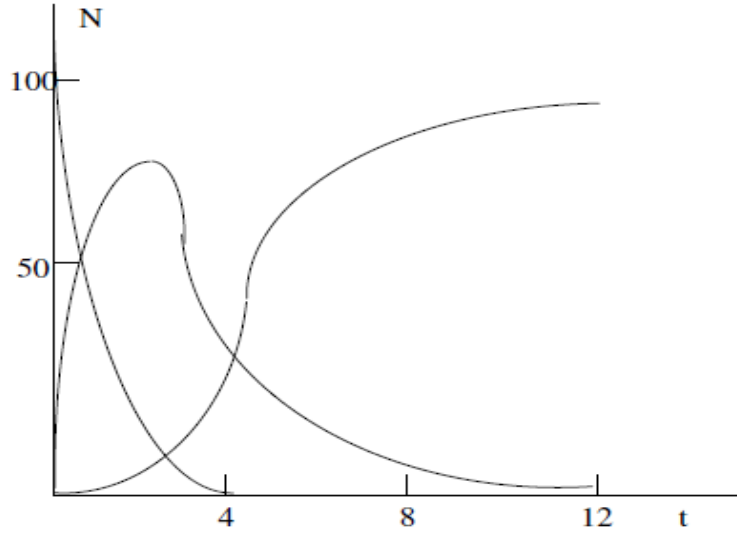
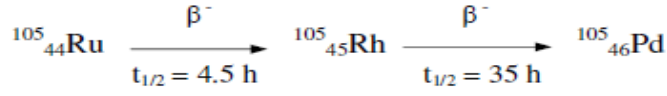
$$N_3 = N_{10} [1 + \{ \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \}] e^{-\lambda_2 t} - \{ \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1) \} e^{-\lambda_1 t} \quad (2-21)$$

وهذه العلاقة صحيحة إذا كان $N_{20} = N_{30} = 0$ عند لحظة الصفر. أما إذا اختلف كل من N_{20} ، N_{30} عن الصفر فيصبح عدد الذرات الوليدة والحفيدة كدالة من الزمن هو:

$$N_2 = \{ \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (2-22)$$

$$N_3 = N_{30} + N_{20} (1 - e^{-\lambda_2 t}) + N_{10} [1 + \{ \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \}] e^{-\lambda_2 t} - \{ \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1) \} e^{-\lambda_1 t} \quad (2-23)$$

ويوضح شكل (7-2) كيفية تغير كل من N_3 ، N_2 ، N_1 كدالة من الزمن للتفكك المتتابع لنظير الروثينيوم 105، حيث يتفكك إلى الروديوم 105، وهذا الأخير يتفكك بدوره إلى البلاديوم 105 المستقر.



شكل (7-2)

تغير كل من عدد الذرات N_3 ، N_2 ، N_1 مع الزمن t
لنظير الروثينيوم 105

ويعبر المحور الرأسي عن عدد النوى الأم والوليدة والحفيدة عندما يكون عدد النوى الأم $N_{10}=100$ ، $N_{20} = N_{30} = 0$ ، في حين يعبر المحور الأفقي عن الزمن بالساعة. ويلاحظ أن N_1 يتناقص أسياً طبقاً

لقانون التفكك الإشعاعي. أما N_2 فيكون صفرا عند $t = 0$ ثم يزداد طبقا للعلاقة (2-20) إلى أن يصل إلى أقصى قيمة عند زمن يساوي تقريبا ثلاثة أضعاف العمر النصفى ثم ينخفض من جديد.

أما بالنسبة للنوى الحفيدة N_3 فتكون أولا مساوية للصفر ثم تزداد ببطء كبير ولا تقترب من نهايتها (أي 100%) إلا بعد انقضاء زمن طويل (حوالي 5 أضعاف العمر النصفى للنظير الوليد).

7-6-2 التوازن الإشعاعي Radioactive equilibrium

عموما، فإن التوازن بالنسبة لأي كمية فيزيائية يعني أن هذه الكمية لا تتغير بالنسبة للزمن.

فإذا طبقنا هذا التعريف على جميع أعضاء سلسلة التفكك المتتابع فإن هذا يعني عدم تغير كل من N_1 ، N_2 ، N_3 بالنسبة للزمن، أي أن:

$$d N_1 / dt = d N_2 / dt = d N_3 / dt \quad (2-24)$$

وبذلك فإن شروط التوازن للتفكك المتتابع هي:

$$d N_1 / dt = -\lambda_1 N_1 = 0 \quad (2-25)$$

$$d N_2 / dt = 0 = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

أي أن

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad (2-26)$$

وعموما، لا يمكن أن يحدث التوازن بمعناه الحرفي لأن هذا يعني بالنسبة للنواة الأم المشعة أن $N_1 \lambda_1 = 0$ حيث N_1 لا تساوي صفرا). وهذا يعني أن النواة غير نشطة إشعاعيا وهو ما يتعارض مع النشاط الإشعاعي للنواة.

التوازن الأبدى The secular equilibrium

يمكن أن تتحقق حالات هي أقرب ما يمكن إلى التوازن. وتحدث هذه الحالات عندما تكون λ_1 صغيرة جدا وتقترب من الصفر (أي أن

العمر النصفى للنظير الأم كبير جدا) في حين أن $\lambda_1 < \lambda_2$. عندئذ يسمى هذا النوع من التوازن بالتوازن الأبدي. وعندما يتحقق هذا النوع من التوازن، فإنه بالتعويض عن λ_1 بقيمة صغيرة في العلاقة (20-2)، تتخذ هذه العلاقة الشكل التالي:

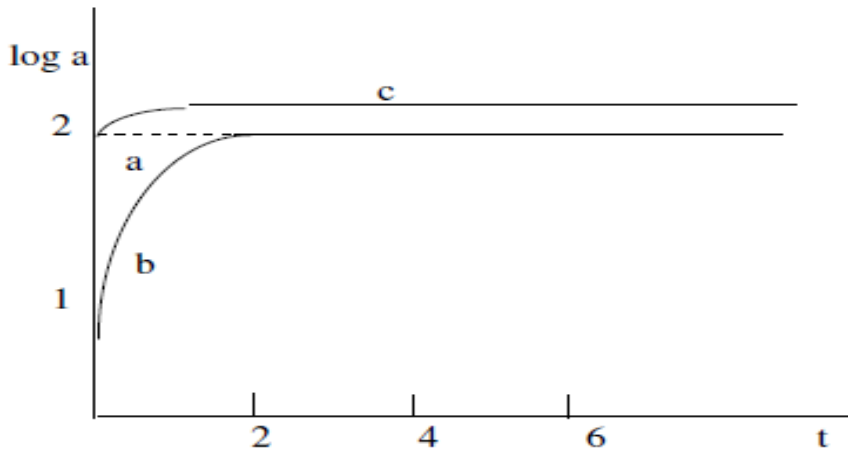
$$N_2 \cong (\lambda_1 / \lambda_2) N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

$$\lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2-27)$$

وتبين العلاقة (27-2) أنه بزيادة الزمن t يقترب الحد $e^{-\lambda_2 t}$ من الصفر، وبالتالي نجد أن:

$$\lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{10} \quad (2-28)$$

أي أنه يتحقق التوازن الأبدي حيث تصبح الشدة الإشعاعية للنوى الوليدة مساوية تماما للشدة الإشعاعية للنوى الأم. ويعكس شكل (2-8) صورة التوازن الأبدي حيث يبين الخط a الشدة الإشعاعية للنوى الأم وهي ثابتة وتساوي $\lambda_1 N_{10}$ (حيث إن العمر النصفى كبير جدا). أما الشدة الإشعاعية للنوى الوليدة (المنحنى b) فهي تزداد بمرور الوقت إلى أن تصل لنفس القيمة الثابتة وهي $\lambda_1 N_1$. ويبين المنحنى c الشدة الإشعاعية الكلية لكلا النظيرين المتتابعين.



شكل (2-8): التوازن الأبدي

ويمكن استخدام التوازن الأبدي لقياس ثابت التفكك λ_1 للنظائر ذات العمر النصفى الكبير وذلك باستخدام العلاقة (2-28). ولهذا الغرض، يجب معرفة ثابت التفكك λ_2 للنظير الوليد ذي العمر النصفى الصغير، وعدد ذرات النظير الأم ونسبة وجود النوى (الذرات) الأم مع النوى الوليدة بعد حدوث التوازن وبذلك يسهل تحديد قيمة λ .

مثال:

ملح من أملاح اليورانيوم 238 وجد أنه يحتوي على نسبة ضئيلة جدا من الراديوم 226 وهذا الراديوم يتكون نتيجة للتفكك المنتابح لليورانيوم 238. فإذا كانت هذه النسبة هي عبارة عن ذرة واحد لكل 2.8×10^6 ذرة يورانيوم، وإذا علمت أن العمر النصفى للراديوم هو 1620 سنة فما هو العمر النصفى لليورانيوم.

الحل:

من قانون الاتزان الأبدي:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$$

أي أن:

$$N_1 / N_2 = \lambda_2 / \lambda_1 = t_1 / t_2$$

حيث ، يرمزان للعمر النصفى لليورانيوم والراديوم بالترتيب، وبالتعويض في طرفي العلاقة الأخيرة فإن:

$$2.8 \times 10^6 \times 1620 = 1 \times t_1$$

أي أن:

$$t_1 = 4.54 \times 10^9 \text{ years}$$

التوازن الانتقالي The transient equilibrium

يوجد نوع آخر من التوازن يعرف باسم التوازن الانتقالي (transient equilibrium). ويحدث هذا النوع من التوازن عندما يكون ثابت التفكك λ_1 للنظير الأم أصغر من ثابت التفكك λ_2 للنظير الوليد (أي أن $\lambda_2 > \lambda_1$) ولكن λ_1 ليست قريبة من الصفر (أي أن العمر النصف للنظير الأم ليس كبيراً). في هذه الحالة لا يمكن اعتبار أن $\lambda_1 = 0$. ومع ذلك فإن الحد الأسّي $e^{-\lambda_2 t}$ يقترب من الصفر أسرع من الحد $e^{-\lambda_1 t}$. لذلك، فإنه بعد مرور زمن كاف يحدث التوازن الانتقالي وتتخذ العلاقة (20-2) الشكل التالي:

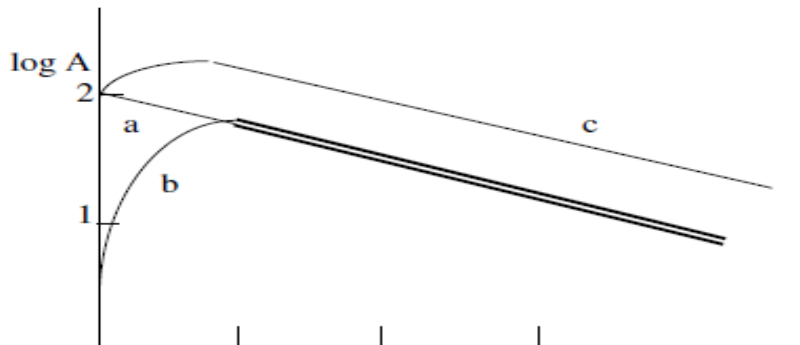
$$N_2 = \left\{ \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \right\} N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

$$= \left\{ \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) \right\} N_1 \quad (2-29)$$

وهذا يعني أن النوى الوليدة تتفكك بنفس معدل تفكك النوى الأم. وبذلك، تكون النسبة بين الشدة الإشعاعية A لكل من النوى الأم والنوى الوليدة هي:

$$A_1 / A_2 = \lambda_1 N_1 / \lambda_2 N_2 = (\lambda_2 - \lambda_1) / \lambda_2 \quad (2-30)$$

وتبين هذه العلاقة أن الشدة الإشعاعية للنوى الوليدة تصبح بعد فترة زمنية معينة أكبر من الشدة الإشعاعية للنوى الأم. وهذا ما يوضحه شكل (2-9) الذي يبين الشدة الإشعاعية لكل من النوى الأم والنوى الوليدة كدالة في الزمن t إذا كان عدد النوى الوليدة عند $t = 0$ مساوياً للصفر.



شكل (2- 9): التوازن الانتقالي

وحدات قياس النشاط الإشعاعي Units of radioactivity

كانت الوحدة الأساسية لقياس الشدة الإشعاعية للعينة هي الكوري (Ci) وأجزاؤه وهي الملي كوري (mCi) والميكروكوري (μCi) وقد ارتبط الكوري تاريخياً بأنه الشدة الإشعاعية (عدد التفككات في الثانية الواحدة) لجرام واحد من الراديوم 226. وبعد معايرة الشدة الإشعاعية لجرام الراديوم وجدت أنها مساوية 10×3.7 تفكك في الثانية. بذلك أصبح تعريف الكوري وأجزائه هو:

$$\text{كوري واحد } 1\text{Ci} = 10 \times 3.7 = 10^7 \text{ تفكك في الثانية}$$

$$\begin{aligned} \text{ملي كوري } 1\text{mCi} &= 10 \times 3.7 = 10^4 \text{ تفكك في الثانية} \\ \text{ميكروكوري } 1\mu\text{Ci} &= 10 \times 3.7 = 10^1 \text{ تفكك في الثانية} \end{aligned}$$

وينتج عن التفكك الواحد، عادة، جسيم مشحون (بيتا أو ألفا) ويصاحب ذلك في معظم الحالات وليس في كلها إصدار إشعاع أو إشعاعات جاما.

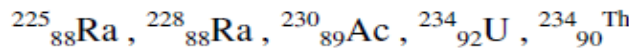
والوحدة المعيارية الدولية الآن للشدة الإشعاعية هي البكرل (Becquerel). والبكرل عبارة عن تفكك واحد في الثانية. وبمقارنة البيكريل بالكوري نجد أنه وحدة صغير جداً. لذا، تستخدم مضاعفات البكرل وهي الكيلوبكرل والميغابكرل والغيغابكرل والتيرابكرل وقيمها كالتالي:

بيكريل واحد $1 \text{ Bq} = 1$ تفكك في الثانية
 كيلوبيكريل $1 \text{ K Bq} = 10^3$ تفكك في الثانية
 ميغابيكيريل $1 \text{ M Bq} = 10^6$ تفكك في الثانية
 غيغابيكيريل $1 \text{ G Bq} = 10^9$ تفكك في الثانية
 تيرابيكيريل $1 \text{ T Bq} = 10^{12}$ تفكك في الثانية

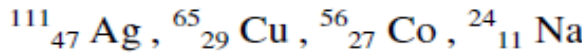
وهناك وحدة ثالثة للنشاط الإشعاعي ولكنها نادرة الاستخدام وهي رادرفورد (rd) Rutherford وهي عبارة عن 10^6 تفكك في الثانية وأجزاء الرادرفورد هي المللي والميكرو وغيرها.

أسئلة ومسائل للمراجعة

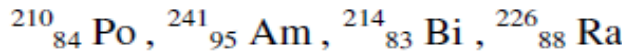
1- باستخدام جداول الكتل الذرية مع إهمال طاقة الربط للإلكترونات المدارية حدد أسلوب تفكك النظائر التالية:



2- باستخدام جداول الكتل الذرية حدد ما إذا كانت النظائر التالية نشطة إشعاعيا أو مستقرة بالنسبة لإصدار جسيمات $\beta\beta$ ، وما نوع التفكك في الحالات النشطة؟

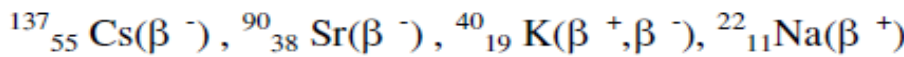


3- ما هي أنواع تفكك النظائر التالية؟



علما بأنها جميعا نشطة بالنسبة لتفكك ألفا.

4- ما هي نواتج تفكك النظائر التالية علما بأن أسلوب التفكك مبين قرين كل نظير؟



5- إذا علمت أن الفلور 21 يتفكك مع إصدار إلكترون مكونا النيون 21 وأن النيون الناتج يتكون في الحالة الأرضية، أو في الحالتين المثارتين بطاقتي إثارة 0.350 ، 1.75 ميغا إلكترون فولت. ما هي طاقات إشعاعات جاما الصادرة من النيون. وما ترددها؟

6- قارن أطياف جسيمات ألفا، وبيتا وإشعاعات جاما الصادرة عن نظائر مشعة.

الفصل الثالث

تصادم الجسيمات مع المادة:

عندما يتصادم الجسيم مع المادة فإنه يتفاعل في الواقع مع ذرات هذه المادة. ويؤدي تصادم الجسيم المشحون مع تلك الذرات إلى انتقال جزء من طاقة الجسيم إلى هذه الذرات. فعند سقوط شعاع من الجسيمات السريعة التي تحمل طاقة حركة معينة على هدف ما فإن جزءاً من طاقة حركة الشعاع سينتقل إلى الذرات والجزيئات في مادة الهدف. وتستوجب قوانين حفظ الطاقة أن الطاقة قبل التصادم تساوي الطاقة بعد التصادم.

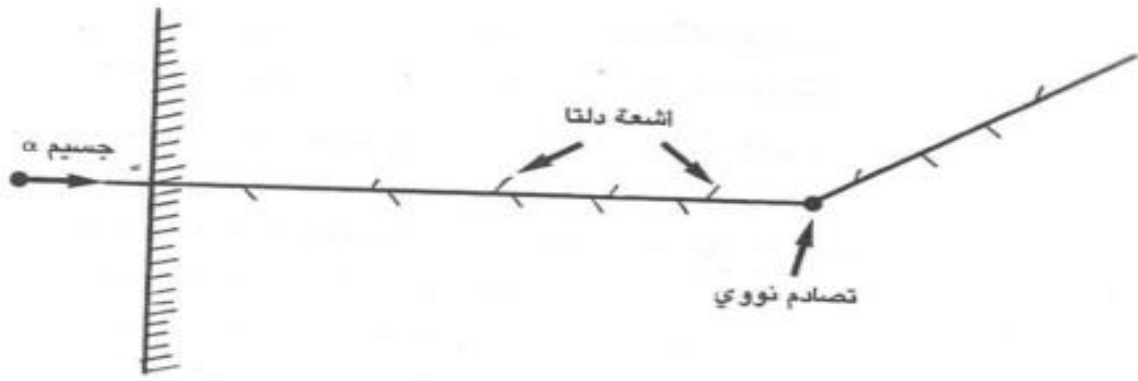
قد تظهر الطاقة المنتقلة إلى مادة الهدف على شكل طاقة حركة تكتسبها ذرات المادة، أو تظهر هذه الطاقة على أي شكل آخر من أشكالها. ففي الحالة الأولى أي عندما تظهر الطاقة على شكل طاقة حركة لذرات مادة الهدف فإن التصادم يسمى تصادماً مرناً وذلك بافتراض أن الهدف كان ساكناً قبل التصادم (طاقة الحركة هنا محفوظة).

أما في الحالة الثانية فإن جزءاً من الطاقة المنتقلة إلى الذرات يظهر على شكل طاقة حركة لتلك الذرات بينما يُستهلك جزء آخر من هذه الطاقة على شكل طاقة تأين أو إثارة لذرات مادة الهدف. وهنا نقول إن التصادم الحادث هو تصادم غير مرنا (طاقة الحركة هنا غير محفوظة). يجب أن نتذكر دائماً أن الطاقة الكلية للنظام تظل محفوظة.

1-3 تفاعل جسيمات ألفا (α) مع المادة:

تتفاعل جسيمات α مع المادة من خلال تصادمها مع الإلكترونات الذرية أو الأنوية الذرية للمواد.

عندما تتصادم جسيمات α مع الإلكترونات الذرية فإنها تنقل إليها بعضاً من طاقتها ومن ثم تتحرر هذه الإلكترونات من ذراتها وتنطلق على شكل ما يسمى بأشعة دلتا (δ)، وتتكوّن تبعاً لذلك أيونات موجبة من ذرات المادة، شكل رقم (3-5). وهناك علاقة بسيطة تربط بين كمية الطاقة المنتقلة إلى الإلكترون وطاقة جسيم α الساقط على المادة. فإذا كانت طاقة جسيم α هي E وكتلته M فإنه عند تصادمه مع إلكترون



شكل رقم 1-3 مسار جسيم α في المادة وانطلاق اشعة دلتا.

كتلته m_0 سوف ينقل إليه في التصادم الواحد كمية من الطاقة قدرها E_r تعطى بالعلاقة:

$$E_r \cong 4 \frac{m_0}{M} E \quad 1-3$$

وحيث إن:

$\frac{m_0}{M}$ تساوي تقريباً 1.3×10^{-4} فإنه يمكن كتابة معادلة (3-5) كما يلي:

$$E_r \cong 5.5 \times 10^{-4} E \quad 1'-3$$

1 - مسارات جسيمات α :

تنطلق جسيمات α بطاقات محددة (أقل من 10 م.أ.ف). وذلك على شكل أطيف خطية line Spectra. وعند تحرك هذه الجسيمات في مادة ما فإن مساراتها تتخذ خطوطاً مستقيمة وذلك لأن كتلة جسيم α الكبيرة نسبياً تحدد طبيعة هذا المسار المستقيمة. ولا تفقد جسيمات α الكثير من طاقتها عند تصادمها مع الإلكترونات الذرية (تفقد هذه الجسيمات حوالي 100 م.أ.ف. لكل تصادم ينتج عنه تأين أو إثارة للذرة). ونتيجة لكتلة جسيم α الكبيرة بالنسبة لكتلة الإلكترون فإن تصادمه مع هذا الإلكترون لا ينتج عنه انحراف في مساره: يشبه هذا التصادم تصادم قطار مثلاً مع حجر صغير ملقى على القضبان. أما إذا تصادم جسيم α مع النواة (الثقيلة) فإن

ذلك ينتج عنه انحراف Deflection أو تغيير في مسار جسيم α . مما سبق يتضح أن مسارات جسيمات α هي عبارة عن خطوط مستقيمة كما يتبين ذلك جلياً من الصور المأخوذة لمسارات جسيمات α في غرفة السحاب Cloud Chamber (انظر كواشف الإشعاع). ويبيّن شكل 1-3 توضيحاً لهذا المسار.

تحدّد كتلة جسيم α شكل وطول مسارها، إذ تلعب في ذلك دوراً مماثلاً لما تلعبه طاقة جسيم α . وبينما نجد أنه في حالة التصادم المباشر مع الإلكترون Head on Collision الذي يحدث عنده أقصى فقدان للطاقة، فإن معدّل فقدان الطاقة يساوي أقل من $\frac{1}{1000}$ من الطاقة الكلية لأشعة α . ذلك يوضح لنا أن جسيمات α تفقد طاقتها بمعدل قليل نسبياً. وقد وجد أن احتمال حدوث التصادم المباشر السابق هو قليل جداً مما يمكن معه اعتبار ذلك التفاعل نادر الحدوث.

وكذلك وجد أنه في حالة التصادم غير المرن Inelastic Collision مع الإلكترونات فإن معدل فقدان الطاقة يأخذ قيمة أقل من الحالة السابقة. هذا بينما نجد أن فرصة حدوث هذا التفاعل تفوق مثيلتها الناتجة عن التصادم المباشر.

من هنا نستخلص القول بأن معدل فقدان جسيمات α لطاقتها يكون صغيراً جداً. هناك احتمال أن تمتص جسيمات α قبل فقدانها لطاقتها وهذا يحدث عندما تخترق هذه الجسيمات نواة المادة الممتصة ولكن هذا التفاعل أيضاً نادر الحدوث وذلك لوجود قوة التنافر الكهروستاتيكية بين جسيمات α والنواة. من هنا يمكن تلخيص خواص مسار جسيمات α في المادة كما يلي:

- 1 - مسارات جسيمات α عبارة عن خطوط مستقيمة. إلا إذا اصطدمت تلك الجسيمات بالنواة فإنها تنحرف بزوايا معينة عن مسارها الأصلي قد تكون أكبر من 90° .
- 2 - يتعرّج مسار الجسيمات فقط بالقرب من نهايته.
- 3 - جسيمات أشعة α المتماثلة الطاقة لها مسارات ذات أطوال متساوية تقريباً.
- 4 - تتفاوت أطوال مسارات جسيمات α بمعدل يساوي حوالي 1%.
- 5 - لا يمكن أن تمتص جسيمات α خلال مساراتها.

عندما تقترب جسيمات α من نهاية مسارها تكون قد فقدت الكثير من طاقتها

وتبدأ في التباطؤ وهنا قد تستطيع الإلكترونات أن تتجنب التصادم مع جسيمات α . ويرجع ذلك لسرعة هذه الإلكترونات في مداراتها التي تفوق كثيراً سرعة جسيمات α . وعندما تهبط طاقة أشعة α إلى حوالي 1 م. أ. ف. تصبح سرعتها صغيرة وهنا من الممكن لها أن تأسر الإلكترونات الذرية التي تصادفها. ومن ثم تتحوّل جسيمات α إلى أيونات أو ذرات (متعادلة) للهيليوم. وهنا تبدأ في التصادم المباشر مع ذرات المادة الممتصة حتى تصل إلى حالة الاستقرار الحراري مع المادة. وحيث إن هذه التصادمات الذرية ذات طبيعة إحصائية أي عشوائية فإن جسيمات α تبدأ في الانتشار أو التفرّق Scattering مما ينتج عنه انحناءات في نهاية مساراتها. وذلك ما يطلق عليه بالانتشار أو Straggling، شكل رقم (3-5).

2 - قوة الإيقاف Stopping Power:

تتفاعل معظم الجسيمات المشحونة - بما فيها جسيمات α - مع الإلكترونات الذرية بصورة عامة وتترك خلفها أثراً كثيفاً Tracks من الذرات المتأينة أو المثارة على طول مسارها. وفي محاولة لتقدير معدل فقدان طاقة تلك الجسيمات عند مرورها في مادة ما أدخل مفهوم قوة الإيقاف. وسوف تعرّف قوة الإيقاف على أنها الطاقة المفقودة لكل وحدة طول مسار (dE/dx) . وقد أجريت دراسات عديدة على مسارات جسيمات α وقد وجد أن:

- 1 - الطاقة المفقودة بواسطة إشعاع الإيقاف (Bremsstrahlung) مهملة وذلك لكبر كتلة جسيم α .
- 2 - الطاقة المفقودة نتيجة للتصادم مع النواة مهملة (تساوي تقريباً $\frac{1}{500}$ من الطاقة المفقودة نتيجة للتأين والإثارة).
- 3 - لا توجد علاقة واضحة لقوة الإيقاف في حالة جسيمات α ذات الطاقات الأقل من 2 م. أ. ف.
- 4 - أما جسيمات α ذات الطاقات الأكبر من 2 م. أ. ف. فقد أمكن حساب قوة الإيقاف لها وذلك بدراسة ميكانيكا تصادم جسيمات α مع الإلكترونات. يبيّن شكل رقم (4-5) هذا التصادم.

وهكذا نجد أنه نتيجة لتفاعل جسيمات α مع المادة تنتج أيونات موجبة . ولتعيين ذلك سنعرف التآين النوعي Specific Ionization (n) على أنه العدد الكلي للأيونات الناتجة عن الإشعاع المؤين لكل وحدة طول مسار. ويساوي متوسط فقدان الطاقة $(-dE/dx)$ مقسوماً على الطاقة اللازمة لإنتاج زوج الأيونات (أيون موجب و أيون سالب) والتي يرمز لها بالرمز W. أي أن:

$$\frac{-dE/dx}{W} = (n) \text{ التآين النوعي}$$

$$n = \frac{-dE/dx}{W}$$

2-3

كما ويمكن تقدير التآين النوعي بعدد الأيونات / ملليمتر من طول المسار. ويبيّن جدول رقم (1-5) قيم W, I لبعض الغازات. هذا وتعطى I للعناصر الأثقل من الألمنيوم بالعلاقة التجريبية Imperial التالية:

$$I = 13Z \text{ eV}$$

حيث Z هي العدد الذري للعنصر.

