



الفيزياء النووية

لطلاب كلية التربية

الفرقة الثانية عام (شعبة الرياضيات + شعبة الفيزياء)

2024 / 2023

اعداد

أ.د/ عبدالباسط عبادى

أ.د/ نور خليفه احمد

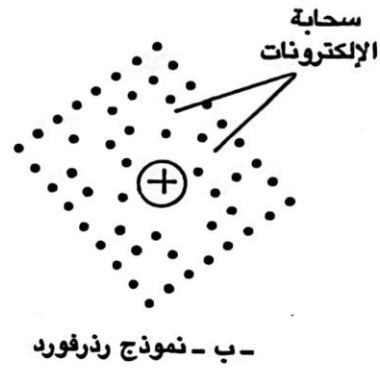
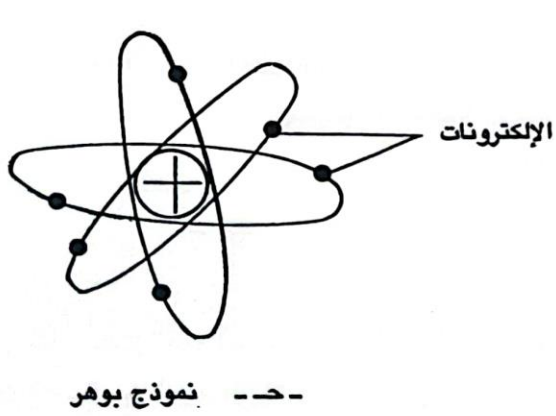
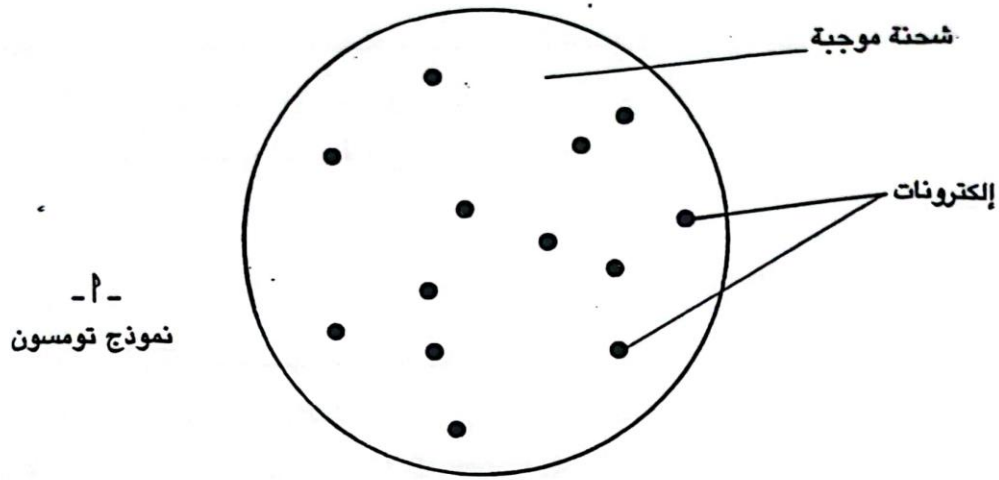
النواة الذرية

1-2 مقدمة تاريخية:

ذكرنا فيما سبق أن المادة تتكوّن من جسيمات متناهية في الصغر هي الذرات. وعندما تطوّرت وسائل المعرفة بدأ الإنسان البحث عن تركيب الذرة نفسها. افترض العالم ج. ب. تومسون عام 1910 أن الذرة تتكوّن من كرة من الشحنة الموجبة نصف قطرها حوالي 10^{-8} cm تنغمس فيها الإلكترونات السالبة شكل رقم (1-2 أ). ولكن هذا النموذج الذري لم ينجح في تفسير الكثير من الظواهر الطبيعية والكيميائية. وهكذا كان لا بد لهذا النموذج من أخذ طريقه للفشل والنسيان.

وجاء دور رذرفورد عام 1911 ليقتراح نموذجاً آخرًا للذرة حيث افترض أن الذرة تتكوّن من نواة تتركز فيها الشحنة الموجبة شكل رقم (1-2 ب) بينما تتوزّع الإلكترونات السالبة بعيداً عن هذه النواة على شكل سحابة الكترونية. في الواقع استنتج رذرفورد هذا النموذج في ضوء دراسة انحراف أشعة α (انظر الانحلال الإشعاعي) عن رقائق المعادن حيث بيّنت الدراسات أن أشعة α تنحرف أحياناً بزوايا كبيرة (أكبر من 90°). وهذا لا يمكن إلا أن يكون راجعاً إلى وجود جسم مركزي ضخم الكتلة وذو شحنة موجبة في الذرة وذلك بعكس تصوّر تومسون.

ولكن هذا النموذج لم يستطع أن يفسر استقرار الذرة إذ يؤدي التجاذب الكهربائي بين النواة والإلكترونات إلى تلاشي المادة. وهذا يخالف الواقع!؛ ثم كان تصوّر دوران الإلكترونات حول النواة. وهذا أدى إلى مشكلة أخرى. إذ أن قوانين



شكل رقم (1-2) تركيب الذرة