2- المدى (R): Range:

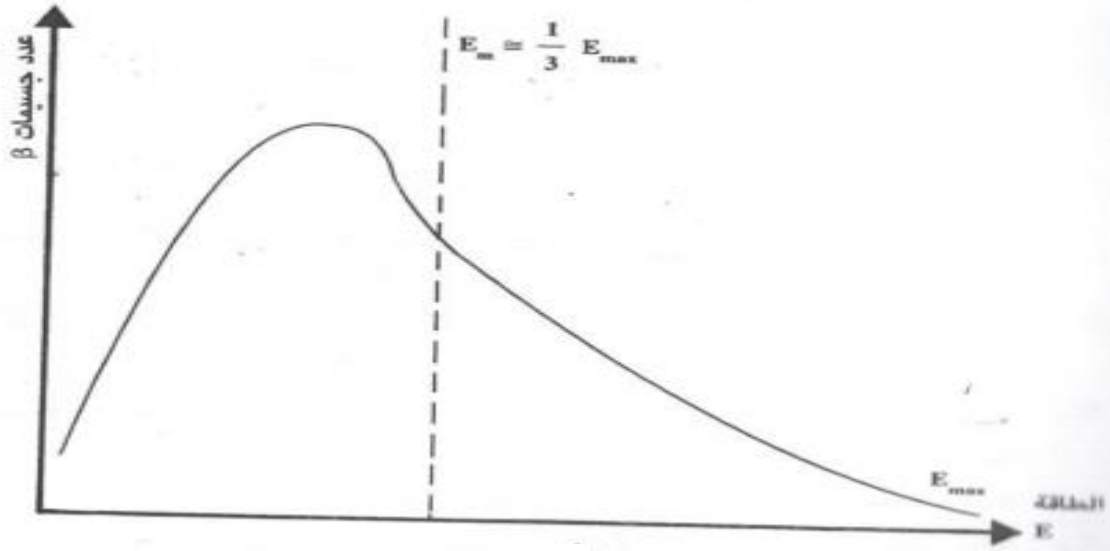
عند دراسة تفاعل الإشعاع مع المواد المختلفة وجد أنه من الضروري تعيين طول المسار Path length للجسيم وهو المسافة التي يقطعها الجسيم داخل المادة. وقد وجد أن طول المسار يتناسب مع طاقة الجسيم ويستخدم أحياناً لمعرفة هذه الطاقة بصورة تقريبية. هذا الطول يعرف أحياناً بالمدى.

المدى: يعرف المدى على أنه أقصى مسافة يقطعها الجسيم في المادة المتصلة له قبل أن يسكن (يمتص).

2-3 تفاعل جسيمات β مع المادة:

تنطلق جسيمات β بطاقات مختلفة. وبأخذ طيف هذه الجسيمات شكلاً توزيعياً مستمراً بقيمة متوسطة للطاقة قدرها E_m بينما هناك طاقة عظمى لجسيمات β (E_{max}). كما يبيّن ذلك شكل 2-3. وقد بيّنا أن ذلك التوزيع ناتج من مشاركة النيوتريون لجسيم β في حمل الطاقة.

يختلف مسار الإلكترونات عن مسار جسيمات α وهو معقد نسبياً أيضاً. ويرجع ذلك لصغر كتلة الإلكترون بالنسبة لكتلة جسيم α ($m_e \cong \frac{1}{7000} m_\alpha$) وبالتالي فإن سرعة جسيمات β تفوق سرعة جسيمات α المساوية لها في الطاقة. وسوف تعالج البوزيترونات (الإلكترونات الموجبة) بالطريقة نفسها التي سنعالج بها تفاعلات β مع المادة. كما وسوف نعتبر أن هناك شعاعاً ضيقاً Collimated من جسيمات β المتجانسة الطاقة Monoenergetic.



شكل رقم 2-3 طيف اشعة β

1 - مسارات جسيمات β في المادة:

عند مرور جسيمات β في مادة ما فإنها تتصادم بصورة رئيسية مع إلكترونات هذه المادة. وهنا تعطي جزءاً من طاقتها لتلك الإلكترونات المدارية مما يسبب ارتفاع هذه الإلكترونات إلى مدارات أعلى (إثارة للذرة) أو انطلاق هذه الإلكترونات من مداراتها تاركة خلفها ذرات متأينة إلى أيونات موجبة (تأين للذرات). ونتيجة لذلك فإن جسيمات β تفقد جزءاً من طاقتها وتتحرف عن مسارها. وتكون هذه الانحرافات أكبر كثيراً من الانحرافات المماثلة لجسيمات α (وذلك نتيجة لكبر كتلة جسيم α عن كتلة الإلكترون). ويتناسب المقطع المستعرض للتشتت Scattering Cross-section ($d\sigma$) عكسياً مع مربع طاقة الجسيم (E) أي أن:

$$d\sigma \propto \frac{1}{E^2}$$

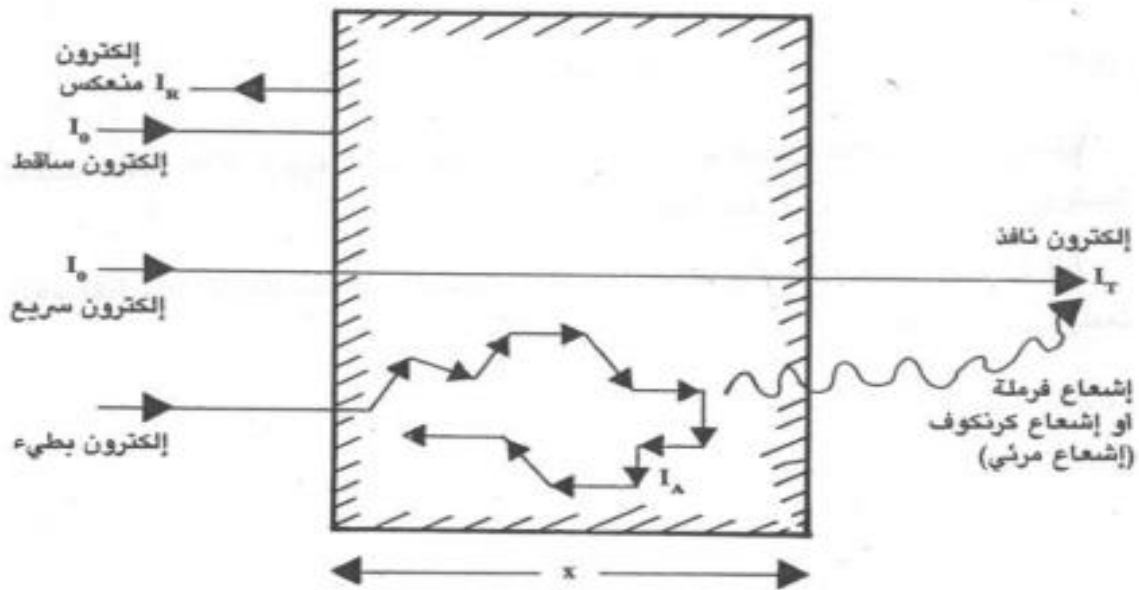
ونستنتج من هذا ازدياد معدل تشتت جسيمات β كلما نقصت طاقتها E. ويبيّن شكل رقم 3-3 تفاعل الإلكترونات مع المادة. عند سقوط شعاع الإلكترونات على مادة ما يحدث ما يلي:

٢ - تنعكس بعض الإلكترونات من السطح (Reflected) وتتحرك في الاتجاه

المضاد لاتجاه سقوطها شكل 3-3

ب - تمر الإلكترونات السريعة (ذات الطاقات العالية) من المادة الممتصة دون أن تعاني أي انحراف ويأخذ مسارها خطاً مستقيماً. وهذه الإلكترونات تشكل إلكترونات نافذة.

ج - تتصادم الإلكترونات عموماً مع إلكترونات المادة الممتصة وتحرف عن مسارها وتفقد جزءاً من طاقتها تبعاً لذلك (كما بينا في بداية هذا الفصل). ويتوالي التصادمات يتوالى فقدان الطاقة حتى يتوقف الإلكترون عن الحركة. ويزداد معدل فقدان الإلكترونات لطاقتها بزيادة عدد التصادمات مع الذرات المختلفة. وبالتالي يؤثر كل من كثافة وسمك المادة الممتصة على عملية تباطؤ الإلكترونات وفقدانها لطاقتها. فمثلاً يماثل تأثير 1Cm من الهواء تأثير 0.005 mm من الألمنيوم. وهكذا فإن امتصاص جسيمات β يعتمد على عدد الإلكترونات التي تصادفها في طريقها وتتصادم معها. وحيث إن هذه التصادمات عشوائية فإن هناك تفاوتاً كبيراً في فقدان الطاقة إذ يحدث أن تفقد بعض الإلكترونات - ذات الطاقات المتجانسة - كمية كبيرة من طاقتها نتيجة للتصادم مع المادة بينما تفقد بعض الإلكترونات طاقة أصغر. وهكذا فإن النتيجة الطبيعية لذلك



شكل رقم 3-3 تفاعل الإلكترونات مع المادة

هي وجود اختلافات كبيرة في أطوال مسارات جسيمات β المتماثلة الطاقة عند مرورها في مادة ما.

ويمكن تلخيص أهم ملامح مسار جسيم β فيما يلي:

- 1 - عند طاقات أكبر من 1 م. أ. ف. يتبع الإلكترون مساراً على شكل خط مستقيم بينما يزداد انحراف جسيم β كلما نقصت طاقته.
- 2 - تفاوت أطوال مسارات جسيمات β في المادة أكبر من مثيلاتها الناتجة عن جسيمات α .
- 3 - يصعب تحديد مدى الإلكترونات في المادة وذلك لاختلاف طول مسار جسيم β عن عمق الاختراق.
- 4 - مسار الجسيمات غير منتظم وذلك لصغر كتلة الإلكترون.
- 5 - هناك تأثير ميكانيكي، وذلك لأن كتلة جسيم β (الذي هو عبارة عن إلكترون) تساوي كتلة الإلكترون المتصادم معه.
- 6 - قد تكون سرعة جسيمات β عالية. وهنا لا مناص من اعتبار نسبة التصادم.
- 7 - طاقة جسيمات β غير متجانسة وذلك لأن هناك توزيعاً لهذه الطاقة، شكل رقم (8-5).

2 - فقدان الطاقة بالإشعاع:

بينما فيما سبق أن جسيمات β تفقد جزءاً من طاقتها عن طريق التصادمات مع إلكترونات المادة الممتصة. وينتج تبعاً لذلك تأين أو إثارة لذرات تلك المادة. هذا ويمكن أن تقترب جسيمات β من نواة الذرة وينتج تبعاً لذلك تغير في سرعة هذه الجسيمات ويصاحب ذلك في العادة إطلاق إشعاع الفرملة *Bremsstrahlung* الكهرومغناطيسي. كما ويمكن أن ينطلق إشعاع كيرنكوف *Cerenkov*، وهو إشعاع كهرومغناطيسي يقع في مدى الضوء المرئي (لون أزرق). وهكذا فإن جسيمات β تفقد جزءاً آخر من طاقتها على شكل إشعاع (انظر أشعة X).

ويزداد احتمال فقدان الطاقة عن طريق الإشعاع كلما زاد العدد الذري (Z) للمادة الممتصة. ومما يجدر ذكره أن وجود ذيل طويل لطيف امتصاص جسيمات β عند اختراقها للمادة راجع لوجود إشعاع الفرملة (انظر فيما بعد). وللتقليل من

قرص حدوث هذا الإشعاع يمكن اختيار مواد ذات أعداد ذرية صغيرة (العناصر الخفيفة).

وهناك نوعان من إشعاعات الفرملة:

أ - إشعاع الفرملة الخارجي:

ينتج إشعاع الفرملة الخارجي عن تفاعل جسيمات B مع أنوية المادة الممتصة للإشعاع. وقد وجد أنه عندما تكون طاقة الإلكترون أكبر من الطاقة الحرجة E_c حيث:

$$E_c = 800 \text{ MeV}$$

فإن فقدان الطاقة عن طريق الإشعاع يتناسب مع مربع العدد الذري للمواد الممتصة ذات الأعداد الذرية الصغيرة بينما يتناسب مع العدد الذري نفسه في حالة المواد الممتصة ذات العدد الذري الكبير.

وتعطي الطاقة المفقودة عن طريق الإشعاع (I_{Br}) بواسطة جسيم β ذي الطاقة E بالعلاقة التالية:

$$I_{Br} = 5.8 \times 10^{-4} E^2 \text{ MeV/e} \quad 3-3$$

وتعطي هذه العلاقة نتيجة صحيحة تبلغ نسبة الخطأ فيها 30% وذلك عندما تساوي E حوالي 2.5 م. أ. ف. لمعظم الإلكترونات.

أما في حالة الطيف المستمر فيجب إضافة تصحيح مناسب للعلاقة السابقة وهنا تعطي I_{Br} بالعلاقة:

$$I_{Br} = 5.8 \times 10^{-4} S E_{max}^2 \quad 4-3$$

حيث:

E_{max} هي أقصى طاقة لجسيم β ، انظر شكل (8-5).

S هو عامل تصحيح يساوي تقريباً 0.2 وذلك لمعظم المواد الممتصة للإشعاع.

ب - إشعاع الفرملة الداخلي:

عند مغادرة جسيم β للنواة الأم قد يحدث أثناء مروره في مادة المصدر المشع Source نفسها أن يفقد بعض الطاقة عن طريق الإشعاع (I_i) تعطى بالعلاقة:

$$I_i = 3.7 \times 10^{-4} E_{\max}^2 \text{ MeV/e} \quad 5-3$$

حيث:

I_i هي الطاقة المفقودة عن طريق إشعاع الفرملة الداخلي.

ويساوي معدل فقدان الطاقة الكلي عن طريق الإشعاع (I) مجموع $I_{Br} + I_i$. وهذا المعدل يضاف إلى معدل فقدان الطاقة عن طريق التصادم. وينتج أن معدل فقدان الطاقة الكلي يساوي مجموع معدل فقدان الطاقة عن طريق الإشعاع ومعدل فقدانها عن طريق التصادم.

وقد يشاهد أحياناً بالإضافة إلى طيف الإشعاع الناتج عن تفاعل أشعة β مع المادة وجود إشعاع خطي مميز لأشعة X وذلك نتيجة لعودة الذرة المثارة (نتيجة لتصادم جسيم β معها) إلى مستوى استقرارها.

3 - قوة الإيقاف Stopping Power ($-dE/dx$):

بيننا فيما سبق أنه عند اجتياز جسيمات β لمادة ما فإنها تفقد طاقتها إما عن طريق التأين والإثارة لذرات المادة الممتصة (عند الطاقات المنخفضة) أو عن طريق الإشعاع (عند الطاقات العالية). وسنتناول الآن كلاً من هذه التفاعلات بالتفصيل:

1 - الطاقة المفقودة بالتأين:

وجد أنه عندما تكون طاقة جسيمات β في حدود عدة ملايين من الإلكترونات الفولتية فإن قوة الإيقاف تعطى بالعلاقة (انظر تفاعل α مع المادة):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_i = \frac{4\pi e^4 Z_2 N}{mv^2} \left(\ln \frac{1.66mv^2}{2I}\right), E < 0.5 \text{ MeV} \quad 6-3$$

وهذا يبين أن كلاً من الإلكترونات والبروتونات تفقدان طاقتهم بالمعدل نفسه وذلك إذا تساوت سرعتاهما غير النسبية. (Non relativistic velocity).

أما إذا كانت E أكبر من 0.5 م.أ.ف. فإن قوة الإيقاف تعطى بالعلاقة:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_i = \frac{2\pi e^4 Z_2^2 N}{mc^2} \left(\ln \frac{E}{2mc^2 I} + \frac{1}{8}\right), E \gg 0.5 \text{ MeV} \quad 7-3$$

وتبين هاتان المعادلتان أنه بالنسبة للطاقات الصغيرة فإن معدل الطاقة المفقودة يقل كلما زادت الطاقة بينما نجد أنه للطاقات الأكبر من نصف مليون إلكترون فولت فإن معدل الطاقة المفقودة يزداد كلما زادت الطاقة.

وبصورة عامة فإنه يمكن التعبير عن قوة الإيقاف بالعلاقة التالية:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_i \propto \rho Z/A \quad 8-3$$

حيث:

ρ هي كثافة المادة الممتصة،

Z هو العدد الذري لها، A هي وزنها الذري.

وعند الطاقات العالية (عندما تكون E أكبر من عدة ملايين من الإلكترونات الفولتية) يحدث استقطاب في النواة وذلك عندما تقترب سرعة جسيمات β من سرعة الضوء. ويؤثر ذلك على شدة المجال الكهربائي بين النواة والإلكترونات مما يستدعي إضافة تصحيح مناسب إلى الكثافة (ρ).

2 - الطاقة المفقودة بالإشعاع:

عندما يحدث تباطؤ للإلكترونات (أو تسارع) عند اجتياز المادة ينتج إشعاع كهرومغناطيسي. وتعطى قوة الإيقاف الناتجة عن هذا الإشعاع بالعلاقة:

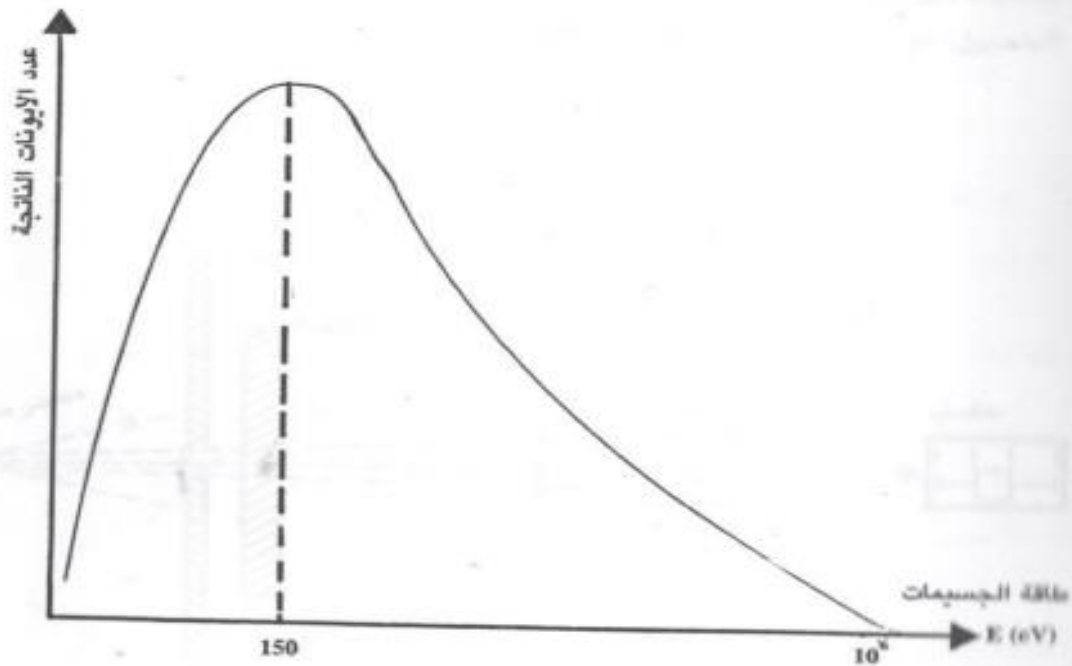
$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Rad}} = 3.4 \times 10^{-4} (E + mc^2) \frac{Z}{\rho A} \left[4 \ln \frac{2(E+mc^2)}{mc^2} - \frac{4}{3}\right] \quad 9-3$$

وتعطى النسبة بين قوة الإيقاف الناتجة عن طرفي الإشعاع إلى قوة الإيقاف الناتجة عن طريق التأين بالعلاقة التقريبية:

$$\frac{-(dE/dx)_{\text{Rad}}}{-(dE/dx)_i} = \frac{EZ}{800}$$

3 - التأيّن النوعي : Specific Ionization :

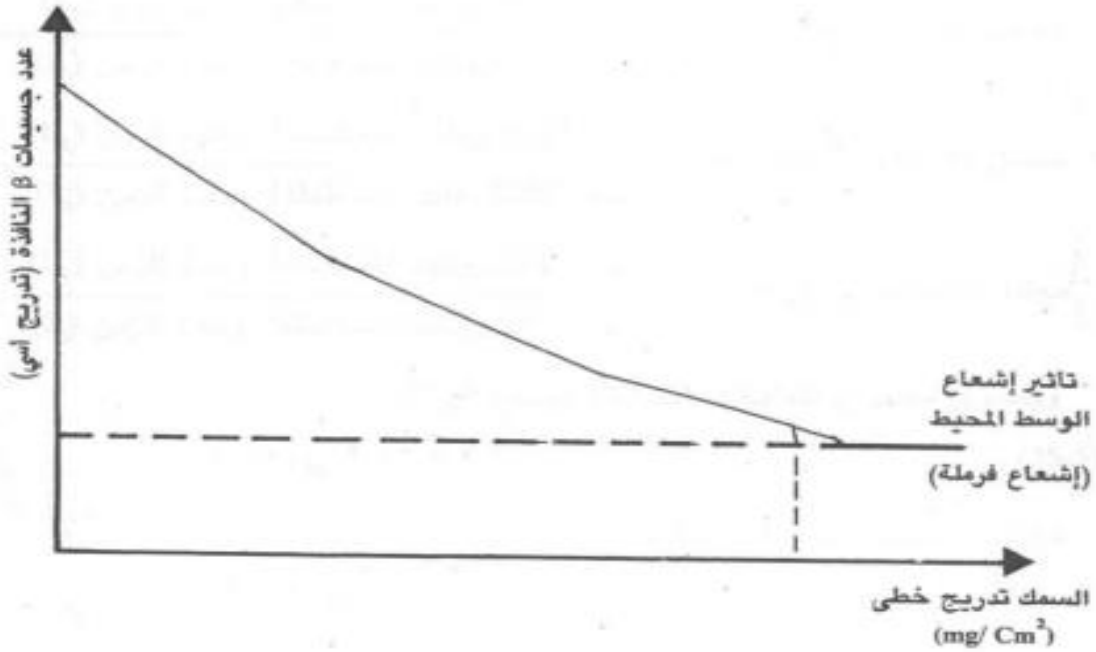
سبق وبيّنا أنه نتيجة لمرور جسيمات β في المادة تتكوّن أيونات على طول مسارها. وسوف نعتبر هنا أن التأيّن النوعي يحدث في اتجاه مسار جسيم β . وقد وجد أن التأيّن الناتج عن جسيمات β المتجانسة الطاقة أكثر تعقيداً من مثيله الناتج عن جسيمات α . وذلك لأنه عند تصادم جسيمات β مع الذرات فإنها تتشتت بزوايا تفوق نظيراتها في حالة جسيمات α وذلك لكبر كتلة الأخيرة. ويكون التأيّن النوعي الناتج عن جسيم β أقل بمقدار عُشر قيمته تقريباً عن ذلك الناتج عن جسيمات α . ويبيّن شكل رقم 4-3 العلاقة بين عدد الأيونات الناتجة عن جسيمات β وطاقتها. حيث يظهر جلياً أن أقصى عدد من الأيونات ينتج عندما تساوي طاقة الجسيمات 150 eV. ف.



شكل رقم 4-3 العلاقة بين عدد الأيونات الناتجة عن جسيمات β وطاقتها.

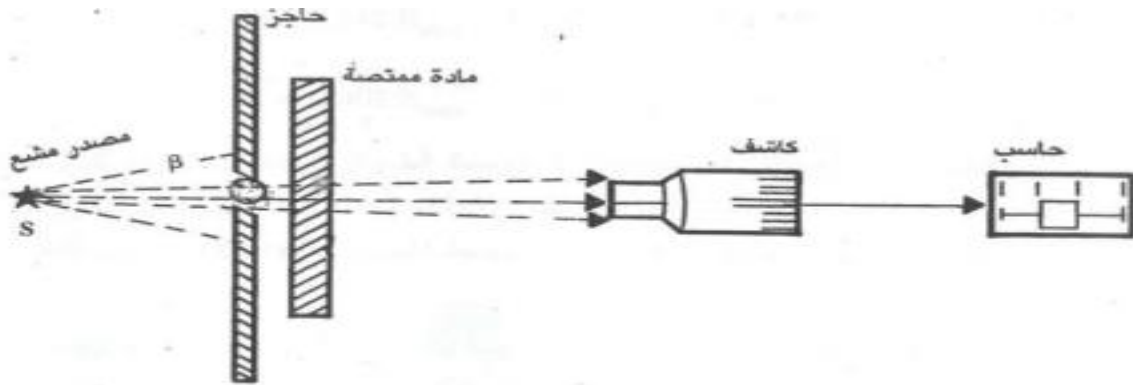
4 - المدى (R) Range :

من الصعب تحديد مدى جسيمات β في المادة وذلك لصعوبة تحديد مسار الإلكترون فيها، شكل رقم 3-3 ولكن يمكن تعريف المدى على أنه متوسط المسافة المقطوعة في اتجاه سقوط شعاع جسيمات β . ولكن هذا لا يمثل بالطبع المسار الحقيقي للإلكترون. وهناك مشكلة أخرى تواجهنا، فقد وجد أن مسار الإلكترون في المادة يعتمد أيضاً على طاقة الإلكترون. من المعروف أن لجسيمات β طيفاً مستمراً (أي طاقات متفاوتة تتراوح بين الصفر والقيمة العظمى E_{max}). ولكنها تأخذ قيمة متوسطة E_m يمكن حسابها نظرياً، شكل رقم 2-3 وهكذا نجد أن منحنى الامتصاص لجسيمات β يعتمد على طيف طاقة الجسيمات والعدد الذري Z للمادة المتصلة كما ويعتمد أيضاً على هندسة التجربة. ويبيّن شكل رقم 5-3 منحنى الامتصاص لجسيمات β في حالة الجسيمات المتجانسة الطاقة Monoenergetic فإن المنحنى يأخذ خطأ مستقيماً بينما نجد أنه في حالة الجسيمات ذات الطيف المستمر فإن المنحنى يأخذ الشكل الأسي Exponential. يجب أن نشير هنا إلى أن هناك قرناً واضحاً بين منحنى امتصاص جسيمات β ومنحنى امتصاص جسيمات



شكل رقم 5-3 منحنى الامتصاص لجسيمات β .

نجد قيمة واضحة للمدى حيث يهبط عدد جسيمات α النافذة إلى الصفر عند سمك معين. أما في حالة جسيمات β ، شكل رقم 5-3 فإن عدد الجسيمات النافذة إلى الكاشف لا يهبط إلى الصفر. ويستمر الكاشف بتسجيل القراءات مما يدل على وصول جسيمات إلى الكاشف مهما زدنا في سمك المادة الممتصة. أي أن هناك ذيلاً واضحاً لمنحنى امتصاص جسيمات β . ويرجع ذلك كما أسلفنا إلى وجود إشعاع الفرملة الناتج عن تفاعل جسيمات β مع المادة. وحيث إن إشعاع الفرملة هذا هو إشعاع كهرومغناطيسي ومن ثم يتمتع بقوة اختراق عالية فإننا نتوقع وصول الإشعاع دائماً إلى الكاشف ومن ثم يتم تسجيل قراءات عند سماكات كبيرة تفوق كثيراً المدى الفعلي لجسيمات β في المادة. ويبيّن شكل رقم 6-3 ترتيباً عاماً لتعيين منحنى امتصاص جسيمات β في مادة ما وكذلك لقياس مدى تلك الجسيمات. حيث نجد أن المادة الممتصة Absorber توضع بين مصدر جسيمات β والكاشف (انظر كواشف الإشعاع) ويتم تسجيل عدد جسيمات β النافذة إلى الكاشف من سمك معين من المادة الممتصة. ويتم إضافة سماكات جديدة من المادة وتسجيل قراءات جديدة لعدد الجسيمات النافذة حتى يتم الحصول على شكل مماثل لشكل رقم 6-3



شكل رقم 6-3 قياس منحنى امتصاص جسيمات β لمادة ما.

ونتيجة لتصادم جسيمات β مع المادة تفقد أجزاء من طاقتها إثر كل تصادم. وحيث إن معدل فقدان الطاقة كبير لكل تصادم فإن طاقة الجسيمات ستتناقص باستمرار بينما يجتاز الجسيم المادة.

تتباطأ جسيمات β ذات الطاقات المنخفضة بسرعة حتى تفقد كل طاقتها. وغالباً ما تأخذ هذه الجسيمات في الانتشار فور دخولها المادة الممتصة وتتناقص شدة الشعاع النافذ من المادة بسرعة وذلك بخلاف الحال عندما نتعامل مع إلكترونات ذات طاقات عالية متجانسة Monoenergetic. إذ يمكنها المرور من المادة ذات السمك المناسب.

وبصورة عامة يمكن القول بأنه عندما يسقط شعاع شدته I_0 من جسيمات β على مادة ما فإن بعضاً منها ينعكس (I_R) وبعضاً آخر يمتص (I_A) والبعض الآخر ينفذ (I_P) وذلك ما يوضحه شكل 3-3

ويمكن بناءً على ذلك تعريف الكميات التالية:

$$\begin{aligned} \frac{\text{عدد الإلكترونات النافذة} / \text{وحدة الزمن } (I_T)}{\text{عدد الإلكترونات الساقطة} / \text{وحدة الزمن } (I_0)} &= \text{معامل النفاذية } (\epsilon_T) \\ \frac{\text{عدد الإلكترونات المنعكسة} / \text{وحدة الزمن } (I_R)}{\text{عدد الإلكترونات الساقطة} / \text{وحدة الزمن } (I_0)} &= \text{معامل الانعكاس } (\epsilon_R) \\ \frac{\text{عدد الإلكترونات الممتصة} / \text{وحدة الزمن } (I_A)}{\text{عدد الإلكترونات الساقطة} / \text{وحدة الزمن } (I_0)} &= \text{معامل الامتصاص } (\epsilon_A) \end{aligned}$$

ويساوي مجموع المعاملات السابقة الوحدة أي أن:

$$\epsilon_T + \epsilon_R + \epsilon_A = 1 \quad 11-3$$

فإذا كان سمك المادة الممتصة يساوي x فإن:

$$I_T = I_0 e^{-\mu x} \quad 12-3$$

حيث:

μ هو معامل الامتصاص الخطي Linear Absorption Coefficient وهو دالة في

تركيب المادة الممتصة وكذلك أقصى طاقة لجسيم β (E_{max}). فإذا أمكن التعبير عن سمك المادة الممتصة بوحدات mg/cm^2 فإنه يمكن تعريف معامل الامتصاص الكتلي Mass Absorption Coefficient (μ') حيث:

$$\mu' = \mu/\rho \quad 13-3$$

حيث:

ρ هي كثافة المادة الممتصة.

وقد وجد أن:

$$\mu' = 0.017 E_{max}^{-1.43} \quad 14-3$$

كما ويمكن إيجاد المدى (R) من العلاقة:

$$R = \frac{0.54 E_{max} - 0.15}{\rho} \text{ cm} \quad 15-3$$

حيث:

E_{max} طاقة جسيم β وتتراوح بين 0.01، 3 م.أ.ف.

ρ كثافة المادة (g/cm^3).

وهناك علاقات أخرى بين المدى والطاقة حيث وجد أن:

$$R = 0.542 E_{\max} - 0.133, E_{\max} > 0.8 \text{ MeV} \quad 16-3$$

$$R = 0.407 E_{\max}^{1.38}, 0.15 < E_{\max} < 0.8 \text{ MeV} \quad 17-3$$

ويساوي المدى الحقيقي لجسيمات β متوسط أطوال المسارات لعدد كبير من جسيمات β . ويمكن تعيينه عملياً كما في شكل 5-3 بمد الجزء المستقيم من منحنى الامتصاص حتى يقابل خط إشعاع الوسط المحيط Background عند نقطة (R) تحدد سمك المادة الممتصة.

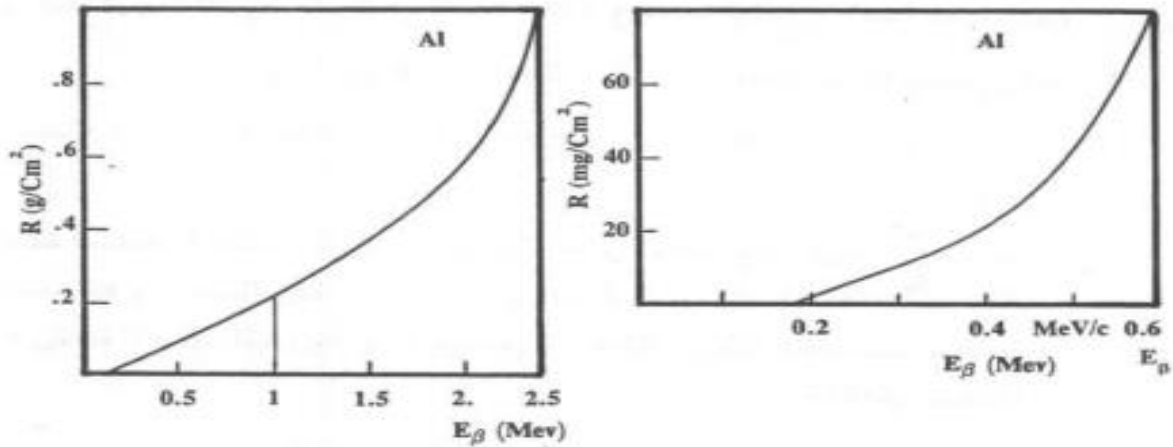
ويمكن تعريف مدى جسيمات β في مادة ما بأنه سمك المادة اللازم لإيقاف جسيمات β بحيث لا تصل هذه الجسيمات إلى الكاشف، شكل 6-3. هذا ومن المناسب هنا أن نذكر بأنه لا يمكن التخلص من إشعاع الوسط المحيط وذلك لوجود

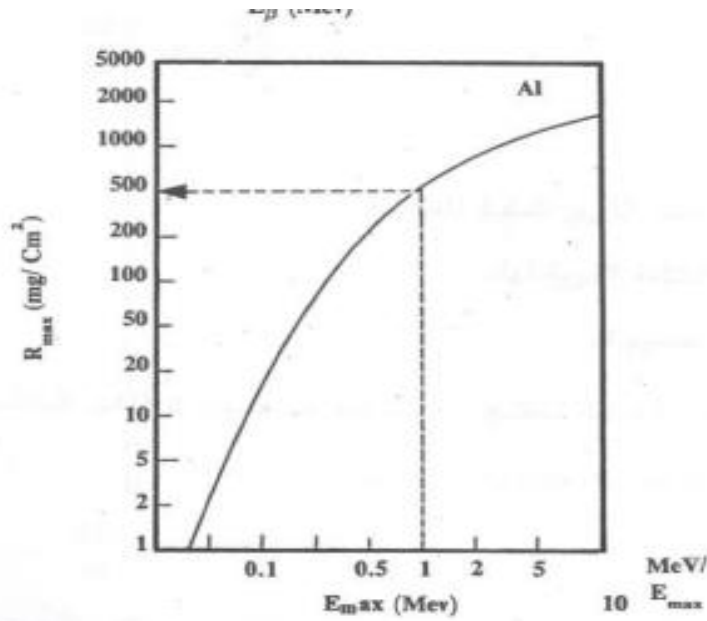
إشعاع الفرملة أو أشعة X الناتجة عن تفاعل أشعة β مع المادة.

يبين شكل رقم 7-3 العلاقة بين طاقة جسيمات β ومدى هذه الجسيمات في الألمنيوم.

نصف السمك (Half Thickness) $(d_{1/2})$

يعرف نصف السمك على أنه السمك اللازم لإيقاف نصف عدد جسيمات β





شكل رقم 7-3 العلاقة بين طاقة جسيمات β ومداهما في الألمنيوم.

الساقطة بطاقة عظمى E_{max} . وهناك علاقة تربط بين هذه الطاقة ونصف السمك حيث وجد أن:

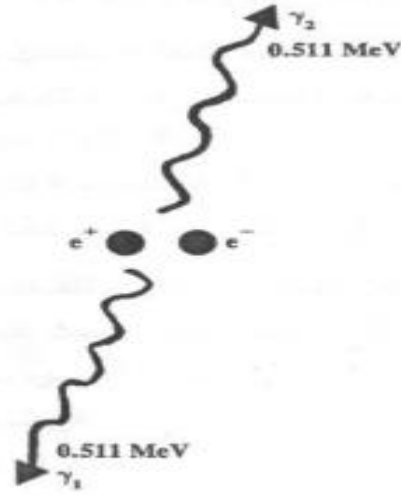
$$d_{1/2} = 45 E_{max}^{1.5}$$

18 - 3

وتعطى $d_{1/2}$ هنا بوحدات mg/cm^2 .

وقد وجد أن قيمة $d_{1/2}$ تساوي تقريباً من 0.1 إلى 0.2 من قيمة المدى R .

ينطبق ما سبق على تفاعلات جسيمات β^- (أو الإلكترونات) مع المادة، أما الإلكترونات الموجبة β^+ أو البوزيترونات فإنها تتفاعل مع المادة بالكيفية نفسها التي تتفاعل بها جسيمات β^- مع المادة، كالتأين والإثارة والإشعاع. وتختلف عموماً عن تفاعلات جسيمات β^- عند نهاية المسار. فعندما تقترب البوزيترونات من السكون، قد يحدث أن تقابل إلكترونات وتلتحم معه في تفاعل يطلق عليه إفناء البوزيترون Bositron Annihilation حيث تتحول المادة إلى طاقة على شكل انطلاق إشعاع γ . كما يبين ذلك شكل 8-3. عندما يقابل البوزيترون e^+ الإلكترون e^- يختفي الاثنان (تختفي المادة) وتظهر بدلاً منها «صورتهاء» (الطاقة) على شكل أشعة γ المنطلقة في اتجاهين متضادين (انظر الشكل). وتساوي طاقة أشعة γ المنطلقة الكتلة السكونية



شكل رقم 8-3 تفاعل إفناء البوزيترون

للزوج: الإلكترون والبوزيترون. وحيث إن تلك الكتلة السكونية لكل منهما تساوي 0.511 MeV فإن طاقة كل من شعاعي γ الناتجين تساوي 0.511 م. أ. ف.

كما ونشير هنا إلى أن حفظ كمية الحركة للتفاعل تستدعي انطلاق شعاعي γ في اتجاهين متضادين. ويمكن كتابة تفاعل الإفناء على صورة المعادلة:



19-3

وتبلغ طاقة اشعة γ الكلية مجموع الكتلة السكونية للزوج أي 1.02 م. أ. ف.

يمكن إجمال تفاعل إشعاع β (β^- , β^+) مع المادة فيما يلي:

1- تصادم مرن ينتج عنه إعطاء الطاقة التي يفقدها جسيم β إلى الذرة المتصادم معها.

2- تصادم غير مرن ينتج عنه إثارة أو تأين لذرات المواد الممتصة. فعندما تكون طاقة جسيمات β أقل من أو تساوي 1 م. أ. ف. فإن التصادم هنا يماثل تصادم الجسيمات الثقيلة المشحونة (جسيم α أو البروتونات) وهنا تعطى قوة الإيقاف بالعلاقة:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{NZ}{v^2}$$

20-3

حيث:

Z هي العدد الذري للمادة الممتصة.

N هي الكثافة الذرية لها.

v سرعة جسيم β .

3 - إشعاع الفرملة الناتج عن تصادم جسيمات β (ذات الطاقات العالية) مع الأنوية الذرية. وهنا يعطى معدل فقدان الطاقة $\frac{dE}{dx}$ بالعلاقة:

$$-\frac{dE}{dx} \propto NZ^2 E \quad 21-3$$

4 - تحول الطاقة. وهذا يحدث لجسيمات β^+ . حيث ينتج عن تصادم جسيمات

β^+ مع الإلكترون إشعاع الإفناء. وهنا تختفي جسيمات β^+ بينما ينطلق فوتونان، طاقة كل منهما تساوي 0.511 م. أ. ف. يتحركان في اتجاهين متضادين.

3.3 تفاعل إشعاع γ مع المادة:

تنطلق أشعة γ من النواة المثارة - كما بيّنا فيما سبق - وتحمل طاقة مساوية لطاقات مستويات الإثارة في النواة. وتتراوح تلك الطاقات بين 30 ك. أ. ف. و 3 م. أ. ف. وعلى كل حال يمكن لأشعة γ الانطلاق بطاقات أعلى من ذلك حسب مستوى الإثارة في النواة. وقد تصل تلك الطاقة الى حوالي 7 م. أ. ف. كما في حالة أشعة γ المنطلقة من النيتروجين-16.

بينما نجد أن أشعة X التي هي عبارة عن إشعاع كهرومغناطيسي تنطلق أساساً من الذرة وليس من النواة. وبذلك فإن طاقة أشعة X تساوي تلك الخاصة بالانتقالات بين المستويات الذرية أي تتراوح بين 5 - 90 ك. أ. ف. وبذلك تقع أطوالها الموجية في حدود الأنجستروم (10^{-10}m).

وهكذا يتضح أن طاقات كل من أشعة X وأشعة γ محدودة بالفرق بين مستويات الطاقة المنتقلة لها الذرة أو النواة وتساوي كل منها $h\nu$.

وعلى كل حال قد يطلق المصدر المشع أشعة γ بطاقات مختلفة خاصة به تساوي كل منها $h\nu$. وهكذا ينتج طيف لأشعة γ ذو طاقات مختلفة. وعند دراسة هذه الأطياف عملياً يمكن معرفة نسب التفرعات المختلفة Branching Ratio لأشعة γ . وحيث إن حساسية الكواشف Detectors المستخدمة لقياس الإشعاع تعتمد على طاقة الإشعاع فيجب أخذ ذلك في الاعتبار عند قياس شدة أشعة γ المختلفة.

لا تحمل أشعة γ شحنات كهربية ولذلك تتفاعل أساساً مع المجال الكهرومغناطيسي للذرة أو مع إلكتروناتها. وقد يحدث تفاعل بين أشعة γ والنواة حيث تمتص النواة الفوتون فيما يعرف بالتفاعل الضوئي نووي Photuclear حيث تثار النواة تبعاً لذلك. ولكن احتمال هذا التفاعل صغير نسبياً. وكذلك هناك احتمال لتفاعل آخر عندما تكون طاقة أشعة γ عالية إذ يحدث أن ينطلق نيوترون من النواة نتيجة التفاعل معها. ويرمز لهذا التفاعل بالرمز (γ, n) . وأمثلة على ذلك التفاعل هو $^{15}\text{O}(\gamma, n)^{16}\text{O}$. حيث يمتص نظير الأكسجين-16 الفوتون وينطلق

نيوترون ويتحول النظير ^{16}O إلى النظير ^{15}O ومثل هذا التفاعل يحدث بين الفوتون والأنوية الخفيفة وبصورة عامة عندما تكون طاقة الفوتون صغيرة.

وتتلخص التفاعلات الأساسية لأشعة γ مع المادة في ما يلي:

1 - الامتصاص: يمتص الفوتون إما بواسطة الذرة وهنا يختفي الفوتون (يمتص) معطياً جل طاقته إلى إلكترون مداري مسبباً تأيناً للذرة أو إثارة، وإما يمتص بواسطة النواة نفسها مسبباً تفاعلاً نووياً قد ينتج عنه انطلاق نيوترون مثلاً أو إنتاج عنصر جديد.

2 - التشتت: وهنا يتشتت الفوتون عن طريق التصادم المرن أو غير المرن -Elastic or inelastic. ويفقد جزءاً من طاقته (يحدث نتيجة لذلك تأين أو إثارة للذرة). وقد تنطلق إلكترونات ذرية تعمل هي الأخرى على تأين أو إثارة ذرات جديدة.

3 - إنتاج الأزواج: حيث يمكن للفوتون الموجود بالقرب من النواة أن يختفي ليحل محله إلكترون موجب e^+ وإلكترون سالب e^- . أي تتحول هنا الطاقة إلى مادة مرة ثانية. وهذا التفاعل يمكن النظر إليه وكأنه تفاعل معاكس لتفاعل الإفناء السابق ذكره في تفاعل البوزيترونات مع المادة.

ينتج من التفاعلات السابقة ثلاثة تأثيرات رئيسية يحدثها الفوتون عند تفاعله مع المادة:

1 - التأثير الكهروضوئي Photoelectric effect :

عندما يحدث التصادم بين فوتون وإلكترون داخلي (مرتبط) مع نواته يمتص الفوتون كلياً. ويعطي كل طاقته (E_p) إلى الإلكترون حيث يستهلك جزء من هذه الطاقة لتحرير الإلكترون من مداره بينما ينطلق الجزء الآخر على شكل طاقة حركة (T) للإلكترون الذي يغادر الذرة. أي أن:

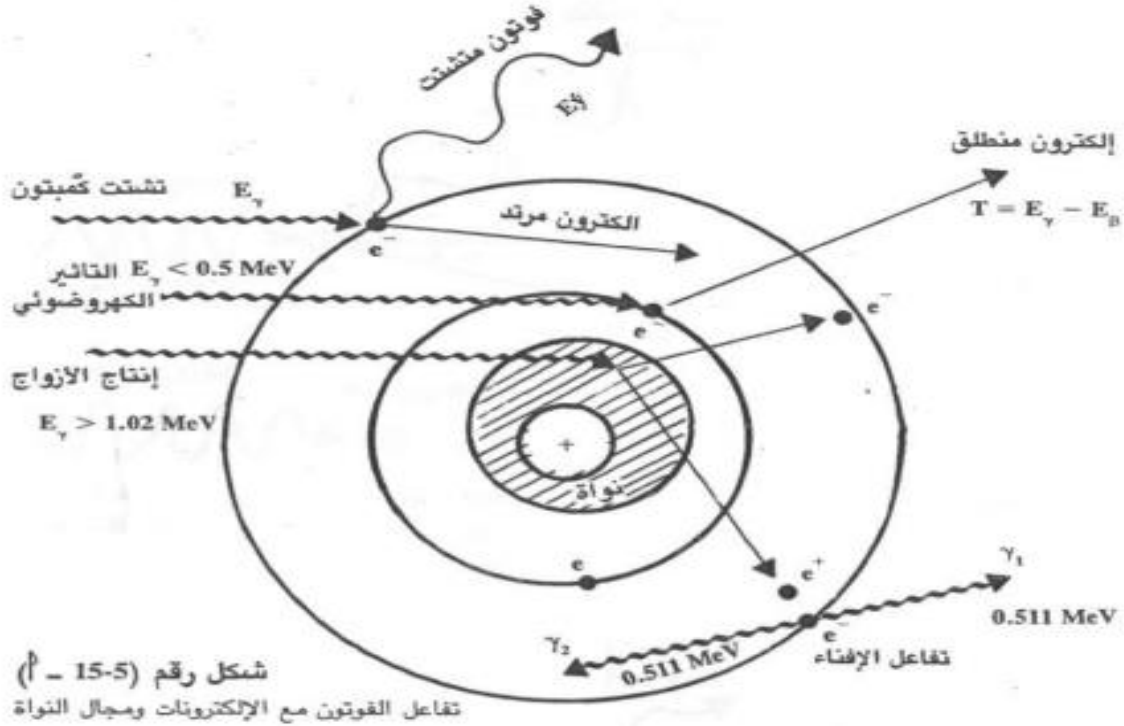
$$T = E_\gamma - E_B$$

22 - 3

حيث:

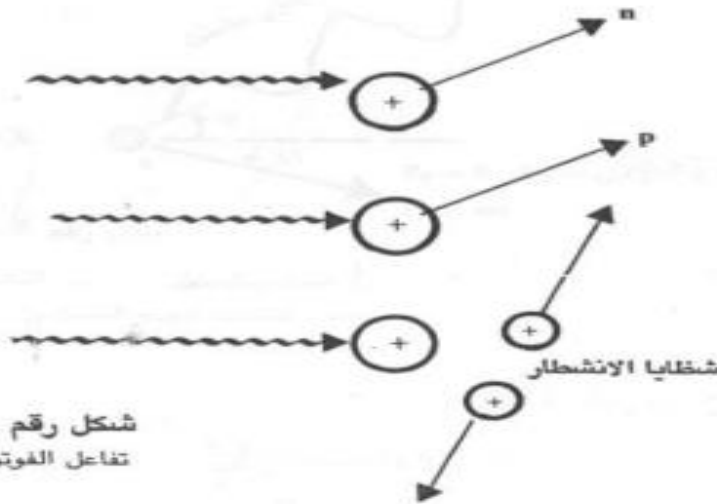
E_B هي طاقة ترابط الإلكترون في مداره.

يبين شكل رقم 9-3 تفاعلات الفوتون مع المادة بصورة عامة. حيث يظهر



شكل رقم 9-3

شكل رقم (5-15 - ب)
تفاعل الفوتون مع النواة



شكل رقم 3-10 تفاعل الفوتون مع المادة

التفاعل الكهروضوئي وهنا يمتص الفوتون وينطلق الإلكترون من مداره بطاقة حركة تعطى من معادلة 22-3

وغالباً ما يحدث هذا التفاعل عندما تكون طاقة الفوتون أصغر من 0.5 م. أ. ف. ويزداد احتمال حدوث التفاعل كلما زاد العدد الذري Z للمادة الممتصة. ويتضح ذلك من العلاقة:

$$\sigma_{Ph} \propto Z^{4.5} / E^3 \quad 23-3$$

حيث:

σ_{Ph} هو المقطع المستعرض للتأثير الكهروضوئي Photoelectric Cross-section.
E هي طاقة الفوتون $(E = h \nu)$.

2 - تأثير كمبتون Compton effect:

عندما يحدث التصادم بين الفوتون وبين الإلكترون الخارجي (الأقل ارتباطاً مع نواته) فإن الأخير يرتد بطاقة حركة معينة ويتشتت Scattered الفوتون الساقط بطاقة أقل من طاقته الابتدائية نتيجة لهذا التصادم. يبين شكل رقم 3-10 هذا التفاعل - ولتعيين العلاقة بين طاقة كل من الفوتون الساقط والمشتت يجب دراسة ميكانيكا التفاعل بشيء من التفصيل.

يبين شكل 11-3 تشتت كمبتون Compton Scattering. وبتطبيق قوانين حفظ كل من كمية الحركة والطاقة قبل وبعد التصادم ينتج أن:

1 - في الاتجاه الأفقي (X): تعطي كمية الحركة الأفقية P_x بالعلاقة:

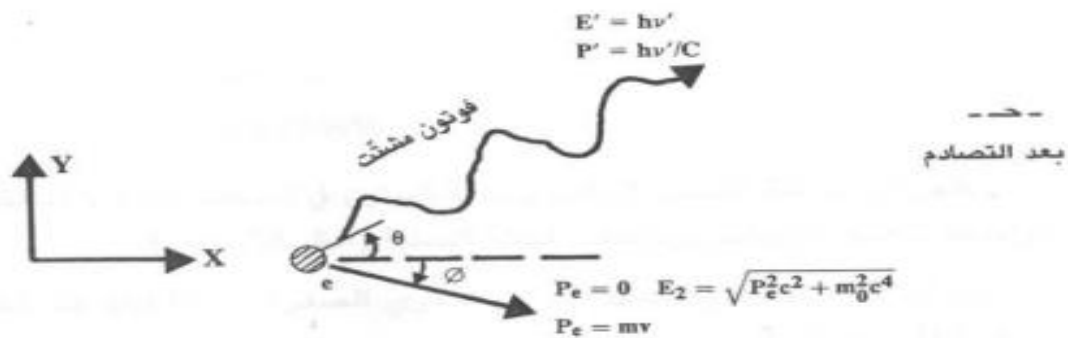
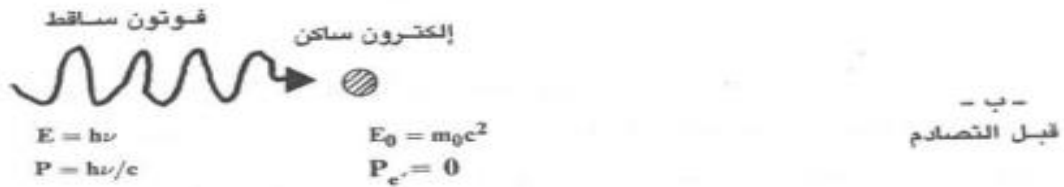
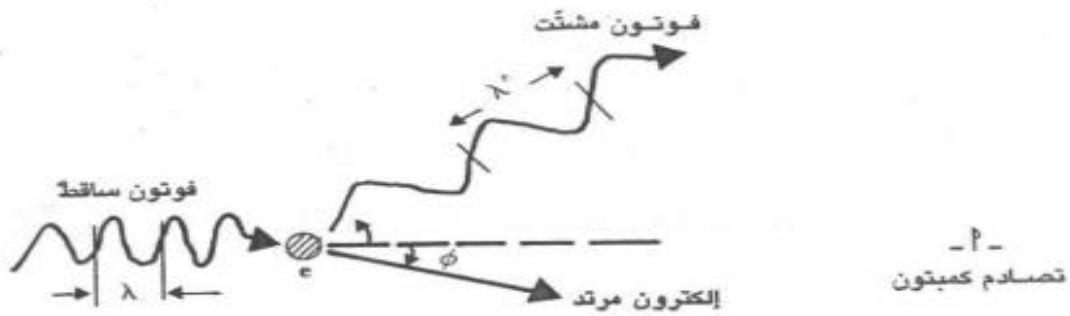
$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + P_e \cos \phi \quad 24-3$$

2 - في الاتجاه الرأسي (Y): تعطي كمية الحركة الرأسية P_y بالعلاقة:

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - P_e \sin \phi \quad 25-3$$

3 - يعطي حفظ الطاقة، قبل وبعد التصادم، بالعلاقة:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + \sqrt{P_e^2c^2 + m_0^2c^4} \quad 26-3$$



شكل 11-3 تشتت كمبتون.

أ. تصادم كمبتون. ب. التشتت (قبل التصادم).
ج. التشتت (بعد التصادم).

حيث:

m_0 هي الكتلة السكونية للإلكترون.

يمكن حل المعادلات الثلاث السابقة واستنتاج أن:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad 27 - 3$$

حيث:

E هي طاقة الفوتون الساقط،

E' هي طاقة الفوتون المشتت،

θ هي زاوية تشتت الفوتون.

ويمكن التعويض بالطاقة السكونية للإلكترون $m_0 c^2$ بقيمتها التي تساوي 0.511 م. أ. ف. في معادلة 27-3 وبذلك تؤول تلك المعادلة إلى الصورة البسيطة التقريبية التالية:

$$E' \cong \frac{E}{1 + 2 E (1 - \cos \theta)} \quad 28 - 3$$

ولكن يجب التنبيه هنا إلى أن الطاقة E يجب أن تعطى بوحدات م. أ. ف. كما ويمكن كتابة المعادلة 27-3 بدلالة الأطوال الموجية (λ) للفوتونات وتنتج الصورة التالية:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad 29 - 3$$

حيث:

λ هي طول موجة الفوتون الساقط،

λ' هي طول موجة الفوتون المشتت.

تعرف العلاقة السابقة بعلاقة كمبتون، ($\lambda' - \lambda$) يزيغ كمبتون Compton Shift. لاحظ أن المقدار $\frac{h}{m_0 c}$ هو مقدار ثابت يساوي 0.024 Å ويسمى بطول موجة كمبتون ويرمز له بالرمز λ_{cp} .

وهناك حالتان خاصتان لتفاعل كمبتون:

أ - ارتداد الفوتون إلى الخلف: Back scattering: عندما يرتد الفوتون إلى الخلف نتيجة لتصادمه مع الإلكترون فإن الزاوية θ تساوي 180° . وبالتعويض في معادلة 28-3 ينتج أن:

$$E' \equiv \frac{E}{1 + 2E(1 - \cos \pi)}$$

$$\equiv \frac{E}{1 + 4E}$$

30 - 3

وفي معظم الحالات العملية تساوي طاقة الفوتون حوالي 1 م. أ. ف. ف. قبل التعويض في المعادلة السابقة نجد أن:

$$E'_{\text{Bsc}} \equiv \frac{1}{5} = 0.2 \text{ MeV.}$$

وبالتالي سيشتت الفوتون عائداً إلى الخلف بطاقة قدرها 0.2 م. أ. ف. وهذه تمثل أقل طاقة يمكن أن تشتت بها الفوتون (تشتت إلى الخلف). وبالطبع يقابل ذلك أقصى طاقة يمكن أن يتحرك بها الإلكترون المرتد والتي تسمى بحافة كمبتون Compton Edge ويرمز لها بالرمز E_c حيث:

$$E_c = E - E'_{\text{Bsc}}$$

$$\equiv 1 - 0.2$$

$$= 0.8 \text{ MeV.}$$

ويظهر كل من قمة التشتت الخلفي وحافة كمبتون في أطياف أشعة γ المأخوذة بواسطة كواشف الإيماض وكواشف الحالة الصلبة (انظر الكواشف).

ب - أما إذا كانت زاوية تشتت الفوتون تساوي الصفر ($\theta = 0$) فإنه عند تطبيق المعادلة 28-3 ينتج أن:

$$E' \equiv E$$

أي أنه لا يحدث فقدان لطاقة الفوتون وبالتالي فإن الفوتون الساقط لا يشتت عملياً عن الإلكترون.

وبصورة عامة فإن الطاقة المنتقلة بالتصادم (E_T) تساوي الفرق بين الطاقة الساقطة (E) وطاقة التشتت (E')، أي أن:

$$E_T = E - E'$$

31 - 3

وغالبا ما يحدث تفاعل كمبتون مع اشعة γ ذات الطاقات المختلفة. ويتناسب المقطع المستعرض لهذا التفاعل σ_{Comp} مع العدد الذري للمادة الممتصة Z وعكسياً مع طاقة الفوتون E أي أن:

$$\sigma_{Comp} \propto Z/E$$

32 - 3

ولهذا التفاعل أهمية تطبيقية وذلك عند تصميم الكواشف المناسبة (انظر كواشف الإشعاع).

3 - إنتاج الأزواج Pair Production:

عند اقتراب الفوتون من مجال النواة قد يحدث أن ينتج زوجاً من الإلكترونات e^- ، e^+ . حيث يختفي الفوتون أي تتحول الطاقة إلى مادة في تفاعل عكسي لتفاعل الإقناء. وحيث إن الطاقة السكونية (m_0c^2) لكل من الإلكترون e^- والإلكترون الموجب e^+ تساوي 0.511 م. أ. ف. فيجب أن تكون طاقة الفوتون مساوية على الأقل لمجموع الطاقة السكونية للزوج. ولهذا فإن شرط حدوث هذا التفاعل هو أن تكون طاقة الفوتون مساوية أو أكبر من 1.02 م. أ. ف. أما إذا زادت طاقة الفوتون عن هذه الطاقة الحرجة (1.02 م. أ. ف.) فإن فرق الطاقة يأخذه الزوج على شكل طاقة حركة T تعطى بالعلاقة:

$$T = E - 1.02$$

33 - 3

حيث تعطى E هنا بوحدات م. أ. ف.

وينتج أن:

$$E = 1.02 + T_{e^+} + T_{e^-}$$

34 - 3

حيث:

T_{e^+} ، T_{e^-} هما طاقتا حركة كل من الإلكترون والبوزيترون، على الترتيب. وينطلق كل من البوزيترون e^+ والإلكترون في المادة. أما البوزيترون فمن الممكن أن يقابل إلكترونات ما ويحدث تبعاً لذلك تفاعل الإقناء Annihilation حيث يختفي الإلكترون والبوزيترون ويحل محلهما شعاعان من اشعة γ كل منهما بطاقة تساوي 0.5 م. أ. ف. (كما بيّنا فيما سبق).

يتضح من ميكانيكا إنتاج الأزواج أن هذا التفاعل يجب أن يحدث بالقرب من مجال النواة وذلك كي يتسنى حفظ كل من طاقة وكمية الحركة.

أما المقطع المستعرض لهذا التفاعل σ_{pp} فيعطى بالعلاقة:

$$\sigma_{pp} \propto Z^2 \ln E \quad 35-3$$

وهناك علاقة أخرى حيث وجد أن:

$$\sigma_{pp} \propto Z^2 (E - 1.02) \quad 36-3$$

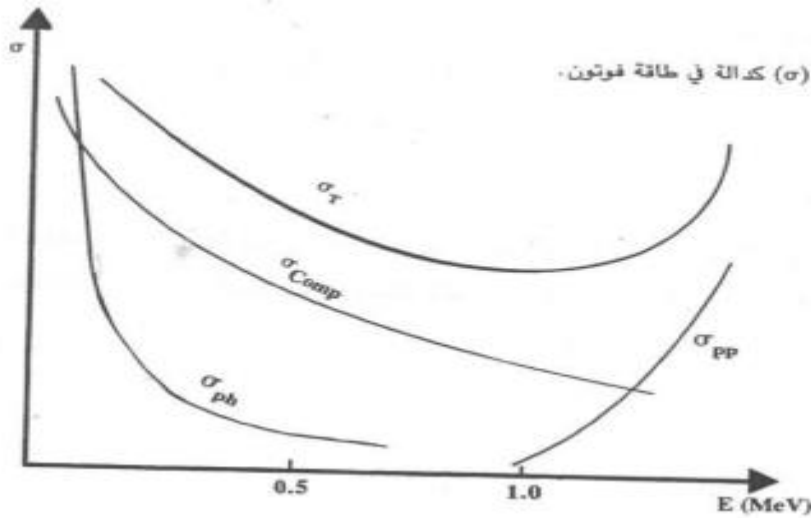
وإجمالاً يمكن الاستنتاج بأن التأثير الكلي لأشعة γ على المادة يعطى بمجموع التأثيرات السابقة أي أن:

$$\sigma_{Tot} = \sigma_{ph} + \sigma_{Comp} + \sigma_{pp} \quad 37-3$$

حيث:

σ_{Tot} هي المقطع المستعرض الكلي لتفاعل γ مع المادة.

يبيّن شكل رقم 12-3 المقطع المستعرض لكل من التفاعلات السابقة كدالة في طاقة الفوتون E.



شكل رقم 12-3 المقطع المستعرض للتفاعل (σ) كدالة في طاقة فوتون.

يوضح هذا الشكل أنه عند الطاقات الصغيرة $E < 0.5 \text{ MeV}$ يسود التأثير الكهروضوئي (σ_{ph}) . بينما يبدأ تفاعل إنتاج الأزواج عند الطاقات الأكبر من 1 م. أ. ف. هذا بينما يشاهد تفاعل كمبتون عند كل الطاقات.

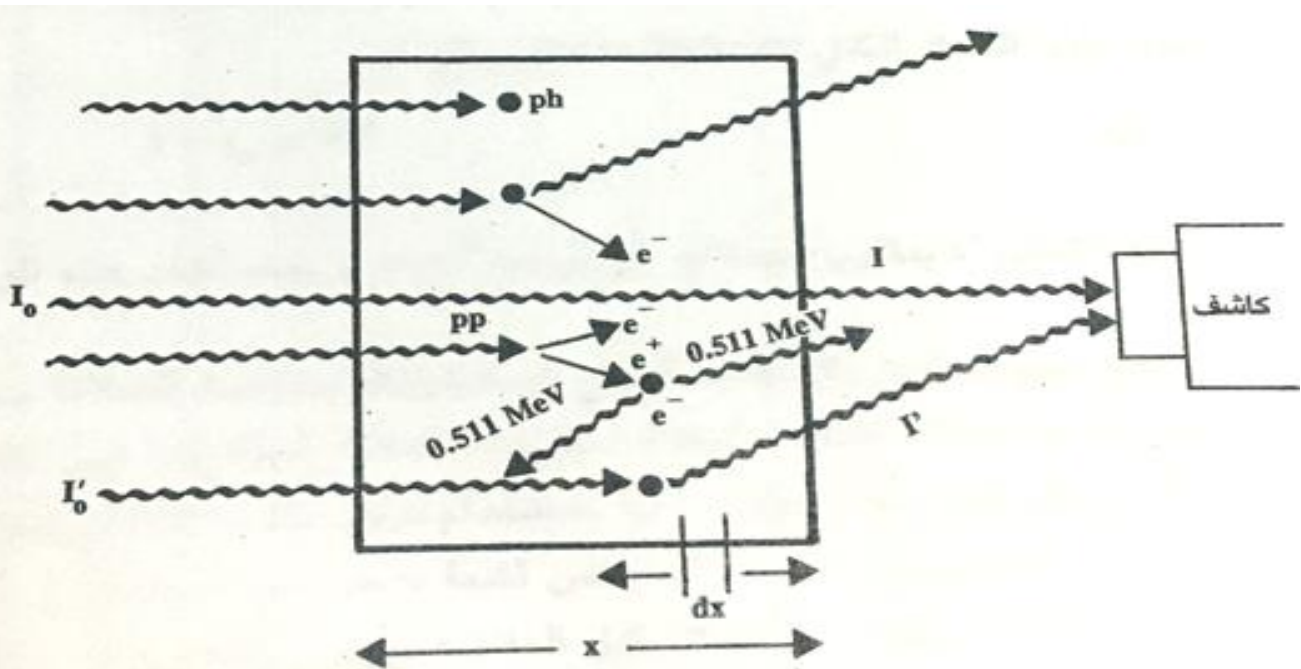
امتصاص اشعة γ في المادة:

عند سقوط شعاع ضيق من الفوتونات على مادة ما ذات سمك معين (x) يحدث احد أو كل التفاعلات السابقة. وينتج تبعاً لذلك نقص في شدة الشعاع النافذ من المادة. كما يوضح ذلك شكل رقم 3-13 حيث تسقط حزمة من الأشعة شدتها I_0 على كتلة المادة. وهنا يمكن لبعض هذه الأشعة أن تمتص عن طريق التأثير الكهروضوئي أو يتشتت البعض الآخر عن طريق تشتت كمبتون. بينما يختفي البعض الآخر وينتج بدلاً من الأزواج الإلكترونية (e^-, e^+) . وهكذا يمر فقط الشعاع الذي لم يحدث له أي من التفاعلات السابقة. وبالتالي يقع على الكاشف الذي يسجل قراءة تتناسب مع شدة تلك الأشعة النافذة. وقد لوحظ أن التناقص الناتج في شدة الشعاع الساقط يتناسب مع سمك المادة الممتصة (x) .

فإذا ما أخذنا سمكاً صغيراً (dx) من المادة فإن النقص الناتج في شدة الشعاع Intensity عند مروره في هذا السمك هو dI وينتج أن:

$$- dI \propto I dx$$

38-3



شكل رقم 3-13 تفاعل الفوتونات مع كتلة ما من المادة

حيث:

I هي شدة الشعاع النافذ من المادة (انظر الشكل).

أي أن:

$$- dI = I\mu dx \quad 39 - 3$$

حيث:

μ هو مقدار ثابت يطلق عليه معامل الإضعاف الخطي linear Attenuation Coefficient للمادة المتصلة. وهو دالة في المقطع المستعرض للتفاعل (σ) وتربطه به

العلاقة:

$$\mu = \sigma N \quad 40 - 3$$

حيث:

N هو عدد الذرات الموجودة في وحدة الحجم من المادة.

وبإعادة ترتيب الحدود في المعادلة 39-3 ينتج أن:

$$\frac{dI}{I} = - \mu dx \quad 41 - 3$$

وبأخذ التكاملات ينتج أن:

$$\int \frac{dI}{I} = - \int_0^x \mu dx \quad 42 - 3$$

$$\ln I = - \mu x + C \quad 43 - 3$$

حيث:

C هو ثابت التكامل الذي يمكن تعيينه وذلك بدراسة الشروط الابتدائية للتفاعل.

حيث نجد أنه عندما تساوي x الصفر فإن شدة الشعاع I تساوي شدة الشعاع

الساقط I_0 وينتج أن:

$$\ln I_0 = C$$

وبالتعويض في معادلة 43-3 ينتج أن:

$$\ln I = - \mu x + \ln I_0 \quad 44 - 3$$

وينتج أن:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

45 - 3

حيث:

μ هي معامل الإضعاف الخطي ويقدر بمقلوب وحدة البعد (m^{-1} أو Cm^{-1}).
 x هو سمك المادة المتصلة (m أو Cm)

ومن المناسب هنا أن نذكر أن μ تساوي مجموع معاملات الإضعاف للتفاعلات الرئيسية التي تضم: التفاعل الكهروضوئي (ph) تفاعلات كمبتون (Comp)، تفاعلات إنتاج الأزواج (pp) أي أن:

$$\mu = \mu_{Ph} + \mu_{Comp} + \mu_{pp}$$

46 - 3

وكما سبق وعرفنا معامل الإضعاف الكتلي μ' في حالة جسيمات β فإنه يمكن تعريف هذا المعامل هنا. أي أن:

$$\mu' = \mu/\rho$$

47 - 3

وتقدر μ' هنا بوحدات Cm^2/g أو m^2/kg .

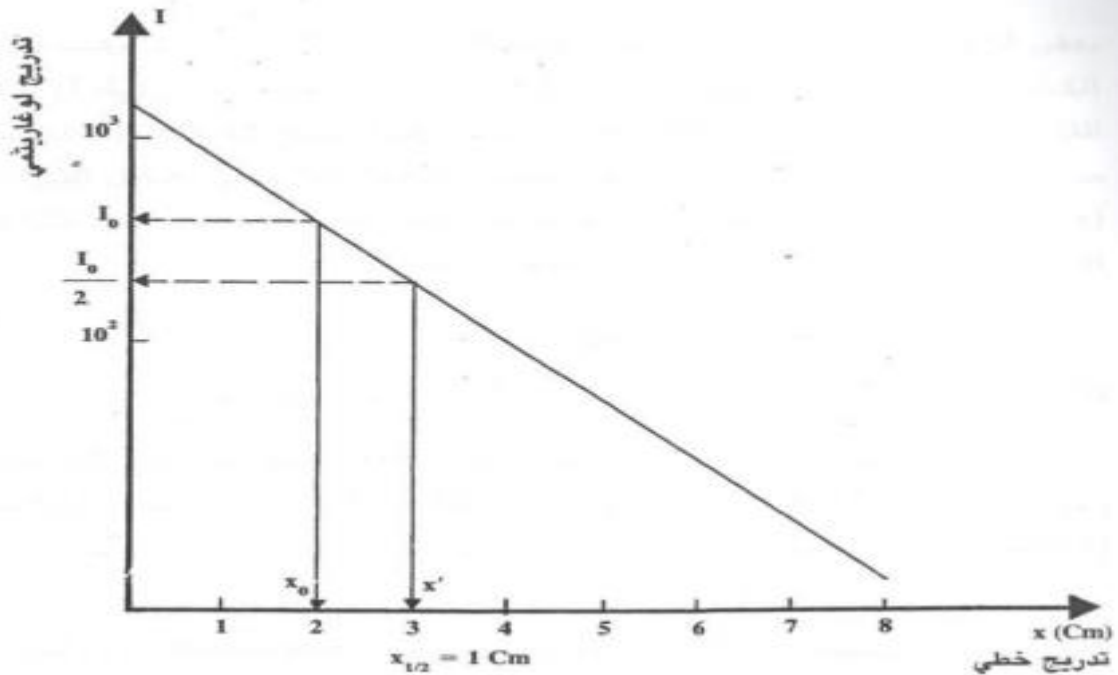
فإذا ما استبدلنا μ في معادلة 45-3 بـ μ' . فإننا نستبدل أيضاً x بـ x' (التي يطلق عليها السمك الكتلي mass thickness) وينتج أن:

$$I = I_0 e^{-\mu' x'}$$

48 - 3

وهنا تعطى x' بمقلوب وحدة μ' أي بوحدة g/cm^2 أو بمضاعفات هذه الوحدة.

يمكن تعيين معامل الإضعاف الخطي للمادة وذلك بدراسة العلاقة بين سمك المادة المتصلة وشدة أشعة γ النافذة منها. هذه العلاقة أسية (كما تبين ذلك معادلة 45-3). ويمكن قياس هذا المعامل عملياً باستخدام ترتيب مشابه لشكل رقم 6-3، حيث يمكن الحصول على منحنى امتصاص أشعة γ عند مرورها في المادة وذلك كما يبين شكل 14-3. حيث يوضح الشكل العلاقة بين سمك المادة المتصلة وشدة أشعة γ النافذة منها.



شكل رقم 14-3 العلاقة بين سمك المادة الممتصة وشدة أشعة γ النافذة منها

نصف السمك $x_{1/2}$ أو قيمة نصف الطبقة (Half Value Layer):

يمكن تعريف نصف السمك على أنه السمك اللازم لإنقاص شدة أشعة γ الساقطة إلى نصف قيمتها الابتدائية. يبيّن شكل 14-3 كيف يمكن حساب $x_{1/2}$. تحسب قيمة x_0 المقابلة لشدة معينة لإشعاع γ (I_0). ثم يحسب نصف قيمة I_0 وتقاس قيمة x المقابلة لها (x'). فتكون $x_{1/2}$ مساوية لحاصل الطرح ($x' - x_0$). يبيّن الشكل كمثال على ذلك أن $x_{1/2}$ تساوي 1Cm.

وهناك علاقة تربط بين μ ونصف السمك ($x_{1/2}$). حيث نجد أنه باستخدام معادلة

45-3 ومن تعريف $x_{1/2}$ ووضع:

$$I = \frac{1}{2} I_0, x = x_{1/2}$$

ينتج أن:

$$\frac{1}{2} I_0 = I_0 e^{-\mu x_{1/2}}$$

$$\therefore \ln \frac{1}{2} = -\mu x_{1/2}$$

$$0.693 = \mu x_{1/2}$$

$$\mu = \frac{0.693}{x_{1/2}}$$

49-3

وهكذا نجد أن لمعرفة μ يجب قياس نصف السمك $x_{1/2}$ حيث يمكن قياس ذلك عملياً بسهولة.

يبين جدول رقم 3-1 معاملات الإضعاف الخطي لأشعة γ في المواد المختلفة.

حـ - عامل التراكم: Buildup factor

تعتبر العلاقة 45-3 صحيحة لحزمة ضيقة من أشعة γ Collimated beam الساقطة على المادة. أما إذا كانت حزمة الأشعة غير ضيقة فقد يحدث أن تتشتت

معاملات الإضعاف الخطي لأشعة γ (Cm^{-1})

E (MeV)	ماء	خرسانة Concrete	المنيوم Aluminium	حديد Iron	رصاص Lead
0.5	0.096	0.204	0.227	0.651	1.64
1.0	0.070	0.149	0.166	0.468	0.776
1.5	0.057	0.121	0.135	0.381	0.581
2.0	0.049	0.105	0.117	0.333	0.518
3.0	0.039	0.085	0.095	0.284	0.477
4.0	0.033	0.074	0.083	0.259	0.476
5.0	0.030	0.067	0.076	0.246	0.483
8.0	0.024	0.057	0.065	0.232	0.520
10.0	0.021	0.053	0.061	0.231	0.554

بعض أشعة γ وتدخل إلى الكاشف (الأشعة I_0, I' في شكل 4-3 . وهنا فإن الكاشف لا يستطيع التفريق بين أشعة γ القادمة إليه من المصدر (I, I_0) وتلك القادمة إليه بعد تشتتها من كتلة المادة الممتصة. وهنا تصبح العلاقة (5-69) غير صحيحة. وبالتالي يجب إضافة عامل تصحيح مناسب لها يسمى بعامل التراكم $B(E, x)$ وذلك في حالة استخدام حزمة غير ضيقة من أشعة γ . يعتمد عامل التراكم B على طاقة أشعة γ وكذلك على سمك المادة الممتصة.

وبالتالي تأخذ معادلة 45-3 الصورة التالية:

$$I = I_0 B(E, x) e^{-\mu x} \quad 50-3$$

كما ونود أن نشير هنا إلى أن عامل التراكم $B(E, x)$ يعتمد على نوع الكاشف وعلى هندسة التجربة. فعند استخدام حزمة ضيقة من الأشعة لا يستجيب الكاشف إلا للأشعة الساقطة عليه من المصدر وهنا يساوي عامل التراكم الوحدة.

مما سبق يتضح أنه للحصول على نتائج سلمية يجب العناية جيداً بهندسة التجربة، بحيث نحصل على حزمة ضيقة من أشعة γ (Collimated beam) . وأيضاً استخدام كاشف مناسب.

ويمكن إجمال تفاعل إشعاع γ مع المادة فيما يلي:

أ - تفاعل الإشعاع مع الإلكترونات ومجال النواة:

1 - تشتت كمبتون.

2 - التفاعل الكهروضوئي.

3 - إنتاج الأزواج.

4 - تشتت رايلي Rayleigh: والذي يتم عندما يتصادم الفوتون مع إلكترون

مرتبط بنواته ولكنه لا يتمكن من طرد الإلكترون من المدار. وهنا فإن

مقدار التغير في طاقة الفوتون نتيجة للتصادم يعتبر مهملًا من الناحية

العملية. أي ربما يحدث إثارة للذرة هنا ولكن التغير في طاقة الفوتون يكاد

يكون مهملًا.

ب - تفاعل الإشعاع مع النواة نفسها والذي يتمثل في:

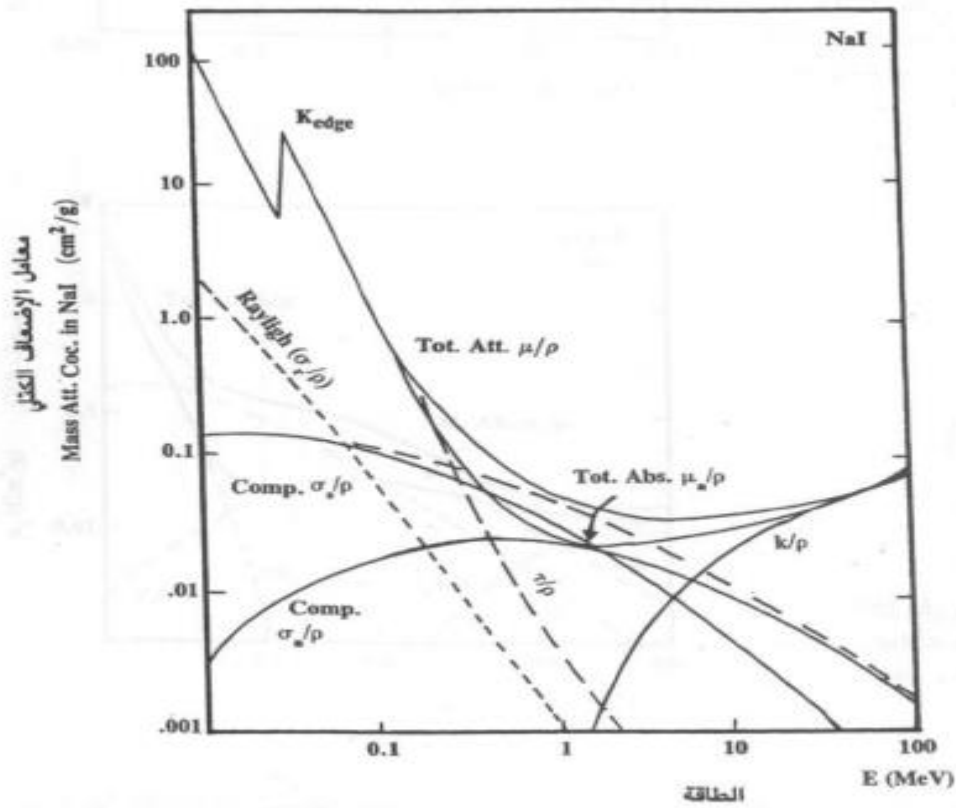
1 - إثارة للنواة.

2 - انطلاق نيوترونات. (γ, n) أو بروتونات (γ, p) أو إنتاج عناصر جديدة.

3 - قد يحدث انشطار نووي (fission, γ) وذلك عندما تكون ($E_\gamma < 5 \text{ م eV}$) (ف).
فقد لوحظ أن امتصاص النواة للفوتون يسبب انشطارها (تنشطر نواة ^{238}U عند سقوط فوتون عليها عند شرط معين).

4 - تشتت تومسون Thomson Scattering: وفي هذا التفاعل يتصادم الفوتون مع النواة ولكنه لا يتمكن من إثارتها وبالتالي يماثل هذا التفاعل تشتت رايلي ولكن احتمال حدوثه أقل كثيراً من تشتت رايلي.

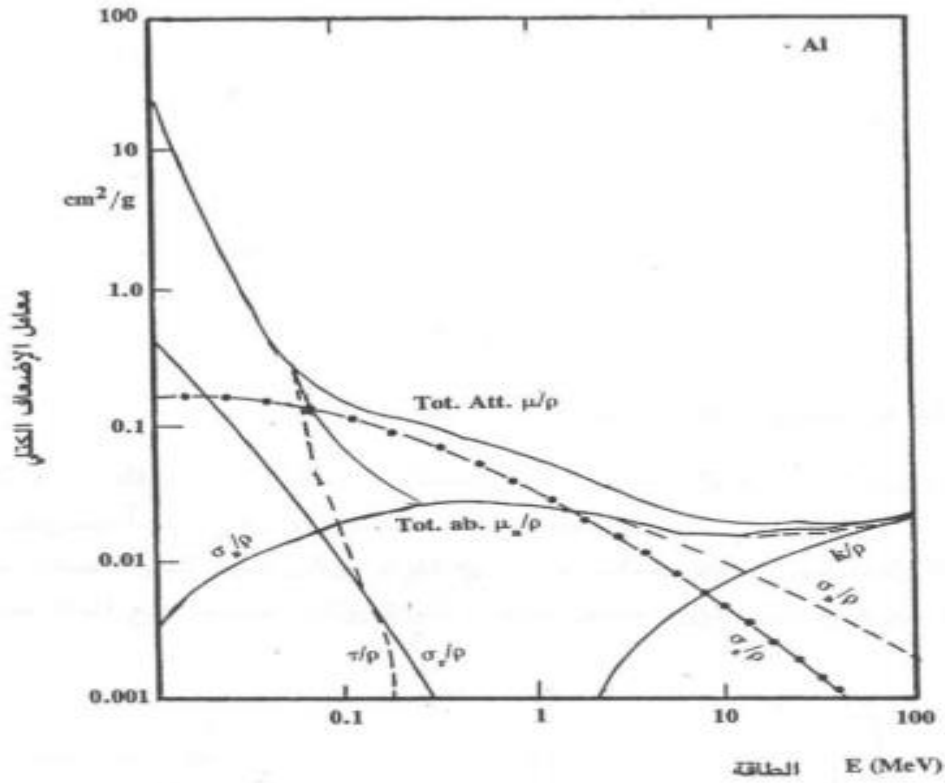
يبيّن شكل رقم 15-3 اعتماد تفاعلات γ المختلفة على طاقتها وذلك ليويد الصوديوم. لاحظ وجود حافة K (K edge). حيث يظهر هذا القطع في المنحنى عند



شكل رقم 15-3 اعتماد التفاعلات المختلفة لأشعة γ على طاقتها وذلك ليويد الصوديوم.

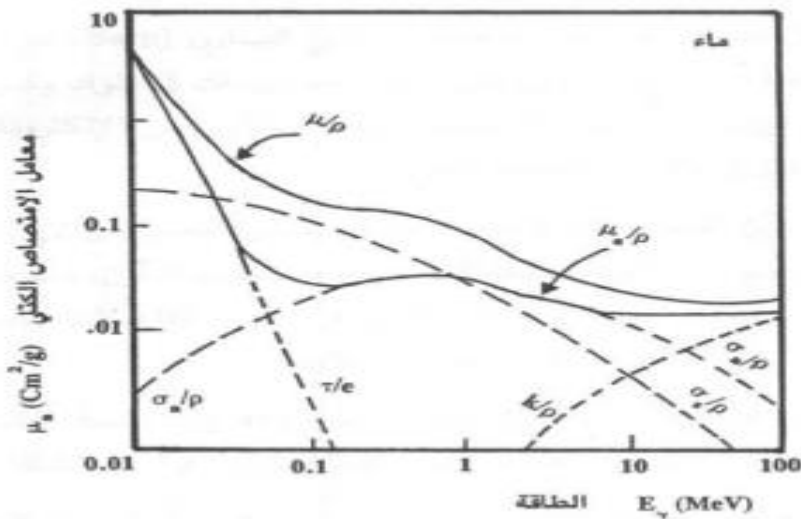
طاقة معينة لأشعة γ . هذه الطاقة تقابل طاقة ترابط الإلكترون في المدار K حيث يطرد الفوتون الإلكترون من مداره ويفقد الأول جل طاقته وبذلك يهبط المنحنى بسرعة بعد هذا القطع. هذا ويمكن أن يظهر قطع لكل من المدارات L, M, ...

يبيّن شكل 16-3 اعتماد تفاعلات أشعة γ المختلفة على طاقتها وذلك للألنيوم

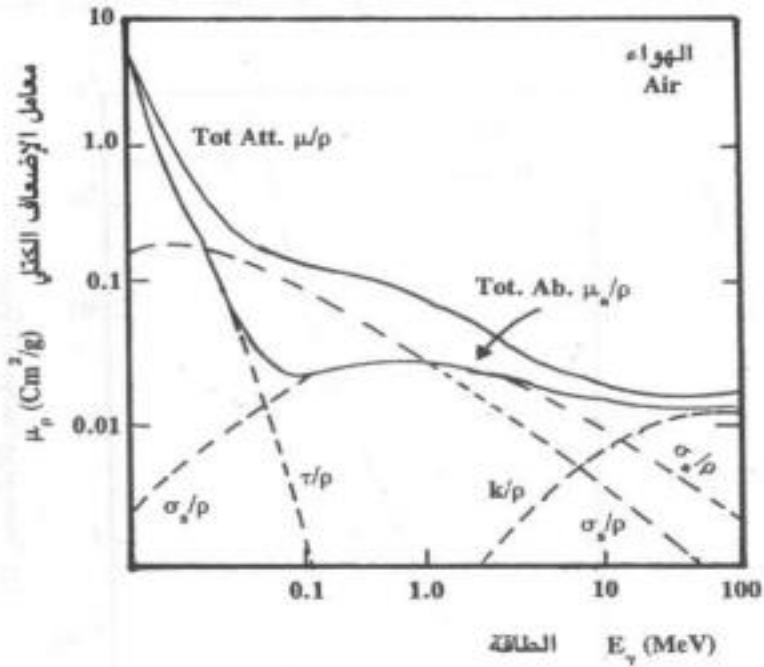


شكل رقم 16-3 اعتماد التفاعلات المختلفة لأشعة γ على طاقتها وذلك للالمنيوم

كما ويبين شكلا 17-3 و 18-3 اعتماد التفاعلات المختلفة لأشعة γ على طاقتها وذلك لكل من الماء والهواء على الترتيب.



شكل رقم 17-3 اعتماد التفاعلات المختلفة لأشعة γ على طاقتها وذلك للماء.



18 - 3

شكل رقم (5-23)
اعتماد التفاعلات المختلفة
لأشعة γ طاقتها وذلك للهواء

ومن الجدير بالذكر أن معامل الإضعاف μ يتناسب عكسياً مع الطاقة أي أن:

$$\mu(E_2) < \mu(E_1), E_2 > E_1$$

التفاعل المتبادل بين النيوترونات والمادة

Interaction of neutrons with matter

سبق أن تعرفنا على النيوترون وهو عبارة عن جسيم متعادل الشحنة كتلته 1.0866 و ك ذ (939.52 ميغا إلكترون فولت). وتصنف النيوترونات تبعاً لطاقتها الحركية إلى الأنواع التالية:

نيوترونات حرارية ونيوترونات بطيئة: النيوترونات الحرارية هي النيوترونات التي تقل طاقتها الحركية عن حوالي 1 إلكترون فولت في حين أن النيوترونات البطيئة هي التي تتراوح طاقتها بين 1 إلكترون فولت، 0.1 كيلو إلكترون فولت.

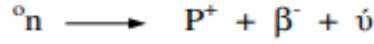
نيوترونات بينية الطاقة: هي النيوترونات التي تتراوح طاقتها بين 0.1 ، 20 كيلو إلكترون فولت.

نيوترونات سريعة: هي النيوترونات التي تتراوح طاقتها بين 0.2 – 10 ميغا إلكترون فولت.

نيوترونات عالية الطاقة: هي النيوترونات التي تزيد طاقتها على 10 ميغا إلكترون فولت.

ونظراً لعدم وجود شحنة للنيوترون فإنه يتميز بخصائص تختلف كثيراً عن خصائص الجسيمات المشحونة. ومن هذه الخصائص أنه لا يمكن تعجيله (تسريعه) ولا يمكن أن يؤين النيوترون ذرات المادة ولا يحدث عنه أية تفاعلات كهروستاتيكية مع النواة أو الإلكترونات. لذا، فإنه إن لم يتفاعل النيوترون تفاعلاً نووياً مع نوى الذرات تكون المادة بالنسبة لهذا النيوترون كالفراغ، مما يجعل له قدرة كبيرة على اختراق

المادة. ويتفكك النيوترون تلقائيا بعد خروجه من النواة إلى بروتون وجسيم بيتا ونيوترينو مضاد وفقا لتفاعل التفكك:



ويبلغ عمره النصفى 15 دقيقة.

3-4-1 مصادر النيوترونات The neutron sources

لا توجد في الطبيعة نظائر طبيعية مشعة للنيوترونات. ولكن أمكن في السنوات الأخيرة إنتاج نظير الكاليفورنيوم ${}^{252}_{98}\text{Cf}$ الذي يعتبر حتى الآن النظير الصناعي الوحيد للنيوترونات بعمر نصف يبلغ 2.65 سنة. وقد استخدمت التفاعلات النووية المختلفة، خاصة تفاعل جسيم ألفا نيوترون (α, n) على العناصر الخفيفة كمصدر للنيوترونات منذ الثلاثينيات. وحتى الآن تعتبر هذه التفاعلات مع تفاعلات الانشطار والاندماج النووي هي المصادر الوحيدة للنيوترونات، ولنستعرض بعض هذه المصادر.

أ- مصدر الكاليفورنيوم Californium 252 Sources

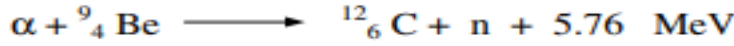
يتم إنتاج الكاليفورنيوم 252 في الوقت الحالي في المفاعلات النووية. ويتفكك نظير الكاليفورنيوم 252 تلقائيا مصدرا لجسيم ألفا أحيانا وقد يتفكك مصدرا لنيوترونا طبقا للمعادلة:



ويبلغ معدل الانبعاث النيوتروني 2.3×10^6 نيوترونا في الثانية لكل 1 ميكروجرام من الكاليفورنيوم 252. وتتطلق النيوترونات من الكاليفورنيوم 252 بطاقات تتراوح بين 1 - 6 ميغا إلكترون فولت.

ب- مصدر الراديوم - بريليوم Radium-beryllium source

يعتبر هذا المصدر من أرخص مصادر النيوترونات. وتنتج النيوترونات في هذا المصدر عند قذف نواة البريليوم 9 بجسيم ألفا فينتلق نيوترون طبقا للتفاعل التالي:



ويستخدم نظير الراديوم 226 (${}^{226}\text{Ra}$) كمصدر لجسيمات ألفا وأحيانا يستخدم البولونيوم أو الرادون بدلا منه. ويحضر المصدر بخلط كمية من الراديوم مع كمية أخرى من مسحوق البريليوم. فعند خلط جرام واحد من الراديوم مع عدة جرامات من مسحوق البريليوم يمكن الحصول على مصدر نيوتروني يبلغ مردوده (Neutron yield) أي عدد النيوترونات المنبعثة منه في الثانية الواحدة حوالي 10^6 نيوترون سريع في الثانية. ويجب وضع الخليط داخل كبسولة محكمة الإغلاق وغير قابلة للكسر حتى لا يحدث تلوث بمصادر جسيمات ألفا.

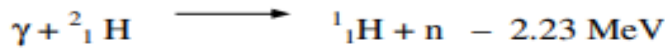
ومن المعروف أن الراديوم 226 يصدر جسيمات ألفا بطاقات محددة تقع بين 4.79 ، 7.68 ميغا إلكترون فولت. ونظرا لفقدان جسيمات ألفا لطاقتها أثناء مرورها في مسحوق البريليوم، لذا تتراوح طاقات النيوترونات الصادرة عن هذا المصدر بين 1، 12 ميغا إلكترون فولت. ولما كان العمر النصفى للراديوم 1600 سنة، لذلك، تظل شدة المصدر ثابتة لعدة مئات من السنين. ولهذا السبب، وكذلك للمشاكل المترتبة على مصدر الراديوم الذي يتفكك إلى غاز الرادون مما قد يؤدي إلى انفجار الكبسولة الحاوية وتسرب الراديوم المشع فقد توقف إنتاج هذه المصادر حاليا.

ج- مصدر البولونيوم بريليوم أو الأميريشيوم بريليوم

يستخدم في الوقت الحالي نظير البولونيوم 210 الذي يبلغ عمره النصفى 138 يوما ويعتبر مصدرا لجسيمات ألفا بدلا من الراديوم 226 لتحضير مصادر النيوترونات مع البريليوم. إلا أنه نظرا للعمر النصفى القصير نسبيا لنظير البولونيوم 210 فقد حل مصدر الأميريشيوم 241 محل الراديوم 226 والبولونيوم 210. وباتت الآن مصادر الأميريشيوم 241 بريليوم هي المصادر المتداولة في معظم التطبيقات الصناعية.

د- مصدر النيوترونات الفوتوني The photoneutron source

يتلخص مبدأ عمل هذا المصدر على قذف بعض النوى بالفوتونات فينتج عن ذلك انبعاث النيوترونات. ويقوم عمل معظم المصادر من هذا النوع على استخدام التفاعلين التاليين.



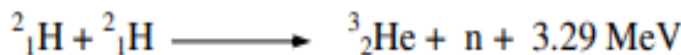
وتتميز التفاعلات الناتجة عن قذف النوى بإشعاعات جاما بأنها عتبية (أي لا تتم إلا إذا زادت طاقة إشعاعات جاما الساقطة عن حد معين). فبالنسبة للتفاعل الأول يجب ألا تقل طاقة إشعاعات جاما عن 1.67 ميغا إلكترون فولت. أما بالنسبة للتفاعل الثاني فيجب ألا تقل طاقة الإشعاعات عن 2.23 ميغا إلكترون فولت.

وتتميز هذه المصادر بأن طاقة النيوترونات الصادرة منها تكون ذات قيمة محددة بعكس مصادر الراديوم بريليوم التي يكون طيف النيوترونات فيها مستمرا. ويمكن استخدام نظير الصوديوم 24 (${}^{24}_{11}\text{Na}$) كمصدر لإشعاعات جاما حيث تبلغ طاقة إشعاعات جاما الصادرة منه 2.76 ميغا إلكترون فولت. فعند وضع واحد جرام من الصوديوم 24 مع قطعة كبيرة من البريليوم 9 دون طحن (نظرا للقذرة العالية لإشعاعات جاما على الاختراق) يمكن الحصول منه على مصدر نيوتروني مردوده (أي شدته) حوالي 10⁶ نيوترون/ثانية، وطاقة النيوترونات المنبعثة منه حوالي 1.0 ميغا إلكترون فولت.

هـ معجلات الجسيمات المشحونة كمصادر للنيوترونات

Particle accelerators as neutron sources

يمكن الحصول على نيوترونات ذات طاقة محددة وذلك بقذف بعض النوى الخفيفة بالجسيمات المشحونة والمعجلة في معجل حتى طاقة معينة طبقا لبعض التفاعلات التالية:





وهكذا، فإنه يمكن اختيار التفاعل المناسب للحصول على النيوترونات ذات الطاقة المحددة. وبتغيير طاقة الجسيمات المعجلة يمكن تغيير طاقة النيوترونات للقيمة المطلوبة. وعموماً، يستخدم التفاعل الثالث في عمل مصادر النيوترونات المعروفة باسم مولدات النيوترونات (neutron generators). ولهذا الغرض يتم تعجيل الديوترونات لطاقة تصل إلى 150 كيلو إلكترون فولت ويقذف بها هدف من التريتيوم فتنبعث النيوترونات بطاقة 14.1 ميغا إلكترون فولت. ويمكن الحصول من مثل هذا المصدر على تدفق نيوتروني (neutronflux) تصل شدته إلى حوالي $10^{10} - 10^{12}$ نيوترون/ثانية. سم².

و - المفاعلات النووية The nuclear reactors

تعتبر المفاعلات النووية أقوى مصادر النيوترونات على الإطلاق حيث يمكن أن تتراوح كثافة النيوترونات داخل المفاعلات بين 10^{13} ، 10^{19} نيوترون/ثانية. سم². وتنتج النيوترونات في المفاعلات عن انشطار نوي اليورانيوم والبلوتونيوم نتيجة حدوث التفاعلات المتسلسلة داخله. وتجدر الإشارة إلى أن طيف النيوترونات داخل المفاعل يتراوح ما بين النيوترونات الحرارية والسريعة.

3-4-2 التفاعل المتبادل بين النيوترونات والمادة

يختلف التفاعل بين النيوترونات والمادة اختلافاً كاملاً بالمقارنة بتفاعل الجسيمات المشحونة أو إشعاعات جاما. فالنيوترونات تفقد طاقتها نتيجة تفاعلها مع النواة فقط. ويعتبر التشتت المرن وغير المرن أهم السبل التي يفقد خلالها النيوترون طاقتها. ويعتبر التشتت المرن على النوى الخفيفة أهم وسيلة لفقد طاقة النيوترونات وتبطينها. أما التشتت غير المرن على النوى المتوسطة والثقيلة فلا يلعب دوراً هاماً في فقد

طاقة النيوترون إلا بالنسبة للطاقات الكبيرة (أكبر من ميغا إلكترون فولت).

3-4-3 التشتت المرن للنيوترونات

The neutron elastic scattering

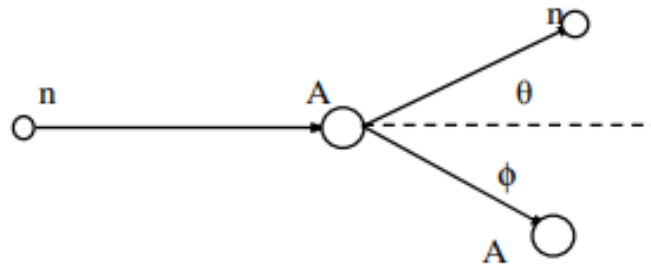
عند سقوط نيوترون طاقته E_0 على نواة عددها الكتلي A ينحرف النيوترون عن مساره ويفقد جزءاً من طاقته بفعل القوي النووية. فإذا لم تتغير الطاقة الداخلية للنواة (أي عندما يحدث تغير في طاقتها الحركية فقط) يسمى هذا التشتت بالتشتت المرن أو الاستطارة المرنة شكل 19-3

وباستخدام قانوني بقاء الطاقة والزخم يمكن إيجاد طاقة النيوترون بعد التشتت كالاتي:

$$E = E_0 (A^2 + 2A \cos \phi + 1) / (A + 1)^2 \quad 51-3$$

حيث E هي طاقة النيوترون بعد التشتت، ϕ هي زاوية التشتت في مجموعة إحداثيات مركز النقل، وهي مرتبطة بزاوية التشتت θ في مجموعة الإحداثيات المعملية بالعلاقة التالية:

$$\cos \theta = (1 + A \cos \phi) / (A^2 + 2A \cos \phi + 1) \quad 52-3$$



شكل 19-3 التشتت المرن للنيوترونات

وتبين العلاقة 3-51 أن طاقة النيوترون بعد التشتت تكون أقل ما يمكن للمادة نفسها إذا كانت زاوية التشتت $= 180^\circ$ (أي ارتداد النيوترون للخلف تماما) حيث أن جيب تمام 180 يساوي (-1). عندئذ تصبح طاقة النيوترون بعد التشتت هي:

$$E = E_0 (A^2 - 2A + 1) / (A + 1)^2 \quad 3-53$$

كذلك، يتضح أنه إذا كانت المادة التي تشتت عليها النيوترونات هي الهيدروجين ($A = 1$) فإنه عند التشتت للخلف تكون طاقة النيوترون E مساوية للصفر. أي أن النيوترون في هذه الحالة يمنح كل طاقته لنواة الهيدروجين ويتوقف.

وهكذا يفقد النيوترون طاقة أكبر بعد التشتت كلما كانت زاوية التشتت كبيرة. وبالنسبة للزاوية المعينة تزداد قيمة الطاقة التي يفقدها النيوترون في التصادم الواحد كلما انخفض العدد الكتلي للنواة التي يحدث التشتت المرن عليها. لذا، تعتبر المواد المكونة من الهيدروجين أو التي تحتوي على نسبة كبيرة منه في تكوينها أفضل المهدئات للنيوترونات (neutron moderators). وهكذا، يمكن أن يفقد النيوترون جزءا كبيرا أو صغيرا من طاقته في التصادم الواحد. ويستخدم في النواحي العملية قيمة أخرى تعرف باسم متوسط لوغاريتم انخفاض الطاقة في التصادم الواحد، أو الانخفاض اللوغاريتمي المتوسط للتصادم الواحد ζ . ويعرف الانخفاض اللوغاريتمي المتوسط كالاتي:

$$\zeta = \ln E_0 - \ln E = \ln (E_0 / E) \quad 3-54$$

وبحساب هذه القيمة باستخدام العلاقة 3-51 نجد أن:

$$\zeta = 1 - [(A-1)^2 / 2A] \ln [(A+1) / (A-1)] \quad 3-55$$

وبالنسبة للهيدروجين حيث $A = 1$ ، نجد أن $\zeta = 1$. وهذا يعني أن طاقة النيوترون تنخفض في المتوسط بعد كل تصادم بمقدار 2.71 مرة (أي مايساوي الأساس اللوغاريتمي الطبيعي). أي أن طاقة النيوترون بعد كل تصادم تصبح في المتوسط مساوية 37% من طاقته قبل التصادم.

وبمعرفة متوسط الانخفاض ζ للمادة يمكن إيجاد متوسط عدد التصادمات اللازمة لتخفيض طاقة النيوترون من القيمة الأصلية للقيمة المطلوبة. فإذا كانت القيمة الأصلية لطاقة النيوترون قبل التصادم هي 2 ميغا إلكترون فولت على سبيل المثال ويلزم تهدئته حتى طاقة مقدارها 0.025 إلكترون فولت (أي طاقة النيوترونات الحرارية) يكون متوسط عدد التصادمات المطلوبة هو:

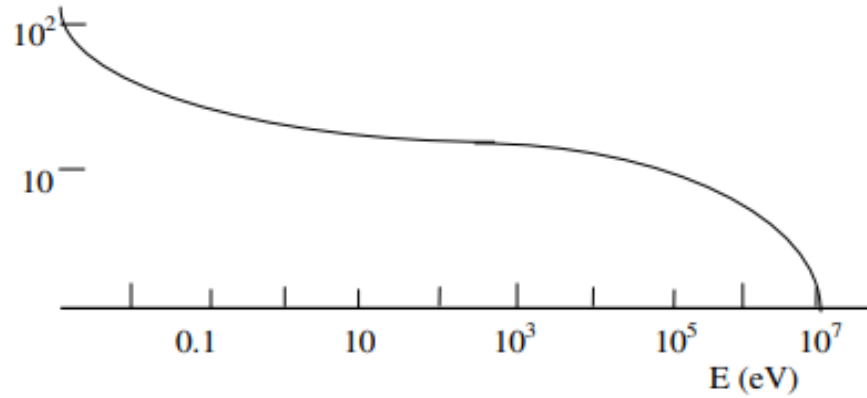
$$N = \ln (E_0 / E) / \zeta$$

$$= [\ln(2 \times 10^6 / 0.025)] / \zeta$$

أي أنه بالنسبة للهيدروجين يكون متوسط عدد التصادمات المطلوبة هو:

$$N = 18.2 / 1 = 18.2$$

لذلك، يعتبر الهيدروجين من أفضل المهدئات لأن متوسط عدد التصادمات اللازمة لتهدئة النيوترونات السريعة وتحويلها إلى نيوترونات حرارية محدود (حوالي 18-19 تصادما). ولكن يجب ملاحظة أن احتمال تصادم النيوترون بالهيدروجين الموجود في الحالة الغازية احتمال ضعيف للغاية وذلك لأن عدد ذرات الهيدروجين في وحدة الحجم من الغاز عدد صغير. كما يجب أن يوضع في الحسبان اختلاف قيمة المقطع العرضي σ_s لتشتت النيوترونات 3-20 ن المادة، وكذلك باختلاف طاقة النيوترونات. ويبين الشكل (3-12) كيفية تغير المقطع العرضي σ_s للتشتت المرن كدالة من طاقة النيوترونات بالنسبة للهيدروجين. وأخيرا فإنه لكي يكون المهدئ من النوع الجيد يجب أن يكون المقطع العرضي لامتناس النيوترونات في هذه المادة أصغر ما يمكن حتى لا تتعرض النيوترونات للامتصاص دون التهدئة. وحتى يمكن أخذ جميع هذه العوامل في الحسبان تستخدم كميّتان جديدتان لتحديد خصائص المادة المهدئة للنيوترونات وهما:



شكل 3 - 20

تغير المقطع العرضي σ_s من طاقة النيوترونات بالنسبة للهيدروجين

أ- القدرة على التهدئة (SDP) The slowing down power

هي عبارة عن حاصل ضرب متوسط لوغاريتم انخفاض الطاقة بالتصادم الواحد للمادة المعينة في عدد ذرات هذه المادة في وحدة الحجم n في المقطع العرضي للتشتت σ_s لهذه المادة، أي أن:

$$\begin{aligned} \text{SDP} &= \zeta n \sigma_s \\ &= \zeta \sigma_s (N_a \rho / A) \\ &= \zeta \Sigma_s \end{aligned} \quad (3-45)$$

حيث N_a عدد أفوغادرو، ρ كثافة المادة، A عددها الكتلي. وتسمى القيمة $\Sigma_s = n \sigma_s$ بالمقطع العرضي الجهري للتشتت (أو الاستطارة) (Scattering macroscopic cross - section) وهو عبارة عن احتمال تشتت النيوترون على اسم³ من المادة.

ب- نسبة التهدئة (MR) The moderating ratio

هي عبارة عن حاصل قسمة القدرة على التهدئة على المقطع العرضي الجهري للامتصاص، أي أن:

4-4-3 الأسر النيوتروني The neutron capture

يحدث في العديد من العناصر أن تأسر نواة العنصر نيوترونا مكونة بذلك نواة نظير جديد. وتتكون هذه النواة الجديدة عادة في الحالة المثارة. وتعتمد قيمة المقطع العرضي للأسر σ_c (capture cross-section) على طاقة النيوترون وتزداد زيادة كبيرة عند قيم معينة للطاقة تختلف من نواة لأخرى. ويعرف الأسر عند هذه القيم بالأسر أو الامتصاص التجاوبي (resonance absorption). وتعود النواة المتكونة من الحالة المثارة إلى الحالة الأرضية مصدرة بذلك إشعاعات جاما. لذلك، يعرف أحيانا هذا النوع من الامتصاص بالأسر الإشعاعي (radiative capture)

$$\begin{aligned}MR &= \zeta n \sigma_s / n \sigma_a \\ &= \zeta \Sigma_s / \Sigma_a \\ &= \zeta \sigma_s / \sigma_a\end{aligned}$$

حيث σ_a هو المقطع العرضي لامتصاص النيوترون داخل هذه المادة، Σ_a المقطع العرضي الجهري للامتصاص. أي أن نسبة التهدئة هي عبارة عن نسبة النيوترونات المهدأة إلى النيوترونات الممتصة في المادة.

5-4-3 التشتت غير المرن للنيوترونات

The neutron inelastic scattering

عند حدوث تشتت غير مرن للنيوترونات تنتقل النواة التي حدث عليها التشتت من الحالة الأرضية إلى الحالة المثارة. ولا يحدث هذا النوع من التشتت إلا إذا كانت طاقة النيوترون مساوية أو أكبر من قيمة حدية معينة. لذا، فإن التشتت غير المرن لا يحدث إلا للنيوترونات التي تزيد طاقتها على عدة عشرات بل ربما عدة مئات من الكيلو إلكترون فولت. وبذلك، لا يلعب التشتت غير المرن دورا مهما في عملية تهدئة النيوترونات عند الطاقات الصغيرة.

أو بالتفاعل نيوترون، جاما (n, γ). ويمكن حساب قيمة المقطع العرضي للأسر التجاوبي σ_c نظريا وقد وجد أنه يمكن التعبير عنه بالعلاقة التالية:

$$\sigma_c = C / [(E-E_r)^2 + b] \quad 57 - 3$$

حيث C ، b ثابت تعتمد على نوع النواة وحالتها المثارة، أما E فهي طاقة النيوترون الساقط، E_r هي طاقة النيوترون التي يحدث عندها التجاوب (resonance energy). كذلك وجد أنه بالنسبة للنيوترونات ذات الطاقات الحرارية يتناسب المقطع العرضي للأسر التجاوبي σ_c تناسبا عكسيا مع سرعة هذه النيوترونات v ، أي أن:

$$\sigma_c = 1 / E^{1/2v} = 1 / v \quad 58 - 3$$

حيث: v هي سرعة النيوترونات. وتجدر الإشارة إلى أن منطقة الطاقات الحرارية تكون سابقة لمنطقة الطاقات التي يحدث عندها الأسر التجاوبي بالنسبة لغالبية العناصر باستثناء عنصر الكادميوم ^{48}Cd . فبالنسبة لهذا العنصر يحدث الامتصاص التجاوبي بالقرب من الطاقات الحرارية. ويتميز المقطع العرضي للامتصاص التجاوبي σ_c بأن قيمته عالية للغاية. لذلك، يستخدم هذا العنصر كمادة عالية الفعالية لعمل الحواجز الواقية من النيوترونات الحرارية.

وعند الطاقات العالية للنيوترونات يمكن أن تفتح قنوات جديدة للتفاعل. فبعد امتصاص النيوترون يمكن أن تصدر النواة المركبة أحد الجسيمات المشحونة الثقيلة مثل جسيمات ألفا أو البروتونات أو غيرها، وذلك حسب طاقة النيوترونات ونوع النواة. ومن أمثلة هذه التفاعلات بين النيوترونات السريعة والنوى مع إصدار جسيمات مشحونة ثقيلة تفاعل النيوترونات السريعة مع النيتروجين 14 ، الذي يحدث، عادة، في الغلاف الجوي المحيط بالكرة الأرضية والذي يمثل النيتروجين حوالي 80 % من مكوناته.



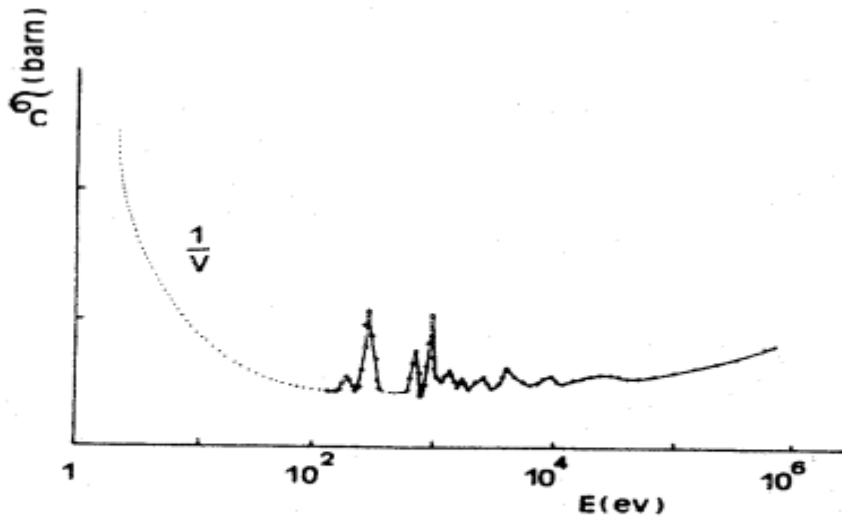
وتجدر الإشارة إلى أن هذا التفاعل يحدث في الغلاف الجوي للكرة الأرضية عندما تصطدم النيوترونات السريعة القادمة من الأشعة

الكونية مع نوى النيتروجين، فيتكون بذلك نظير الكربون 14 المشع لجسيمات بيتا طبقاً لأسلوب التفكك التالي:



وطبقاً لقوانين التوازن الإشعاعي (راجع الفصل الثاني) فإنه بعد مرور ما يقرب من عشرة أعمار نصفية للكربون (أي حوالي 55680 سنة) من بدء التكوين يحدث التوازن بين التكوين والتفكك فيصبح عدد ذرات الكربون 14 ثابتاً في الجو. وحيث أن الكربون 14 يوجد في الجو على شكل غاز ثاني أكسيد الكربون، فإن النسبة بين $^{14}_6\text{CO}_2$ ، $^{12}_6\text{CO}_2$ تكون ثابتة في الجو، وبالتالي في جميع الكائنات الحية. وبمجرد موت الكائن الحي فإنه يتوقف عن استهلاك ثاني أكسيد الكربون من الجو . عندئذ تبدأ نسبة $^{14}_6\text{C}$ الموجودة في جسمه في التناقص نتيجة للتفكك الإشعاعي. وتستخدم هذه الحقيقة في عمليات التأريخ وتحديد أعمار الاكتشافات الأثرية ذات الأصل الحي.

ويوضح شكل 3-21 كيفية تغير المقطع العرضي للامتصاص بزيادة طاقة النيوترون حيث تتضح عليه المنطقة ($\sigma_c = 1/v$) للطاقات الحرارية ثم منطقة الأسر التجاوبي. وعند الطاقات العالية يزداد المقطع العرضي بسبب فتح قنوات جديدة للتفاعل بين النيوترون والمادة مع إصدار الجسيمات المشحونة الثقيلة.



شكل 3-21

تغير المقطع العرضي للامتصاص بزيادة طاقة النيوترون

3-4-6 المقطع العرضي الكلي للنيوترونات وتعيينه عمليا

The total neutron cross - section and its determination

المقطع العرضي الكلي σ_t هو عبارة عن مجموع المقاطع العرضية للتشتت المرن والامتصاص، أي أن:

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_c \quad 59-3$$

وتجدر الإشارة إلى صعوبة التحديد العملي لكل من σ_s ، σ_c كل على حدة، في حين أنه يمكن تحديد المقطع العرضي σ_t بسهولة. ويمكن تنفيذ ذلك بوضع سمك معين من المادة المطلوب تعيين المقطع الكلي لها بين مصدر النيوترونات والكاشف النيوتروني (يجب أن تكون حزمة النيوترونات الخارجة من المصدر متوازية) ثم يقاس معدل العد في الكاشف في وجود المادة وبدونها. ومن هاتين القراءتين يمكن تحديد المقطع الكلي للنيوترونات لهذه المادة باستخدام العلاقة المعروفة التالية:

$$N = N_0 e^{-n \sigma_t x} = N_0 e^{-\Sigma_t x}$$

حيث: N هي معدل العد عند وجود المادة بين الكاشف والمصدر، N_0 هو المعدل بدون المادة، n عدد الذرات في 1 سم^3 من المادة، x هو سمك هذه المادة. وبذلك يمكن اعتبار المقدار $n \sigma_t$ بمثابة معامل الامتصاص الخطي للنيوترونات، أي أن:

$$\mu_t = n \sigma_t$$

3-6 أسئلة ومساائل للمراجعة

- 1- اشرح كيف تنتقل الطاقة من جسيم ألفا إلى المادة، وقارن بينها وبين انتقال الطاقة من الإلكترون إلى المادة.
- 2- عرف المدى والتبعثر للجسيمات الثقيلة وقارنهما بنظيريهما للإلكترونات.
- 3- ما هو التأين النوعي، وكيف يرتبط بقدرة الإيقاف؟، وما هي القيم التقريبية للتأين النوعي لكل من الجسيمات الثقيلة والإلكترونات وإشعاعات جاما؟
- 4- عرف قدرة الإيقاف، وما هي العلاقة بينها وبين المدى؟ قارن بين قدرة الإيقاف لجسيمات ألفا والبروتونات.
- 5- ارسم مسار جسيم بيتا في المادة وعلل ما رسمت.
- 6- ما هو دور التشتت الارتدادي لجسيمات بيتا؟، وما سببه؟، وكيف يمكن تلافيه؟.
- 7- كيف تفقد الإلكترونات طاقتها في المادة عند الطاقات المختلفة؟.

- 8- ما هو قانون الامتصاص للإلكترونات في المادة؟. عرف معامل الامتصاص. وما هي العوامل التي تؤثر في قيمته؟. عرف السمك النصفى. وما هي وحداته؟.
- 9- كيف تفقد إشعاعات جاما والأشعة السينية طاقاتها في المادة؟.
- 10- اشرح قانون امتصاص إشعاعات جاما في المادة، وما هي العوامل المؤثرة على معامل الامتصاص الخطي؟.
- 11- كيف يتأثر معامل الامتصاص لإشعاعات جاما بالعدد الذري لمادة الامتصاص؟، وما هي الصيغ المختلفة لهذا المعامل؟.
- 12- عرف التأثير الكهروضوئي. كيف يعتمد مقطعه العرضي على العدد الذري للمادة الممتصة وعلى طاقة الإشعاعات؟. وما هي الاتجاهات المفضلة لانطلاق الإلكترون الكهروضوئي؟.
- 13- عرف تأثير كومبتون. كيف يعتمد مقطعه العرضي على العدد الذري للمادة وعلى طاقة الإشعاعات؟، وما هي الاتجاهات المفضلة لانطلاق إلكترون كومبتون؟.
- 14- ما معنى إنتاج الأزواج؟، وكيف يعتمد مقطعه على كل من طاقة الإشعاعات ونوع المادة؟.
- 15- عرف أثر موسباور.
- 16- اذكر بعض مصادر النيوترونات وشرح أهم الفروق بينها.

الفصل الرابع

1-4 - انشطار النوى

انشطار النواة هو انقسامها الى قسمين أو أكثر . والحالة الخاصة الأكثر حدوثا هي انشطارها الى شطرين . تسمى الأجزاء الناجمة عن الانشطار فِلْتَقاً (جمع فِلْتَقَة) أو شظايا . وتكون كثافة المادة النووية ، وكذا كثافة الشحنة الكهربائية ، في النواة الأصلية والفلق هي نفسها . وتكون الطاقة الحركية للشظايا عظيمة إذ تمكن الشظايا من النفوذ عبر طبقات مادية ثخانتها بضعة أعشار المليمتر .

تمر النواة ، عند انشطارها ، بعدة مراحل يصورها الشكل 1-4 . وهي تنشط فيما إذا كان أقل حيود لها عن الشكل الكروي يتزايد نتيجة رجحان قوى



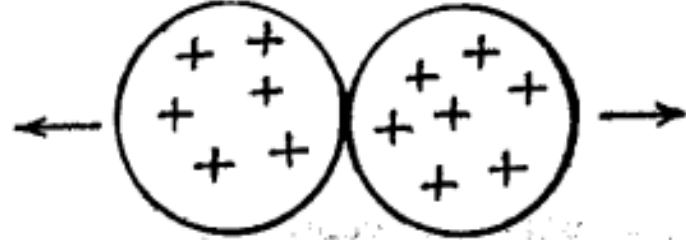
الشكل 1-4

التدافع على قوى التجاذب .

لنوجد شرط انشطار النوى . ليكن fA العدد الكتلي للشظية الأولى و $(1-f)A$ العدد الكتلي للشظية الثانية ، حيث f عدد كسري أصغر من الواحد . وفي الحالة الخاصة التي تنشط فيها النواة الى شطرين متساويين (وهذا ما يدعى الانشطار المتناظر) يكون $f = \frac{1}{2}$. وبما أن التكلونات موزعة في النواة بانتظام فلنا أن نعتبر شحنة النواة موزعة بين الفلقتين مثل الكتلة أي أن شحنة الشظية الأولى fZe وشحنة الثانية $(1-f)Ze$. وتتوزع طاقة النواة الأصلية عند انقسامها بين الشظيتين وبالتالي :

$$M - m_1 - m_2 - E_f = 0 \quad 1-4$$

حيث M كتلة (طاقة) النواة الابتدائية ، m_1 و m_2 كتلتا الشظيتين ، E_f الطاقة الحركية للشظيتين مقدرة بوحدة u . لنلاحظ أن E_f لا يمكن أن تقل عن مقدار معين ، وبالفعل لنفترض أن النواة انشطرت الى شظيين . معنى هذا ان جزاي النواة قد تباعدا الى مسافة تتعدى نصف قطر تأثير القوى النووية .



الشكل 2-4

لنفترض ان الطاقة الحركية للشظيتين تساوي الصفر في هذه اللحظة . وبما انهما مشحونتان فسوف تتدافعان بتأثير قوة كولون وتكتسبان في اثناء تباعدهما الطاقة الحركية E_f^0 . وتمثل القيمة الصغرى للطاقة الحركية للشظيتين لانهما ستكتسبان هذه الطاقة حتما على حساب قوة كولون التدافعية . اما اذا كان للشظيتين ، في لحظة الانشطار ، طاقة حركية E_f' ، فإن طاقتهما تصبح ، بعد ان تتباعدا مسافة كبيرة :

$$E_f = E_f' + E_f^0 \quad 2-4$$

لنحسب قيمة E_f^0 . لنفترض للتبسيط ان الانشطار يحدث بحيث يتشكل من النواة الاصلية الكروية نواتان كرويتان (الشكل 2-4) . إن العمل المنجز على إبعاد هاتين النواتين هو بالضبط E_f^0 . وعلى هذا نجد :

$$E_f^0 = k \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_1 + r_2} \quad 3-4$$

حيث $Z_1 e$ ، $Z_2 e$ شحنتا النواتين الشظيتين و r_1 ، r_2 نصف قطرهما . ولكن بما ان كثافة الشظيتين مثل كثافة النواة الاصلية فإننا نكتب : $r_1 = r_0 f^{1/3} A^{1/3}$ و $r_2 = r_0 (1-f)^{1/3} A^{1/3}$. نجد الطاقة الحركية للشظيتين :

$$E_f^0 = \frac{k Z^2 f (1-f) e^2}{r_0 A^{1/3} [f^{1/3} + (1-f)^{1/3}]} = \frac{5}{3} a_4 \frac{f (1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad 4-4$$

$$a_4 = \frac{3}{5} k \frac{e^2}{r_0} \quad , \quad \text{حيث ، كما نعلم ،}$$

إن الطاقة الكلية للشظيتين المتشكلتين عند الانشطار هي ناتج جمع الطاقة المرتبطة بكتلتيهما m_2 ، m_1 وطاقتيهما الحركية . وبلاستفادة من الصيغة نصف التجريبية لطاقة النواة نستطيع ايجاد عبارة الطاقة الدنيا للشظيتين :

$$m_1 + m_2 + E_f^0 = f m_n A - f Z (m_n - m_p) - a_1 f A + a_2 f^{2/3} A^{2/3} +$$

$$+ a_3 \frac{(A - 2Z)^2}{A} f + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} f^{5/3} +$$

$$+ (1 - f) m_n A - (1 - f) Z (m_n - m_p) - a_1 (1 - f) A +$$

$$+ a_2 (1 - f)^{2/3} A^{2/3} + a_3 \frac{(A - 2Z)^2}{A} (1 - f) +$$

$$+ a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} (1 - f)^{5/3} + \frac{5}{3} a_4 \frac{f(1 - f)}{f^{1/3} + (1 - f)^{1/3}} \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

5-4

أما طاقة النواة الأصلية فتساوي ، معبرا عنها بوحدة u :

$$M = m_n A - Z (m_n - m_p) - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(A - 2Z)^2}{A} +$$

$$+ a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad 6-4$$

وقد غرضنا النظر ، في 5-4 و 6-4 عن الحد a_2 لصغره في النوى الثقيلة .

تنشطر النواة اذا تحقق الشرط :

$$M - m_1 - m_2 - E_f^0 \geq 0 \quad 7-4$$

الذي نكتبه بعد الاستفادة من 5-4 و 6-4 بالشكل :

$$a_2 A^{2/3} [1 - f^{2/3} - (1-f)^{2/3}] + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} [1 - f^{5/3} - (1-f)^{5/3} - \frac{5}{3} \frac{f(1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}}] \geq 0 \quad 8-4$$

وفي الحالة الخاصة عندما $f = \frac{1}{2}$ يصبح الشرط 8-4 كما يلي :

$$0,26 a_2 A^{2/3} \leq a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot 0,108 \quad 9-4$$

تبين العلاقة 9-4 ان انشطار النوى يتعين من النسبة بين الطاقة الكولونية

$$\epsilon_4 = a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad \text{والطاقة السطحية للنواة} \quad \epsilon_2 = a_2 A^{2/3} \quad \text{ومن 9-4 نجد ان الانشطار يحدث عندما :}$$

$$\frac{\epsilon_4}{\epsilon_2} = a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot \frac{1}{a_2 A^{2/3}} = \frac{a_4}{a_2} \frac{Z^2}{A} = 2,4 \quad 10-4$$

تعطي العلاقة الاخيرة قيمة اكبر الى حد ما من القيمة اللازمة للانشطار ، والسبب هو اننا افترضنا ان الانشطار يحدث عندما تأخذ النواة ، التي تعاني الانشطار ، الشكل المبين على الرسم 2-4 . إلا ان حسابا اكثر دقة يبين ان النواة تنشطر ، بمجرد حيودها عن الشكل الكروي ، اذا تحقق الشرط :

$$\epsilon_4 : \epsilon_2 \geq 2 \quad 11-4$$

ومن 11-4 و 9-4 ينتج أن القيمة الحدية

$$\left(\frac{Z^2}{A} \right)_{\lim} = 2 \frac{a_2}{a_4} = 45 \quad 12-4$$

وهكذا فإن أي نواة تحقق المتراجحة $\frac{Z^2}{A} > \left(\frac{Z^2}{A} \right)_{\lim} = 45$ لا يمكن أن تكون مستقرة وهي تتفكك عن طريق الانشطار . ويحدث انشطار مثل هذه النواة في غضون الزمن المميز للتفاعلات النووية أي، عمليا، في لمح البصر (أو فورا) . يسمى انشطار كهذا **فوريا** . أن نوى العناصر التي تشغل آخر جدول مندلييف تحقق النسبة $\frac{Z}{A} \cong 0,39$. وعلى هذا نجد من 12-4 :

$$Z = 45 \frac{A}{Z} = 115$$

أي أن النوى التي شحنتها تساوي أو تتعدى 115 e تعاني انشطارا فوريا . فإذا تشكلت هذه النوى انشطرت من فورها لأن لديها طاقة تجاوز طاقة الحاجز الكموني E_f^0 . بيد أن الانشطار يمكن أن يحدث للنوى التي يكون $\frac{Z^2}{A}$ فيها أصغر من 45 والتي لديها طاقة تقل عن الحاجز الكموني الانشطاري . فقد رأينا ، على مثال التفكك α ، أن النفوذ عبر الحاجز الكموني ممكن ولو كانت طاقة الجسيم ، أو مجموعة الجسيمات النووية (كالجسيم α) أصغر من قيمة الحاجز الكموني (« الأثر النفقي ») . ويحدث هذا النفوذ (العبور) باحتمال صغير ، ويزداد صفه كلما كبر الفرق بين قيمة الحاجز الكموني وطاقة الشظيتين . وفي هذه الحالة يجري انشطار النوى على غرار التفكك α ويكون ، بالتالي ، شكلا من أشكال النشاط الإشعاعي . ومن المألوف تسمية انشطار كهذا **الانشطار الطوعي** (التلقائي) .

ينشطر الأورانيوم 235 طوعا باحتمال صغير جدا : فدور انشطاره 10^{12} — 10^{13} سنة . أما الانشطار الطوعي لنوى الأورانيوم 238 فهو أندر : دور انشطاره $\sim 10^{17}$ سنة !

2-4 - انشطار النوى القسري

لا يحدث الانشطار الفوري اذا كان $\frac{Z^2}{A} < 45$. ولكن إذا قدم للنواة التي

فيها $\frac{Z^2}{A} < 45$ طاقة إضافية ΔE كافية انشطرت النواة فوراً. ان الطاقة ΔE

اللازمة لإحداث الانشطار الفوري تساوي (بالاستفادة من 8-4 :

$$\Delta E = a_2 A^{2/3} [(1-f)^{2/3} + f^{2/3} - 1] - \frac{a_4 Z^2}{A^{1/3}} [1 - f^{2/3} - (1-f)^{2/3} - \frac{5}{3} \frac{5 f (1-f)}{f^{2/3} + (1-f)^{2/3}}]$$

13-4

يمكن إكساب النواة الطاقة ΔE بطرق مختلفة . فبتعريض النواة لكوانتات γ ذات طاقة عالية إلى حد كاف تمتص النواة كوانت γ وتنتقل إلى حالة مثارة تستطيع فيها الانشطار . ولكن هل تنشطر نواة معينة أم تنتقل من حالتها المثارة بأحد الطريقتين الممكنين : إطلاق كوانت γ ، أو نثرون ؟ يتوقف هذا الأمر على المصادفة . ووفقاً لاحتمالات هذه العمليات Γ_f (للانشطار) ، Γ_n ، Γ_γ فإن جزءاً من النوى ينشط

وهو $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma}$. تسمى عملية انشطار النوى بتأثير كوانتات γ «الانشطار

بالفوتونات» .

ولانشطار النوى بتأثير النوترونات دور خاص . فعندما ينفذ النوترون الى النواة يكسبها طاقة تساوي مجموع طاقته الحركية وطاقة ارتباطه في النواة المركبة المتشكلة . وتساوي طاقة ارتباط النوترون في النوى الثقيلة 7,5 MeV وسطيا فتكون النواة المركبة ، المتشكلة نتيجة أسر النوترون ، في حالة شديدة الإثارة وهذا ما يجعل انشطار النواة المركبة ممكنا .

وتكون طاقة ارتباط النوترون في بعض النوى كافية لإثارة الانشطار . فيتشطر هذه النوى ولو كانت النوترونات النافذة اليها حرارية . ونذكر منها U^{235} ، Pu^{239} ، U^{233} (تنشطر وضوحا النوى المثارة U^{238} ، Pu^{240} ، U^{235}) . هذا وإن درجة

إثارة النواة المركبة U^{238} ، التي تشكل عندما يأسر النوترون الاساسي U^{238} نوترونا حراريا ، غير كافية للانشطار) . ولكي تنشطر النواة U^{238} يجب أن تمتص النواة U^{238} نوترونا طاقته الحركية تمتدى 1,1 MeV .

وكما ذكرنا تستطيع النواة المركبة لا أن تنشطر فقط بل وأن تطلق كوانتا γ أو نوترونا (« تبعثر » النوترونات) . ويبين الجدول (1-4) احتمال حدوث هذه العمليات (بتعبير أدق مقاطع هذه التفاعلات مقدره بالبارن) في حالة بعض المواد لدى تعريضها للنوترونات الحرارية .

المادة	σ_f	σ_γ	σ_s
U^{235}	549	101	8,2
U^{238}	0	2,80	8,2
Pu^{239}	664	361
اورانيوم طبيعي	3,92	3,5	8,2

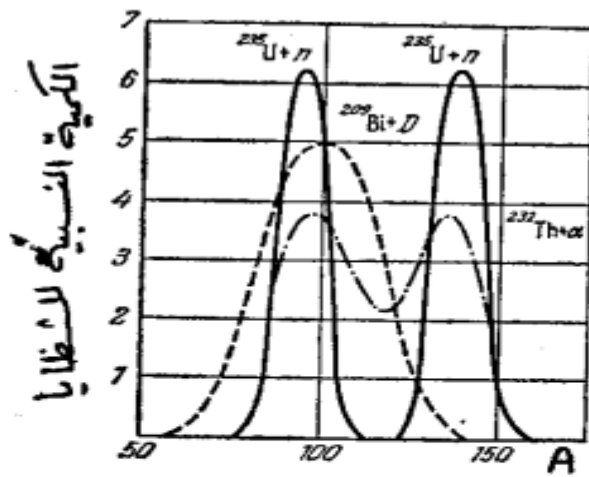
الجدول 1-4

١) بما ان النواة U^{238} فردية - زوجية و U^{235} زوجية - زوجية، فإن نصيب النكلون الواحد في نواة U^{238} وسطيا اكبر من نصيبه في نواة U^{235} . ويجب النترون الحراري لكل من النواتين نفس القدر من الطاقة . إلا ان النواة U^{238} المتشكلة هي زوجية - زوجية في حين ان النواة U^{235} فردية - زوجية ، وبالتالي فإن نصيب النكلون الواحد في النواة المتشكلة U^{238} اصغر من نصيبه في U^{235} . وهكذا نرى ان طاقة النكلونات في النواة الاصلية U^{238} نسبيا اكبر منها في U^{235} . بينما في النواة النهائية U^{235} طاقة النكلونات نسبيا اصغر منها في U^{238} . ولهذا تكون النواة U^{238} المتكونة نتيجة نفوذ النترونات الحرارية ، اقل إثارة من النواة المركبة U^{238} .

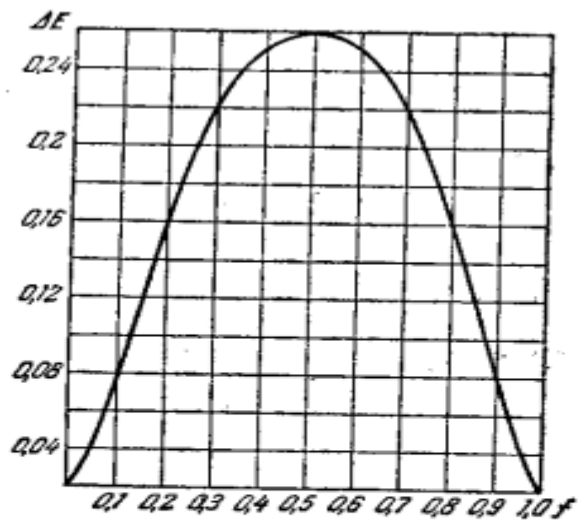
يتضح من الجدول ان الانشطار عقب اسر نترون حراري هو الراجح والسائد في حالة U^{235} و Pu^{239} . اما الاورانيوم الطبيعي الذي لا يحتوي سوى ٠,٧ ٪ من U^{235} فإن النترونات تحدث فيه من الانشطار ، وسطيا ، بمقدار ما يحدث من اسر إشعاعي ، وأقل مما يحدث من تبعثرها اللامرن .

3-4 - شظايا الانشطار

تتوقف الطاقة المتحررة عند الانشطار على كيفية حدوثه . ويبين الشكل 3-4 علاقة هذه الطاقة بقيمة المقدار f وذلك في حالة الاورانيوم ٢٣٨ . ونرى ان الطاقة العظمى تقابل القيمة $f = \frac{1}{2}$. ومن الواضح انه عندما تكون طاقة الاثارة كافية يكون الانشطار ممكنا ولو اختلف f عن $\frac{1}{2}$. ولهذا تلاحظ عند الانشطار شظايا متنوعة تتباين في كتلها تبائنا كبيرا . ويتوقف احتمال هذا الانشطار او ذاك ليس فقط على



الشكل 4-4



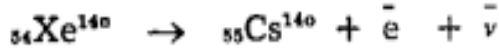
الشكل 3-4

درجة إثارة النواة بل وعلى بنيتها . ولهذا فإن الانشطار المتناظر (الى كتلتين متساويتين) لا يكون دائما هو الأكثر احتمالا . والعلاقة بين احتمال الانشطار المتناظر واللامتناظر ليست نفسها لمختلف النوى .

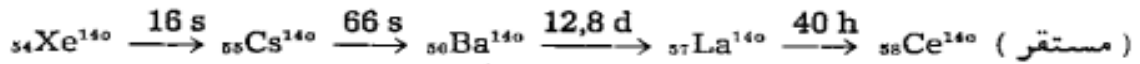
تبين منحنيات الشكل 4-4 الوفرة النسبية للشظايا ذات الكتل المختلفة . ونرى أن في Bi^{209} ، الذي تنشط نواه بتأثير الديوتونات ذات الطاقة 200 MeV ، يحدث في الأغلب انشطار متناظر بينما غالبا ما تنشط نوى U^{235} انشطارا لامتناظرا . وأكثر ما يصادف بين شظايا U^{235} تلك التي يقترب عددها الكتلي من 100 ومن 140 . ومن النادر جدا أن تنشط النواة المركبة U^{235} ، المكونة نتيجة اشتر نوترون حراري ، انشطارا متناظرا . ولكن هذه النواة U^{235} المركبة نفسها يقدو انشطارها المتناظر أكثر حدوثا إذا تكونت من نفوذ جسيم α ذي الطاقة الحركية 38 MeV في نواة Th^{232} .

إن الشظايا المتكونة عند الانشطار نشيطة إشعاعيا (مشعة) . وهذا أمر سهل الفهم . وبالفعل فإن النسبة $\frac{N}{Z}$ (عدد النوترونات الى عدد البروتونات) في الأورانيوم تساوي 1.56 . وهذه النسبة نفسها يجب أن تكون في الشظايا لحظة تكونها . بينما في النوى المستقرة ذات العدد الكتلي 100 - 140 تساوي النسبة $\frac{N}{Z}$ 1.3 - 1.38 . أي أن الشظايا تحتوي عددا فائضا من النوترونات . ونحن نعلم أن النوى التي فيها $\left(\frac{N}{Z}\right)_s > \left(\frac{N}{Z}\right)$ مشعة ، وتعاني تحولا β^- أي تفكك مصدرة الكترونات . ولكن فائض النوترونات كبير الى درجة أن تفككا β^- واحدا لا يكفي كي تنقلب الشظية الى نواة مستقرة . ولهذا تعاني الشظايا سلسلة من التحولات النووية .

لنورد على ذلك مثالا . غالبا ما تتكون الشظية $^{140}_{54}\text{Xe}$ عند انشطار ^{235}U . وتتراوح الاعداد الكتلية لنظائر الكزيتون المستقرة بين 124 و 136 . ولهذا تحمل هذه الشظية اربعة نترونات زائدة على الاقل تجعل ^{140}Xe مشعا :



إن دور تفكك الكزيتون هو 16 ثانية . ونواة $^{140}_{55}\text{Cs}$ المتكونة من تفكك ^{140}Xe هي نفسها مشعة لان العدد الكتلي لنظير السيزيوم المستقر الوحيد هو 133 . ونواة $^{140}_{58}\text{Ce}$ فقط هي التي تحوي 14 نكلونا . ولهذا تستمر نواتج تفكك ^{140}Xe في التحول الاشعاعي الى ان تتكون نواة السيزيوم المستقرة :



تعطي الارقام المكتوبة فوق الاسهم دور التحول .

4-4 - النترونات الثانوية

إن نشوء فائض نتروني كبير نتيجة الانشطار يضطرنا الى افتراض ظهور نترونات حرة لدى الانشطار . وبالفعل دلت التحريات الخاصة على تحرر بعض النترونات الفائضة في لحظة الانشطار . ومن الشائع تسمية النترونات التي تتكون عند الانشطار مباشرة ، النترونات الثانوية . وتختلف كمية هذه النترونات باختلاف حادثة الانشطار . الا ان المقدار الذي له أهمية كبيرة ، والذي يرمز اليه عادة بالحرف ν ، هو العدد الوسطى للنترونات الثانوية المقابل لانشطار واحد .

المادة	عددالنتروناتالثانوية
^{235}U	$2,5 \pm 0,1$
^{239}Pu	$3,0 \pm 0,1$

وبين الجدول 2-4 قيمة ν في حالة الاورانيوم 235 والبلوتونيوم 239 المنشطين بتأثير النترونات الحرارية .

الجدول 2-4

ذكرنا انه يصدر لدى الانشطار ν نترونات ثانوية . بيد ان البحوث بينت ان قسما من النترونات يتحرر بعد الانشطار بقليل ولهذا تسمى « النترونات المتأخرة » . وكمية هذه النترونات ، بالمقارنة بكمية النترونات الثانوية ، صغيرة ومع ذلك فهي تقوم بدور بارز في عمل المفاعلات النووية إذ تسهل الى حد كبير « إقلاعها » (بدء تشغيلها) والتحكم بها . والنترونات المتأخرة غير متجانسة وتختلف في اعمارها . ويبين الجدول 3-4 العمر الوسطي τ_i لمختلف فئات النترونات المتأخرة وكميتها النسبية η_i

العمر الوسطي τ_i ، بالثانية	الكمية النسبية η_i للنترونات المتأخرة ، %
0,07	0,029
0,62	0,085
2,19	0,24
6,51	0,21
31,7	0,17
80,2	0,026

الشكل 3-4

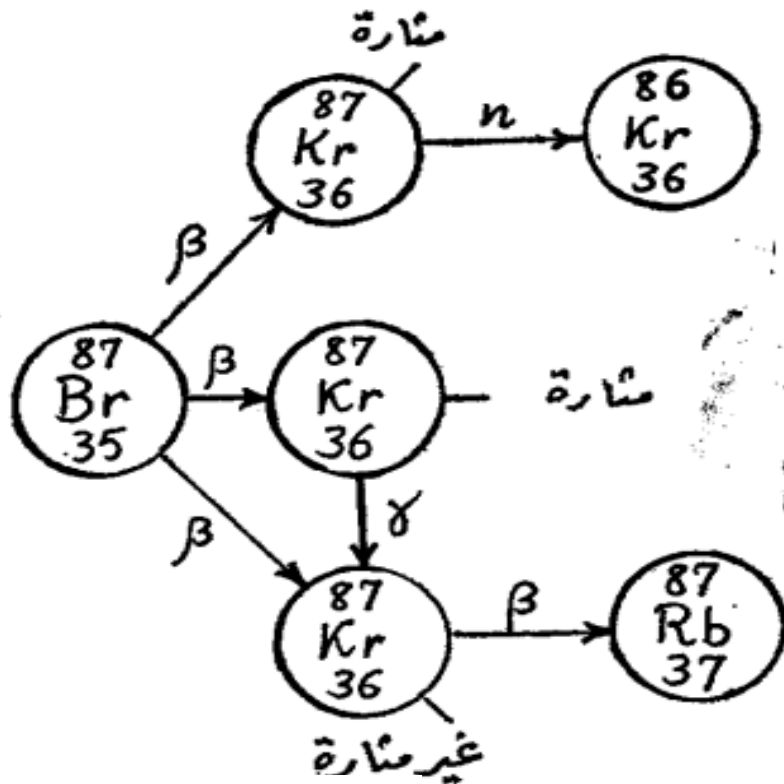
(بالاجزاء المئوية المحسوبة بالنسبة الى الكمية الكلية للنترونات الثانوية) .

ان مختلف فئات النترونات المتأخرة تشكل ٧٦ر.٪ من كمية النترونات الثانوية . اما سبب نشوء النترونات المتأخرة فهو انه ، خلال التحولات الاشعاعية للشظايا ، تتكون نوى فيها فائض طاقي كاف لـ « تبخير » النترونات . وبما ان هذه النوى تتشكل في اثناء التحول الاشعاعي فإننا نلاحظ النترونات في غضون بعض الوقت بعد انشطار النواة وتكوّن الشظايا .

لننظر ، على سبيل المثال ، تحول النواة $^{87}_{35}\text{Br}$. فكما نرى على الشكل (4-5) يمكن لهذه النواة ان تتفكك سالكة ثلاثة طرق مختلفة . وينطلق في كل من انماط التفكك الثلاثة جسيم β . إلا ان كمية الطاقة المتحررة تختلف من نمط الى آخر . ونتيجة لهذا يختلف مخزون الطاقة في نوى ^{87}Kr المتكونة من تفكك ^{87}Br . وتنطلق النيوترونات المتأخرة من نوى ^{87}Kr التي لديها أكبر مخزون طاقي فتتحول الى ^{86}Kr . أما نوى ^{87}Kr ذات المخزون الطاقي الأدنى فتكون في الحالة الأساسية اللامثارة لهذا النظير . وما لديها من طاقة ، وكذلك ما لدى نوى ^{87}Kr متوسطة الطاقة (حالة مثارة) ، لا يكفي لتبخير النيوترونات منها . ولهذا لا يحدث لها الانتقال : $^{87}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Kr} + n$

هذا وإن النظير ^{87}Kr اللامثار مشع وهو يتحول الى النظير ^{87}Rb عن طريق

التفكك β .



الشكل 4-5

6-4 - الطاقة المتحررة عند الانشطار

عند انشطار النواة التي كتلتها $M (A, Z)$ الى شطرين $m_1 (fA, fZ)$ و $m_2 [(1-f)A, (1-f)Z]$ تتحرر طاقة E_f تساوي (بالوحدة u) :

$$E_f = M - m_1 - m_2 = 0,014 A^{2/3} [1 - f^{2/3} - (1-f)^{2/3}] + 0,000618 \frac{Z^2}{A^{1/3}} [1 - f^{5/3} - (1-f)^{5/3}] \quad 14-4$$

وتتوقف E_f على f وتبلغ نهاية عظمى عندما $f = \frac{1}{2}$ (انظر الشكل 3-4).
 الا ان القيمة الوسطية \bar{E}_f هي التي لها اهمية عملية لان الاثر الطاقي لانشطار كميات كبيرة (ماكروسكوبية) من المادة يتعين من قيمة \bar{E}_f بالذات . وفي حالة الاورانيوم ($A = 235$) يكون $\bar{E} = 0,215 u$ اي ما يقابل 200 MeV تقريبا . وإن غراما واحدا من U^{235} يحتوي $2,56 \times 10^{24}$ نواة . فإذا انشطرت هذه النوى جميعا تحررت طاقة قدرها :

$$2,56 \cdot 10^{24} \cdot 2 \cdot 10^8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cong 8,2 \cdot 10^{10} \text{ J .}$$

فإذا تذكرنا ان ٢٥ ٪ فقط من الطاقة الحرارية يمكن تحويله الى عمل في أحسن آلة حرارية فإن انشطار غرام واحد من U^{235} يكفل عمل محرك استطاعته $100\,000 \text{ kW}$ مدة تزيد على ثلاث دقائق ونصف ! اما انشطار ١٢ كغ من الاورانيوم ٢٣٥ فإنه يحرر طاقة تكفي لتشغيل المحرك المذكور شهرا كاملا !

يتحرر الجزء الأساسي من طاقة الانشطار على هيئة طاقة حركية للشظايا و « تنكبح » الشظايا في طبقة رقيقة جدا من المادة ولهذا يتحول هذا الجزء من طاقة الانشطار بسرعة إلى حرارة تسخن طبقة المادة الملاصقة لمكان الانشطار .

وينطلق قسم من طاقة الانشطار على شكل أشعة β ، ولكنه يمتد على مجال زمني طويل . ويصاحب التفكك β ظهور أشعة γ والنتريو . وبين الجدول 4-4 التوزيع التقريبي لطاقة الانشطار على مختلف الأشكال .

الطاقة الوسطية المقابلة لكل انشطار ، MeV	شكل الطاقة
162	طاقة الشظايا
5	طاقة الإلكترونات β
5	طاقة أشعة γ في التفكك β
11	طاقة النتريو
6	طاقة أشعة γ المنبعثة عند الانشطار
6	الطاقة التي تحملها النيوترونات الثانوية

الجدول 4-4

7-4 - التفاعل النووي المتسلسل

درسنا فيما سبق عددا من الظواهر المرتبطة بانشطار النوى . وهناك خصيستان بارزتان لظاهرة الانشطار تسترعيان الانتباه :

- 1 - تتحرر عند انشطار النوى طاقة هائلة ، حوالي 200 MeV لكل نواة منشطرة .
- 2 - يصاحب انشطار النوى انطلاق نيوترونات ثانوية عددها، في حال انشطار نواة واحدة، يتعدى الواحد (2.5 - 3) .

ان نشوء عدد مهم (2.5 - 3) من النيوترونات الثانوية نتيجة الانشطار سمح بتحقيق التفاعل المتسلسل وجعل الاستخدام العملي للطاقة النووية ممكنا .

لننظر ، أولا ، في مخطط مثالي . ولنفترض ، للتحديد ، أنه يتكون عند انشطار النواة نيوترونان . لنفترض أيضا أن كلا منهما ينفذ حتما إلى نواة من نوى الاورانيوم ويسبب انشطارها . فماذا يحدث في هذه الشروط اذا وقع نيوترون اولي وحيد في نواة الاورانيوم ؟

تنشط النواة المطلقة نثرونين جديدين يقعان ، بدورهما ، في أسر نواتين فتنشطران محررتين ٤ نثرونات جديدة . وهذه تسبب انشطار أربع نوى وانبعث ٨ نثرونات ، وفي الجيل التالي نجد ١٦ نثرونا ثم ٣٢ وهكذا . . . اي أن كمية النثرونات ، ومعها كمية النوى المنشطرة ، تتزايد باستمرار .

تمثل هذه الحالة المدروسة المثالية تفاعلا متسلسلا متسارعا . وقد استعيرت صفة « متسلسل » من الكيمياء إذ يسمي الكيميائيون التفاعل متسلسلا اذا كانت نواتجه قادرة على التفاعل مع المواد الاصلية (الابتدائية) وبفضل ذلك يجري التفاعل باستمرار .

افترضنا في مخططنا المثالي ان النثرونات الثانوية ، المتحررة عند الانشطار ، تسبب انشطارات جديدة مولدة جيلا جديدا من النثرونات . الا ان الواقع هو خلاف هذا :

١ - لا تقع كافة النثرونات الثانوية في أسر نوى المادة الانشطارية . ففي الأجهزة التي يجري ضمنها التفاعل المتسلسل هناك دوما مواد أخرى بالاضافة الى المادة الانشطارية : بعضها ينقل الحرارة من منطقة جريان التفاعل الى الخارج (حوامل حرارية) ، وأخرى تهدىء النثرونات (مهدئات) وثالثة عبارة عن مواد إنشائية كالحواجز واغلفة الوقاية الخ . . . ويقع قسم من النثرونات الثانوية في نوى هذه المواد . ثم ان قسما آخر من النثرونات الثانوية يغادر منطقة التفاعل نهائيا (اي المنطقة حيث توجد المادة الانشطارية) لكون هذه المنطقة محدودة الأبعاد .

٢ - ما كل نثرون ينفذ الى نواة المادة الانشطارية يسبب انشطارها . فقد ذكرنا ان النواة المركبة يجري لها ظواهر مختلفة كالأسر الإشعاعي والتبعثر اللامر . ولا تستطيع النواة المركبة أن تنشطر بعد إطلاقها كوانتا γ او نثرونا .
لنرمز بـ α الى النسبة :

$$\alpha = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_s + \Gamma_f}$$

حيث Γ_f عرض الانشطار ، Γ_γ عرض الأسر الإشعاعي ، Γ_s عرض تبعثر النوترونات . تمثل α الاحتمال النسبي لعملية الانشطار . ومن الواضح أنه من أصل N حادثة نفوذ نوترونات إلى نوى المادة الانشطارية ينشطر αN نواة . وبما أن كل انشطار يولد ν نوترون فإنه يكون لدينا $\nu \alpha N \equiv \eta N$ نوترونات ثانوية ، حيث يرمز إلى $\eta = \nu \alpha$ العدد الوسطي للنوترونات الثانوية الناشئة نتيجة نفوذ نوترون واحد إلى نواة المادة الانشطارية . يتوقف المقداران α و η على طاقة النوترون النافذ إلى النواة وعلى طبيعة المادة الانشطارية . وبين الجدول (4-5) قيمهما الخاصة بالمواد الانشطارية الأساسية وذلك في حالة نفوذ نوترون حراري إلى النواة .

المادة	ν	α	η
U^{235}	2,5	0,845	2,11
Pu^{239}	3,0	0,652	1,94
اورانيوم طبيعي	2,5	0,53	1,32

الجدول 4-5

وهكذا فإن نمو التفاعل المتسلسل لا يتحدد من عدد النوترونات الثانوية فحسب ، بل ومن درجة الاستفادة من هذه النوترونات للانشطار اللاحق . وسنطلق اسم «معامل التكاثر» على نسبة عدد النوترونات ، المتكونة في جيل معين ، إلى عدد نوترونات الجيل السابق . يحدد معامل التكاثر k هذا سرعة نمو التفاعل المتسلسل . ولحساب هذه السرعة نرمز بـ τ إلى المجال الزمني الوسطي الفاصل بين لحظة الانشطار ولحظة امتصاص نوى المادة الانشطارية للنوترونات الثانوية . ليكن N عدد النوترونات في الجيل المدروس . ففي الجيل التالي يصبح عددها kN . وبما أن تغير عدد النوترونات المتسلسل هي :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau} \quad 16-4$$

وبالمكاملة نجد :

$$N = N_0 e^{-\frac{(k-1)t}{\tau}} \quad 17-4$$

حيث N عدد النترونات ، المتكونة خلال عملية الانشطار ، في اللحظة t ، و N_0 عددها في اللحظة الابتدائية. فإذا كان $k-1 > 0$ تزايد N بمرور الزمن . وإذا كان $k-1 = 0$ بقي عدد النترونات على حاله ويسمى التفاعل المتسلسل عندئذ «مستديماً ذاتياً» . أما إذا كان $k-1 < 0$ فإن عدد النترونات ، وبالتالي عدد الانشطارات ، يتناقص بمرور الوقت ويسمى التفاعل عندئذ متخامداً .

ولتحقيق التفاعل المتسلسل بالنترونات الحرارية يجب تهدئة النترونات الثانوية. فتمزج ، لهذا الغرض ، المادة الانشطارية (اورانيوم مثلاً) مع مادة تبطئ النترونات بفعالية . يمكن التعبير عن معامل التكاثر لمزيج كهذا بجداء أربعة مضارب :

$$k = \epsilon \eta p f \quad 18-4$$

ويعتبر كل مضروب أموراً خاصة تحدث عند التفاعل المتسلسل .

f ، كما ذكرنا ، تمثل عدد النترونات الثانوية المقابلة لنرون حراري واحد نغذ الى نواة المادة الانشطارية . ويشير p الى أن جزءاً فقط من النترونات الثانوية يصير حرارياً . إذ عند التهدئة يقع بعض النترونات في أسر نوى المادة المهذنة والمواد الأخرى (التي لا شأن لها بالتفاعل) ، كما أن بعضاً آخر يفادر منطقة التفاعلات قبل أن يهدأ . ولهذا يمثل المضروب p احتمال سيرورة النترون حرارياً (أي احتمال عدم ضياعه عند التهدئة) .

أما المضروب f ، المسمى معامل الانتفاع بالنترونات الحرارية ، فيمثل الجزء (من النترونات الحرارية المتكونة) الذي تلتقطه نوى المادة الانشطارية .

ياخذ الجداء $\eta p f$ في الحسبان النترونات الناشئة في الجيل المدروس نتيجة الانشطارات التي سببتها النترونات الحرارية . إلا ان المعامل k في الحقيقة أكبر من $\eta p f$ لأن قسما من النترونات يقع ، قبل ان يهدأ ، في أسر نوى U^{238} و U^{235} (وبخاصة الثاني) محدثا كمية اضافية من الانشطارات والنترونات الثانوية . ويمثل المضروب ϵ هذه النترونات الثانوية الناجمة عن امتصاص النترونات السريعة ، وهو لا يختلف عن الواحد الا بمقدار طفيف فهو يساوي 1.3 في حالة الاورانيوم الطبيعي (الذي يحتوي 0.7 ٪ من الاورانيوم 235) .

تحمل العلاقة 4-18 اسم صيغة المضارب الاربعة .

بيننا آنفا ان التفاعل المتسلسل يتنامى إذا كان $k > 1$ فكيف نجعل k يتعدى

الواحد ؟ من الواضح انه يجب تحقيق الشروط التي تجعل كلا من المضارب الاربعة يبلغ حده الاقصى . بيد انه ليس في وسعنا تغيير قيمة كافة المضارب : فلا يمكن تغيير η لأنه يتوقف على خصائص المادة الانشطارية نفسها ، ولكن يمكن التأثير على قيم المضارب p ، f ، ϵ . وبالفعل يمثل f ذلك الجزء من النترونات الحرارية الذي ينفذ الى نوى U^{235} اما بقية النترونات البطيئة $(1-f)$ فتنفذ الى نوى المواد «الغريبة» (التي لاشان لها بالتفاعل) والى نوى U^{238} . ولزيادة f يجب قبل كل شيء التخلص من الشوائب ، وبخاصة أمثال الكاديوم والبور وغيرهما ، التي تمتص النترونات الحرارية بشدة . ثم ينبغي ، لتهدئة النترونات ، انتقاء مادة إما لا تمتص النترونات مطلقا وإما تمتص القليل منها . ومن وجهة النظر هذه فإن الهيدروجين (وهو افضل مهدىء للنترونات) غير مناسب لامتصاصه النترونات البطيئة امتصاصا لا يستهان به . وقد بينت دراسة مختلف المواد ان المهدئات المناسبة للتفاعل المتسلسل هي الهيدروجين الثقيل (ديتريوم) والغرافيت والبريليوم . والغرافيت هو افضل هذه المواد الثلاث من حيث سهولة الحصول عليه بكمية ونقاوة كافيتين .

يمكن التأثير على العدد p أيضا . فإذا اختير الأورانيوم والمهدىء نقيين الى حد كاف فإن النترونات لا يمكن ان تضيع (تفقد) عند التهدئة إلا بسبب امتصاص نوى U^{238} لها وتسربها عبر الإناء الذي يحوي الأورانيوم والمهدىء . ويمكن تقليل امتصاص U^{238} للنترونات كما يلي . سبق ان ذكرنا ان امتصاص الأورانيوم ^{238}U للنترونات يختلف باختلاف طاقتها وان النترونات ذات الطاقة الصغيرة المساوية $6,7 \text{ eV}$ تقريبا تمتص بسهولة كبيرة (امتصاص تجاوبي) . اما النترونات التي تتعدى طاقتها 1000 eV ، وكذلك التي تقل طاقتها عن 5 eV ، فلا تمتص إلا قليلا جدا . فإذا أريد للأورانيوم ^{238}U الا يمتص إلا القليل من النترونات وجب ، عند تهدئة النترونات ، السعي لجعلها تجتاز بسرعة المجال الخطر $(5 \text{ eV} - 1000)$ دون ان تصادف ، قدر المستطاع ، نوى الأورانيوم ^{238}U .

ولبلوغ هذا الهدف لا يوزع الأورانيوم والمهدىء بانتظام على حجم المفاعل بل يوضع الأورانيوم على هيئة كتل ويملا الفضاء بينها بالمهدىء . فيفضل هذا الترتيب فإن

معظم النترونات السريعة المتشكلة عند الانشطار تتباطأ (تهدأ) ، حتى طاقة تقل عن 5 eV ، بعيدا عن الأورانيوم . وبعد اجتياز النترونات مجال الطاقة الخطر تتابع حركتها فتبلغ الأورانيوم وتمتصها نوى U^{238} فتنشطر .

وهكذا نرى ان الحل الملائم هو عدم خلط المهدىء بالأورانيوم بل وضعه على هيئة شبكة يتناوب فيها الأورانيوم والمهدىء .

يمكن ، بعد ذلك ، زيادة العدد p بمكافحة تسرب النترونات من الإناء الذي يحتوي الأورانيوم والمهدىء . ويقلل تسرب النترونات :

١ - بجعل أبعاد إناء الأورانيوم كبيرة . فكلما زادت كمية الأورانيوم ضاع من النترونات كمية اقل فيكبر p ويكبر معه معامل التكاثر k .

٢ - بإحاطة منطقة الأورانيوم بمادة تعكس النترونات بحيث يعود الى هذه المنطقة قسم من النترونات التي خرجت منها .

واخيرا يمكن زيادة قيمة كل من p و f برفع تركيز U^{238} في المزيج . فإذا كانت نقاوة الأورانيوم والمهدىء كافية وكانت كميتهما كافية أيضا يمكن جعل p و f تأخذ قيما تجعل معامل التكاثر يتعدى الواحد . عندئذ يبدأ التفاعل المتسلسل .

8-4 - المفاعل النووي

المفاعل النووي هو الجهاز الذي يجري فيه التفاعل المتسلسل . ومفاعل الأورانيوم عبارة عن وعاء مملوء بالأورانيوم والمهدىء ومحاط بمادة عاكسة للنترونات . لننظر نظرة إجمالية فيما يجري داخل هذا المفاعل .

لنتحدث ، قبل كل شيء ، عن أبعاد المفاعل . فلكي تكون قيمة المضروب f كافية يجب أن تكون المنطقة الفعالة (قلب المفاعل) كبيرة الى حد كاف . وعندما تبلغ أبعاد هذه المنطقة حداً معيناً ، يسمى الحد **الحرج** . يفتدو التفاعل المتسلسل ممكناً ويبدأ المفاعل عمله .

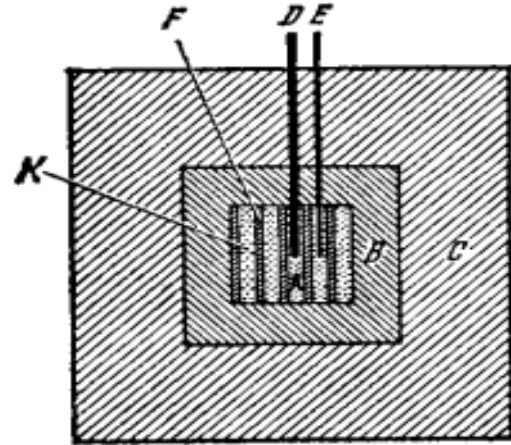
لنفترض إذن أن التفاعل المتسلسل قد بدأ . معنى هذا أن عدد النوى التي تنشط في الثانية سوف يتزايد باستمرار . ونحن نعلم أن انشطار كل نواة يحرر طاقة قدرها 200 MeV تقريباً . فإذا صار عدد النوى المنشطرة كبيراً الى حد كاف غدت الطاقة المتحررة عظيمة جداً وهذا ما يبينه الجدول (4-6) . إن مثل هذا التحرر الهائل للطاقة قابل للتحقيق من حيث المبدأ . بيد أنه من الناحية العملية أمر في غاية التعقيد يستوجب تحقيقه حل عدد من المشاكل ، نذكر منها هنا اثنتين فقط :

10^{19}	10^{18}	10^{17}	10^{16}	عدد النوى المنشطرة في الثانية
300 000	30 000	3000	300	الاستطاعة المتحررة بالكيلووات (أعداد تقريبية)

الجدول 4-6

(أ) مشكلة التنظيم . يؤدي التفاعل المتسلسل المتنامي الى التعاضم المستمر لعدد النوى المنشطرة فتتعاضم استطاعة المفاعل . ومن الواجب ، عندما تبلغ استطاعة المفاعل الحد المطلوب ، أن يتحول التفاعل المتسلسل من متنامٍ الى مستديم ذاتياً . ولهذا يجب إنقاص قيمة معامل التكاثر k حتى تساوي الواحد . ويتم إنقاص قيمة k بأن يدخل في المنطقة الفعالة كمية إضافية من مواد تمتص النيوترونات الحرارية بشدة . ويستخدم ، كمواد « منظمّة » ، الكادميوم والبور .

يخل إدخال هذه المواد الى قلب المفاعل إخلالاً ملحوظاً بشرط نمو التفاعل المتسلسل بل يستطيع كبجه وإيقافه اذا كانت كمية المواد « المنظمة » كافية لإنقاص k بشدة بحيث يفدو $k < 1$.



الشكل 6-4

يبين الشكل (6-4) مخططاً للمفاعل يوضح مبدأ عملية التنظيم . يمثل A قلب المفاعل أي المنطقة الفعالة حيث يوجد

الأورانيوم E والمهدى K . ويمثل B عاكس النيوترونات الحرارية . إن وجود هذا العاكس ، الذي يعيد الى المفاعل قسماً من النيوترونات التي غادرت ، يسمح بإنقاص ابعاد قلب المفاعل . أما C فهي الغلاف الواقي الذي يحمي كل ما هو خارج المفاعل من تأثير النيوترونات وأشعة γ التي تنبعث من قلب المفاعل بكميات هائلة .

ينظّم عمل المفاعل بالقضيبين D و E (من الكادميوم أو البور) . يستطيع القضيب E أن يتحرك داخل المفاعل ويتم التحكم بحركته آلياً بفضل « حجرة تأين » متصلة بمضخم الكتروني . فعندما يشتد التفاعل المتسلسل الى الدرجة المطلوبة يحدث الإشعاع ، المتولد داخل المفاعل ، في حجرة التأين تياراً كهربائياً معيناً . فإذا تجاوز التفاعل المتسلسل الحد المقرر تجاوز التيار الأيوني في الحجرة القيمة التي تجعل جهازاً آلياً يدخل القضيب B في المفاعل . ويستمر دخول E في المفاعل حتى يبلغ الإشعاع داخل المفاعل ، وبالتالي التفاعل المتسلسل ، الدرجة المطلوبة .

ومن المهم أن نشدد على النقطة الآتية وهي أن تنظيم عمل المفاعل بالقضيب E يمكن تحقيقه مهما كانت سوية استطاعة المفاعل لأن السوية التي يحافظ عليها القضيب E تتعین من ضبط الجهاز الآلي الذي يتحكم بحركة E بحيث يعمل اعتباراً من قيمة معينة لتيار الحجرة . وبما أن التيار الأيوني متناسب مع استطاعة المفاعل ففي وسعنا تغيير سوية هذه الاستطاعة بتغيير ضبط الجهاز الآلي .

اما وظيفة القضيب الغليظ D من الكادميوم فهي إيقاف المفاعل لان دخول كمية كبيرة من الكادميوم الى قلب المفاعل ينقص معامل التكاثر k بشدة ويتوقف التفاعل المتسلسل بسرعة نسبيا .

ب - مشكلة الوقاية . تتولد عند الانشطار شظايا . وهي جميعا مشعة وتطلق اشعة بيتا وغاما . كما ان النترونات تنبعث لدى كل انشطار . وعلى هذا فإن مفاعل الاورانيوم منبع لإشعاعات متنوعة اهمها النترونات واشعة γ لقدرتها الكبيرة على النفوذ . وان شدة هذا الاشعاع هائلة . وإعطاء فكرة نذكر أن مفاعلا متوسطا استطاعته 10^4 kW يولد كل ثانية 10^{18} كوانت γ ونيوترون ! وبما ان اشعة γ والنترونات تؤثر بشدة على الجسم البشري ، من الضروري تأمين وقاية فعالة من خطر هذه الإشعاعات .

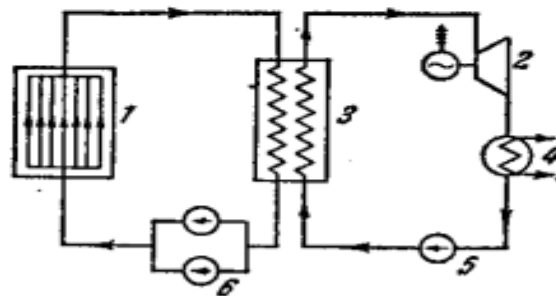
9-4 - المحطات الكهربائية النووية

في السابع والعشرين من حزيران ١٩٥٤ تم تدشين اول محطة كهربائية تعمل بالوقود النووي . حدث ذلك في الاتحاد السوفييتي ، وكانت استطاعتها المفيدة 5000 kW .

يقوم إنشاء المحطة الكهربائية النووية على المبادئ الآتية . يحرر الانشطار النووي في المفاعل كمية كبيرة من الطاقة التي تحملها الشظايا والنترونات والالكترونات واشعة γ ، والتي تتحول الى حرارة عندما تقف هذه الجسيمات ، فيسخن قلب المفاعل . ويمكن استخدام هذه الحرارة لتبخير الماء او مائع مناسب آخر ، وتوليد بخار ضغطه عال بحيث يحرك عنفة ومولدا كهربائيا متصلا بها . اما العنفة والمولد فهما كالمستعملين

في المحطات الكهربائية الحرارية العادية . يجري الماء الذي يبرد المفاعل في دورة محكمة الإغلاق ويمر عبر مبادل حراري خاص ينقل الحرارة الى الماء الذي يجري في دورة ثانية والذي يتحول الى بخار يدور العنفة والمدلج . ويظهر على الشكل (7-4) المخطط الأساسي للمحطة الكهربائية النووية :

١ - المفاعل ، ٢ - العنفة والمولد ،
٣ - المبادل الحراري ، ٤ - المكثف ،
٥ و ٦ - المضخات .



الشكل 7-4

وبطبيعة الحال تجري مراقبة عمل المفاعل والتحكم به آليا .

ذكرنا سابقا ان اكبر طاقة ارتباط تتمتع بها النوى التي يقع عددها الكتلي في المجال 6. - 10. . وهذا بالذات هو سبب تحرر جزء من الطاقة النووية عند انشطار النوى الثقيلة الى شظايا اصغر . ومن الواضح ان تكوين

نوى كهذه (عددها 6. - 10.) من نوى اخف يرافقه ايضا تحرر طاقة وتكون ، عندئذ ، الكمية النسبية للطاقة المتحررة اكبر منها عند انشطار النوى الثقيلة . فمثلا يؤدي تكوين نواة الهليوم ${}^4\text{He}$ من اربعة بروتونات الى تحرير طاقة تساوي 27 MeV تقريبا اي بمعدل 6,76 MeV للجسيم النووي الواحد في حين ان انشطار الاورانيوم يعطي 0,83 MeV مقابل الجسيم الواحد . ومعنى هذا ، إذا اجرينا الحساب لكمية بعينها من الوقود النووي ، ان تفاعل تركيب الهليوم من الهيدروجين اكثر فعالية بثمانى مرات من تفاعل انشطار الاورانيوم . اصف الى ذلك ان احتياطي (مخزون) الهيدروجين على الارض اكبر بكثير من احتياطي الوقود العادي والوقود الانشطاري .

لقد أمكن تحقيق تفاعل تركيب النوى ، وهو الذي يحرر كمية هائلة من الطاقة في « القنبلة الهيدروجينية »^(١) إلا أن تحرر الطاقة في هذه القنبلة يجري بعنف فظيع ولا يمكن الاستفادة منه كمنبع للطاقة . من الضروري إذن أن يكون في وسعنا التحكم في عملية إدماج النوى الخفيفة لتكوين نوى أثقل . وقد تبين أن هناك صعوبات كبيرة على طريق تحقيق تفاعل الاندماج القابل للتنظيم والتحكم . وبالفعل لكي تلتحم النوى الخفيفة بعضها ببعض يجب أن تتقارب الى مسافة تأثير القوى النووية (حوالي 10^{-10} م) وبما أن النوى مشحونة كهربائيا فإن اندماجها (التحامها) يستوجب قهر الحاجز الكموني $U = k \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$ وقيمة هذا الحاجز في حالة نوى الهيدروجين ، تساوي 0,9 MeV . ومن السهل تسريع البروتونات الى هذه الطاقة . إلا أن قذف هذه البروتونات على مادة تحوي الهيدروجين لايسمح بالحصول على الطاقة لان مقطع تفاعل التصادم صغير ومن رتبة 1 b ، بينما مقطع تفاعل البروتونات مع الطبقة الالكترونية لذرات الهيدروجين التي تصادفها هو من مرتبة 10^8 b ونتيجة لذلك تتأين ذرة الهيدروجين ويفقد البروتون الصادم جزءا من طاقته . صحيح أن هذا الجزء صغير إلا أن حادثة الفقد تتكرر كثيرا الى درجة ان البروتون يفقد ، في معظم الحالات ، طاقته قبل ان يتحقق « الحادث السعيد » وهو مرور بروتون ذي طاقة « عالية » ضمن دائرة تأثير القوة النووية لبروتون آخر (نواة ذرة هيدروجين) . ولهذا فإن قذف المواد

الخفيفة بالبروتونات المرعة لا يصلح للحصول على الطاقة (على الرغم من بعض الحوادث الفردية لظاهرة الاندماج) لان الطاقة المصروفة على التسريع اكبر من تلك المتولدة من حوادث الالتحام القليلة .

يمكن التخلص من ضياع الطاقة على التأين بتسخين غاز الهيدروجين إذ تزداد درجة تفكك جزيئات الهيدروجين بارتفاع درجة الحرارة ويفدو الهيدروجين متفككا كليا تقريبا اذا سخن الى الدرجة 5000 K . فإذا تابعنا رفع درجة الحرارة ازدادت الطاقة الحركية لذرات الهيدروجين بحيث تتأين الذرات نتيجة تصادمها .

ومع ارتفاع درجة الحرارة يزداد عدد الذرات المتأينة ، وعندما تبلغ القيمة $2 \cdot 10^6\text{ K}$ تتأين ، عمليا ، كافة ذرات الغاز ولا يصادف عندئذ سوى بروتونات والكترونات حرة . وتكون الطاقة الحركية الوسطية للبروتونات والالكترونات هي نفسها ولهذا لا تتغير طاقتها الوسطية اذا ما تصادمت البروتونات مع الالكترونات . وتخلو حركة الجسيمات في هذا « الغاز » من ضياع الطاقة على التأين إذ ليس في هذا الغاز ما يمكن تأيينه . وتكون كثافة الشحنات الموجبة والسالبة في غاز كهذا هي نفسها حتى في حجوم صغيرة جدا ولهذا فإن الكثافة الكهربائية الوسطية m تساوي الصفر . يسمى الغاز المتأين بشدة والذي كثافة شحناته الكهربائية الوسطية معدومة «بلازما» . وفي البلازما الساخنة جدا يكون احتمال تشكل ذرة هيدروجين (من بروتون والكترون) صغيرا جدا بسبب السرعة الكبيرة نسبيا للالكترونات ولهذا يمكن غض النظر عن هذه الظاهرة .

إن اندماج النوى يمكن أن يحدث في البلازما . وعلى الرغم من ان الحاجز الكموني لنوى الهيدروجين يساوي 1 MeV تقريبا ، إلا أن نفوذ نوى الهيدروجين الواحدة الى الأخرى بفضل « الأثر النفقي » يمكن أن يحدث ولو كانت طاقتها أصغر من 1 MeV بكثير . ويتوقف احتمال هذا الأثر على درجة الحرارة (على طاقة النوى المتصادمة) . وعندما ترتفع درجة الحرارة الى حد كاف يفدو الاحتمال كبيرا الى درجة ان الطاقة المتحررة نتيجة الاندماج تزيد على الطاقة التي تخسرها البلازما الحارة بالإشعاع . أي أن البلازما الساخنة 10^8 K هي منبع غزير للطاقة .

يسمى تفاعل تكوين النوى عند درجات الحرارة العالية تفاعلا نوويا حراريا .
ولتحقيقه بشكل قابل للتنظيم والتحكم يجب :

١ - توليد درجة حرارة من مرتبة 10^8 K .

٢ - حصرها في حجم محدد .

ان الشرط الثاني مهم جدا لان تماس البلازما مع جدران الوعاء الذي يحتويها
يسبب تبردها . كما ان جدار اي وعاء يتبخر فور ملامسته للبلازما الحارة . ولهذا
ينبغي استخدام حقل مغنطيسي للابقاء على البلازما ضمن الحيز المحدد . . .

لقد تعرضنا باختصار الى بعض المشاكل المتعلقة بتحقيق تفاعل الالتحام النووي
الذي يشكل معينا من الطاقة لا ينضب . وما زالت الدراسات والبحوث العلمية المتركزة
تجري في كثير من بلاد العالم وبخاصة في الاتحاد السوفيتي والولايات المتحدة
الامريكية . ونأمل ان يتوصل الإنسان الى حل مشكلة التزود بالطاقة ، وعندئذ فقط
سوف تنفخ البشرية بارتياح .

الفصل الخامس

المعجلات النووية

المعجلات النووية بمثابة أجهزة وتجهيزات مخصصة لإكساب الجسيمات المشحونة مزيداً من طاقة الحركة وذلك تحت تأثير المجالات الكهربائية والمغناطيسية عليها حيث لا يمكن تعجيل الجسيمات المتعادلة مثل النيوترونات. المجال الكهربائي وحده هو من يؤثر بقوة على الشحنات ومن ثم يعمل على تغيير طاقة الحركة أما المجال المغناطيسي فيعمل فقط على تغيير اتجاه الحركة. تعددت تصميمات معجلات الجسيمات ما بين بسيطة ومعقدة، مثل: المعجلات الخطية Linear accelerators، ومعجلات البيتاترون Betatron، والسيكلوترون Cyclotron، والسينكروترون Synchrotron، ذات التجهيزات الضخمة المعقدة من حيث التصميم والمكونات. ونقدم هنا فكرة مبسطة عن اثنين من تلك المصادر العملاقة للأشعة السينية الاصطناعية، وهما المُعجِّلُ الخطي، والسينكروترون؛ لاختلاف نظرية عمليهما واختلاف تصميميهما |

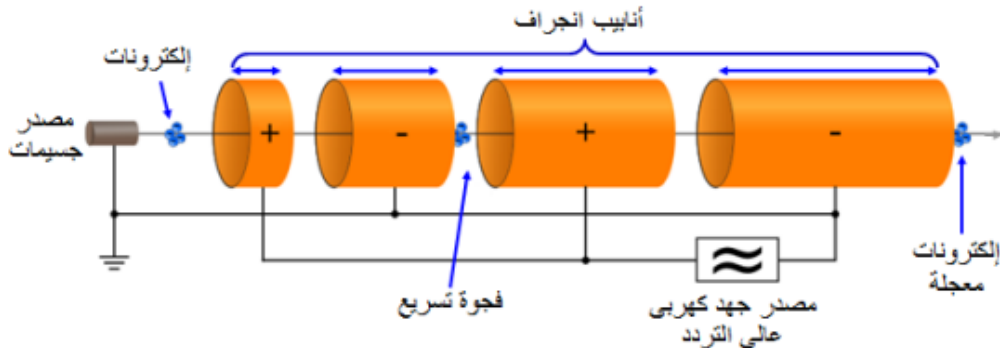
١. المُعجِّلُ الخطي

المعجل الخطي للجسيمات linear accelerator (linac) من أقدم الوسائل لتعجيل الجسيمات دون الذرية، إلى سرعات عالية جداً تقترب من سرعة الضوء، حيث تم اختراعه في عام ١٩٢٨ بواسطة رولف فيدروي Rolf Widerøe (١١ يوليو ١٩٢٠ - ١١ أكتوبر ١٩٩٦). المعجلات الخطية تختلف كثيراً في الطول؛ حيث تبدأ من أنبوب أشعة الكاثود المعروفة، حتى عدة كيلومترات. تُستخدم تلك المعجلات في تطبيقات عدة، مثل: إنتاج الأشعة السينية، للأغراض الطبية، والصناعية، والعلمية، أو غيرهم. تصميم المعجل الخطي يعتمد على نوع الجسيمات التي سيتم تعجيلها، مثل: الإلكترونات، والبروتونات، أو الأيونات |

المكونات والتشغيل

يتكون المعجل الخطي للجسيمات، من الأجزاء التالية: كما يتضح من الشكل رقم (١):

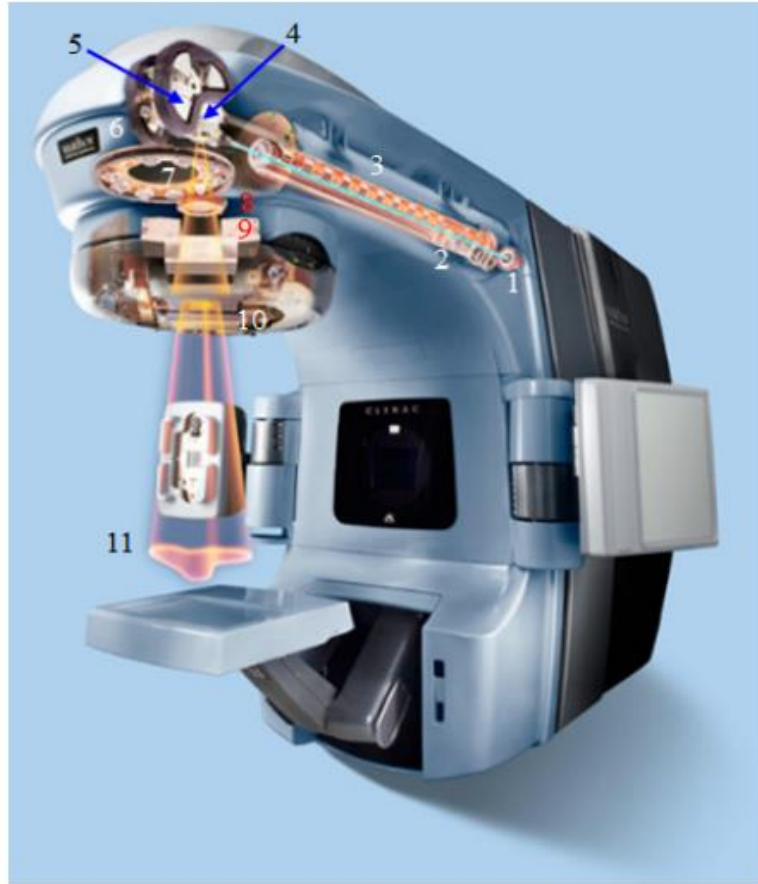
- **مصدر الجسيمات:** تصميم المصدر يعتمد على الجسيم الذي سيتم تعجيله. حيث يتم توليد الإلكترونات بواسطة الكاثود البارد، أو الكاثود الساخن، أو الكاثود الضوئي.
- **مصدر للجهد الكهربائي العالي:** وذلك بغرض الحقن الأولي للجسيمات المطلوب تعجيلها.



شكل رقم (١) رسم تخطيطي للمعجل الخطي يوضح اتجاه زيادة أطوال الأنابيب المفرغة. لا يحدث تعجيل للجسيمات داخل أنابيب الانجراف (الأقطاب الكهربائية)، ولكن يحدث تعجيل في الفجوات بينها فقط. في حالة تعجيل الإلكترونات: يكون اتجاه حركة الإلكترونات من المصدر تجاه الهدف (من الشمال لليمين)، في حين أن اتجاه المجال الكهربائي في الفجوات يكون من اليمين للشمال.

- **غرفة مفرغة على هيئة أنبوب مجوف:** يختلف طول الغرفة والأنبوب طبقاً لنوع التطبيق، حيث؛ إذا كان الجهاز سيستخدم لإنتاج الأشعة السينية للفحص، أو العلاج، فإن الأنبوب قد يتراوح طوله بين نصف متر إلى متر ونصف، (انظر: الشكل رقم ٢). في حين أنه، إذا استخدم الجهاز كحاقن مغذي للمعجلات ذات الطاقة العليا، مثل: السينكروترون synchrotron، فقد يصل طوله إلى عدة أمتار. إما إذا كان الغرض من الجهاز هو التعجيل الأولى للجسيمات بهدف إجراء فحوص للجسيمات النووية، فإن طول المعجل قد يصل إلى آلاف عدة من الأمتار.

١. مصدر الإلكترونات.
٢. مفتاح تبديل طاقة.
٣. موجه موجة.
٤. موضع البقعة البؤرية.
٥. مغناطيس انحناء.
٦. نظام توجيه وتحكم في الشعاع.
٧. عشرة منافذ دائرية.
٨. غرفة أيونات.
٩. فكاك غير متماثلة.
١٠. مُحَرِّم متعدد الأوراق لتوجيه الأشعة.
١١. الأشعة الناتجة باتجاه موضع الاستخدام.



شكل رقم (٢): رسم تخطيطي للمعجل الإلكتروني الخطي المستخدم في إنتاج الأشعة السينية للتطبيقات الطبية

- **أقطاب كهربية معزولة، اسطوانية الشكل، داخل الغرفة المفرغة:** يختلف طول الأقطاب حسب موقعها على طول الأنبوب. حيث يتم تحديد طول كل قطب كهربي بواسطة التردد وقدرة مصدر القدرة الكهربية، وكذلك طبيعة الجسم المطلوب تعجيله. ويتزايد طول الأقطاب بالتتابع من المصدر حتى الوصول إلى الهدف الذي ستصطدم به الجسيمات المعجلة. إن خصائص الجسم المعجل ذات أثر مباشر، وكبير في تحديد طول الأقطاب الاسطوانية، فمثلاً: الإلكترونات أصغر في الكتلة من البروتونات بنسبة

١ إلى ١٨٣٦ ، ولذلك فإنها تتطلب مقاطع أقصر كثيراً من الأقطاب الاسطوانية؛ حيث أنها تكتسب سرعة أعلى في زمن أقل، على الرغم من أن طاقة حركتها تكون أقل كثيراً من البروتونات التي تمتلك نفس السرعة.

- **مصدر طاقة واحد، أو أكثر، ذو تردد راديوي للاتصال بالأقطاب الاسطوانية:** في حالة المعجلات عالية الطاقة، يستخدم مصدر واحد منفصل لكل قطب على حده. وينبغي أن تكون قدرة المصدر، وتردده، وحالة الطور متوافقة على حسب تسلسل موقع القطب الاسطواني من السلسلة، مع نوع الجسيم تحت التعجيل؛ حتى نحصل على أعلى قيمة من الطاقة عند نهاية المسار.
- **مادة هدف مناسبة:** يستخدم هدف من التجستين المبرد بالماء، إذا كان المطلوب إنتاج أشعة سينية بواسطة جسيمات معجلة. كما يستخدم مواد أخرى عدة، كمادة للهدف، عندما يكون الجسيم المعجل هو البروتون، أو أيونات أخرى؛ اعتماداً على نوع الفحوصات المطلوبة.

فكرة عمل المعجل الخطي للجسيمات

ابتداءً من مصدر الجسيمات حتى مادة الهدف، فإن كل اسطوانة ذات جهد محدد، أقل في قيمة الجهد الكهربائي من التي تليها. وهذا يعني أن سطح كل اسطوانة متساوي في الجهد، ومن ثم، فإن مرور الجسيم المشحون في احد الاسطوانات لا يكسب الجسيم أي طاقة. ولكن عند مرور الجسيم بين اسطوانتين متتاليتين (أي في الفجوة بين قطبين متتالين)، يكتسب الجسيم مزيداً من السرعة (الطاقة)، في اتجاه واحد، تحت تأثير المجال الكهربائي في تلك الفجوة^١، وبالتالي تصير سرعته أكبر، مما يعني أنه في الاسطوانة التالية سوف يستغرق زمن أقل عند مروره خلالها إذا كانت متساوية في الطول مع سابقتها. ونظراً للتوافق الزمني لتغير فرق الجهد الكهربائي، فإن هذا يستدعي أن تكون الاسطوانات المتتالية متزايدة في الطول، بحيث؛ إذا وصل الجسيم المشحون عند نهاية الاسطوانة، يحدث تغير في اتجاه الجهد الكهربائي ليصير اتجاه قوة المجال الكهربائي في اتجاه حركة الشحنة. وعندما تزداد سرعة الجسيمات، لتقترب من سرعة الضوء، فإن مقدار السرعة المكتسبة سيكون صغيراً؛ نظراً للزيادة في كتل الجسيمات طبقاً للنظرية النسبية الخاصة^٢ وهذا يتطلب أن تكون أنابيب الانجراف متقاربة في الطول قرب نهاية مسار الجسيمات المعجلة.

- تُضاف عناصر كعدسات كهروستاتيكية أو مغناطيسية^٣، لتأمين بقاء شعاع الجسيمات على محور الأنبوبة المفرغة وكذلك الأقطاب الكهربائية.
- المعجلات الطويلة جداً قد تحافظ وتبقي على اصطفاف دقيق لمكوناتها، من خلال استعمال أنظمة آلية الموازنة، التي تكون موجهة بواسطة شعاع من الليزر.

مميزات المعجلات الخطية

1. المعجلات الخطية ذات التصميم المناسب تكون قادرة على تعجيل الأيونات الثقيلة إلى طاقات تتخطى تلك المتاحة في المعجلات من النوع الدائري مثل السيكلوترون cyclotron، والتي تكون مقيدة بشدة بالمجالات المغناطيسية المطلوبة لبقاء الأيونات في مسار دائري.
2. المعجلات الخطية ذات القدرة العالية، يمكن أيضاً تطويرها لإنتاج إلكترونات تمتلك سرعات قريبة من سرعة الضوء. هذا النوع من المعجلات مطلوب، حيث أن الإلكترونات السريعة المتحركة في شكل قوس، سوف تفقد جزء من طاقتها خلال أشعة السينيكروترون. وهذا بالطبع، سوف يحد من القيمة العظمى للطاقة التي يمكن أن تمتلكها الإلكترونات في السيكلوترون.
3. المعجلات الخطية قادرة أيضاً على إنتاج سيل متقارب شبه متصل من الجسيمات المعجلة، ومن ثم فإن الفترات الزمنية بين نبضات الأشعة السينية الناتجة تكون قصيرة للغاية وهذا مفيد جداً للعديد من التطبيقات.
4. المعجلات الخطية المستخدمة في المجال الطبي، تعجل الإلكترونات باستخدام تجويف متناغم كموجة موجة wave guide، حيث أن مصدر الموجات الراديوية RF تتشئ موجات موقوفة. في حين أن بعض المعجلات الخطية تحتوي على موجات موجة قصيرة ومركبة عمودياً، بينما الأجهزة ذات النبضات الأعلى تميل إلى استخدام موجات موجة طويلة، وأفقية، ومغناطيس انحناء لإدارة الشعاع بشكل عمودي نحو المريض (انظر: الشكل رقم ٢).

5. المعجلات الخطية الطبية تستخدم أشعة من الإلكترونات وحيدة الطاقة فيما بين ٤ حتى ٢٥ مليون إلكترون فولت، منتجة أشعة سينية مستمرة، لطيف من الطاقات حتى طاقة الإلكترون، عندما يتم توجيه الإلكترون إلى هدف عالي الكثافة مثل: التتجستين. الإلكترونات والأشعة السينية يمكن أن يستخدم في علاج كل من الأورام الحميدة والخبيثة.
6. يتميز الشعاع الناتج عن المعجلات الخطية الطبية، بدرجة عالية من المرونة والدقة جعلته أداة علاجية ممتازة للأورام، ولذا يمكن أن تستخدم بدلاً من العلاج بالكوبالت المشع. إضافة إلى ذلك، يمكن إيقاف الجهاز عند عدم استخدامه، ولا يوجد مصدر مشع يتطلب حماية إشعاعية مكثفة - على الرغم من أن الاستخدام المطول للأجهزة عالية الطاقة (أعلى من ١٨ مليون إلكترون فولت) يمكن أن تسبب كمية كبيرة نسبياً من الأشعة داخل الأجزاء المعدنية، في رأس الجهاز، بعد فصل التيار عنه (أي أن الأجزاء المعدنية صارت مصدراً نشطاً للأشعة، ولذلك يجب أخذ الاحتياطات الضرورية).

عيوب المعجلات الخطية

- محدودية طول المعجل الخطي؛ طبقاً للمكان الذي سيوضع فيه.
- يتطلب المعجل الخطي عدد كبير من الأجهزة المزودة، ومصادر القدرة الكهربائية المصاحبة لها، مما يعني مزيداً من نفقات التركيب والصيانة لهذا النوع من الأجهزة.
- إذا صنعت جدران الفجوات المعجلة من مواد توصيل عادية، وكانت المجالات المعجلة كبيرة، فإن المقاومة الكهربائية للجدران سوف تحول الطاقة الكهربائية إلى حرارة بسرعة. وعلى الجانب الآخر، فإن المواد فائقة التوصيل تمتلك قيود متعددة، إضافة إلى كونها باهظة التكلفة خاصة عند بناء المعجلات الخطية الكبيرة جداً.

٢. السينكروترون

السينكروترونات أجهزة ضخمة بالغة التعقيد، وعالية التقنية. وتكون السينكروترونات عادةً في مراكز قومية، أو إقليمية؛ وذلك لكبر حجمها، ودرجة تعقيدها، وارتفاع تكلفة تشغيلها؛ لذا يجب على الباحثين السفر إليها؛ للاستفادة من إمكانياتها الفريدة.

والسينكروترون نوع خاص من المعجلات الدائرية للجسيمات، حيث يتزامن المجال المغناطيسي الذي يسبب دوران الجسيمات في مسار دائري، والمجال الكهربي الذي يسبب تعجيل الجسيمات، بدقة مع شعاع الجسيمات المتحركة. ويوضح الشكل رقم (٣) أن الجسيمات المشحونة سواء أكانت إلكترونات أم بوزيترونات (الإلكترونات موجبة الشحنة)، تُحَقَّن داخل حجرة حلقيّة الشكل مفرغة من الهواء لدرجة عالية جداً، قد تصل إلى حوالي 10^{-10} تورشيللي. (التورشيللي وحدة؛ لقياس الضغط تساوي مليمتر زئبق واحد). واستدارة الغرفة المجرّفة غير كاملة، ولكن تتكون من سلسلة أقواس متصلة فيما بينها بواسطة أقسام مستقيمة.

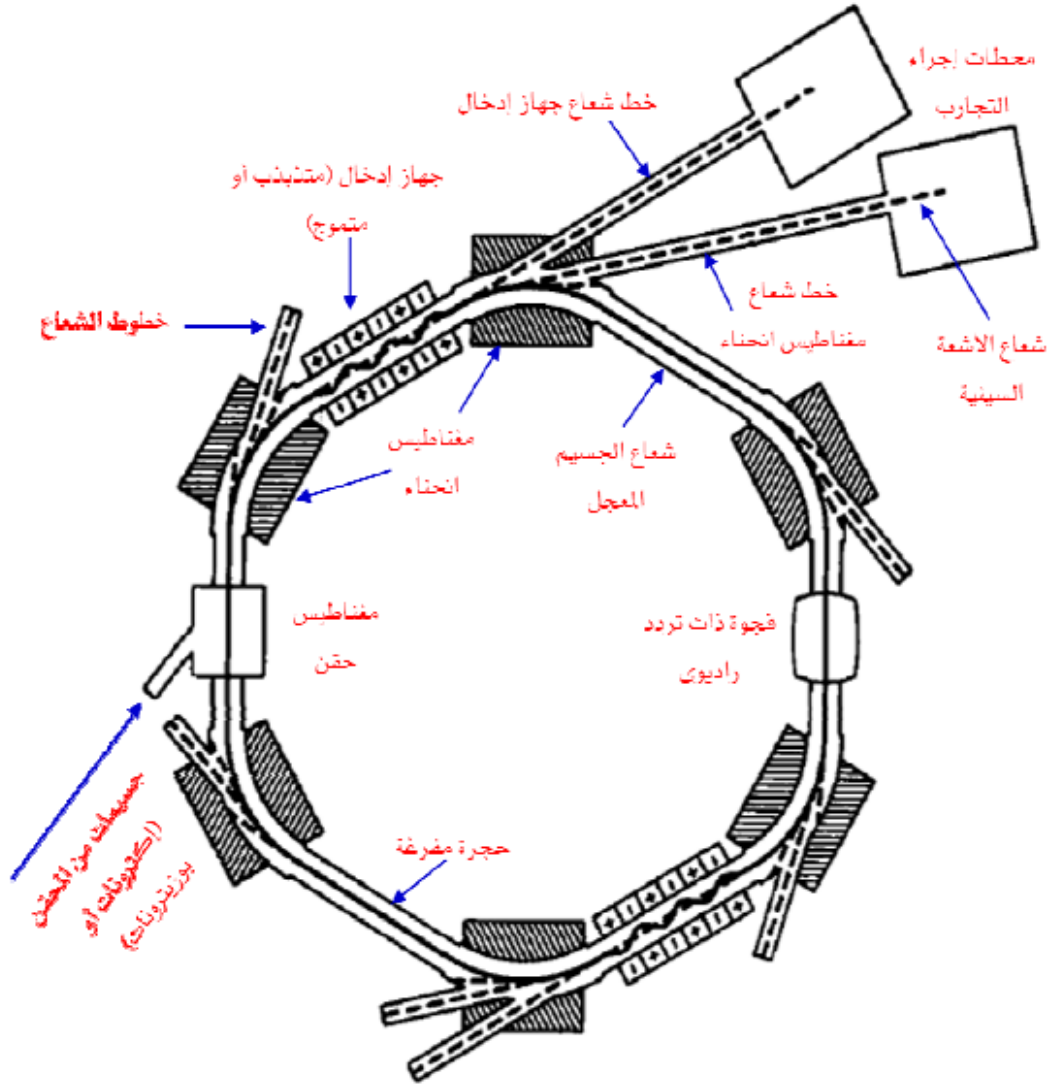
وتدخل الجسيمات الحلقة عن طريق مغناطيس الحقن، ثم تتحرك حول الحلقة بسرعة تقترب من سرعة الضوء، ويؤثر فيها سلسلة من المغناطيس التي تعمل على تقوس مسار الجسيمات المشحونة، حيث يتحرك الجسيم المشحون في مسار دائري عند التأثير عليه بمجال مغناطيسي منتظم عمودي على مسار الحركة. وتوجد مجموعة إضافية من المغناطيس رباعية وسداسية الأقطاب، وهي غير معروضة في الشكل (٣)، وتستخدم في تركيز شعاع الجسيمات وتشكيله، وذلك كلما انتقلت حول الحلقة، وأثناء ذلك تفقد تلك الجسيمات جزءاً من طاقتها. وتُعوَّض الطاقة التي فقدتها الجسيمات عند انتقالها خلال تجاويف راديوية التردد، حيث تُمنح الحقول الكهرومغناطيسية المتزامنة طاقة للجسيمات؛ لإبقائها في حالة دوران حول الحلقة بسرعة تقترب من سرعة الضوء.

تبعث أنواع مختلفة من الأشعة الكهرومغناطيسية، مثل: الأشعة تحت الحمراء، والمرئية، وفوق البنفسجية، والأشعة السينية، عندما تمر الجسيمات المشحونة عبر مغناطيس الانحناء أو خلال أجهزة الإدخال. وتسمح أجهزة الإدخال للأشعة بالدخول إلى محطات إجراء التجارب، وهي حجرات ذات دروع حماية تستخدم؛ لوضع تجهيزات تجارب معينة. والحلقة نفسها واقعة خلف جدار خرساني كثيف يستخدم كدرع حماية، وكلّ الأنابيب التي تُرسل إشعاعاً، وكذلك كلّ المحطات التجريبية التي تحتوي على أجهزة وتجهيزات تُحمي بكثافة، ويُتحكّم فيها، وتُغلق إغلاقاً آلياً؛ لحماية المستفيدين والعاملين من خطورة الإشعاع الذي قد يكون مميتاً.

وعندما تدور الجسيمات حول حلقة التخزين، فإنها تصطدم بجزيئات الغاز المتبقية في الغرفة المفرغة؛ مما يُنتج عنه فقد تيار شعاع الجسيمات فقداً تدريجياً؛ لذلك تنخفض كثافة الأشعة السينية الناتجة بمرور الوقت حتى تصل إلى الحد الأدنى. ويُتخلَّص من الجسيمات الباقية عند هذه النقطة، ثم يُعاد ملء الحلقة مرة أخرى، وتكرار الدورة. وتستغرق عملية إعادة ملء الحلقة بالجسيمات فترة زمنية تقترب من ساعة واحدة أو أقل من ذلك.

وتتميز السينكروترونات التي تُدَوَّر بوزيترونات positrons في الغالب بفترة عمر أطول للشعاع عن السينكروترونات التي تُدَوَّر الإلكترونات. كما أن الأولى تتضمن تعقيدات إضافية؛ لإنتاج البوزيترونات وذلك لبساطة تركيب مصادر الإلكترونات؛ إذ إن مجرد تسخين سلك رفيع جداً بتيار كهربائي كبير يكفي أن يكون مصدراً للإلكترونات بشرط أن يكون في بيئة مفرغة الهواء؛ لضمان عدم أكسدته أو احتراقه. في حين يتم

الحصول على البوزيترونات من نواتج لبعض التفاعلات النووية، حيث تُعجّل البروتونات إلى طاقات عالية (ملايين عدة من الإلكترون فولت)، والسماح لها بالاصطدام ببعض نظائر العناصر التي تُصبح أنويتها متوفرة البروتونات، ومن ثم تصير تلك النظائر مشعة ومصدراً للبوزيترونات؛ لتحلل البروتونات الزائدة، وتحولها إلى نيوترونات، ومن ثم انطلاق جسيمات البوزيترون.



شكل رقم (٣) رسم تخطيطي لأحد السينكروترونات يستخدم كمصدر للأشعة السينية . .

وجدير بالذكر أن السينكروترونات التي تنتج للأشعة السينية مرت بأجيال متعاقبة، وكل جيل شهد تطورات كثيرة، يوازيها ما تقدمه هذه التجهيزات من خدمات في العديد من المجالات. وتتميز الأشعة السينية المنتجة بواسطة السينكروترون بكونها في شكل شعاع رفيع جداً ذي شكل مخروطي، وزاوية رأسه صغيرة، ومن ثم تكون الأشعة متوازية، وذات كثافة عالية ونطاق واسع من الطاقة، مما يؤولها للاستخدام في مجالات غاية في الدقة والأهمية.

المراجع العلمية

- ١- فيزياء الاشعاع قياساته وتطبيقاته العملية – محمد شحاده الدغمه
- ٢- المدخل الى الفيزياء النووية – مكى الحسنى
- ٣- <http://en.wikipedia.org/wiki/Linac> : Linear Accelerator
- ٤- كتاب الفيزياء النووية – موقع الفريد للفيزياء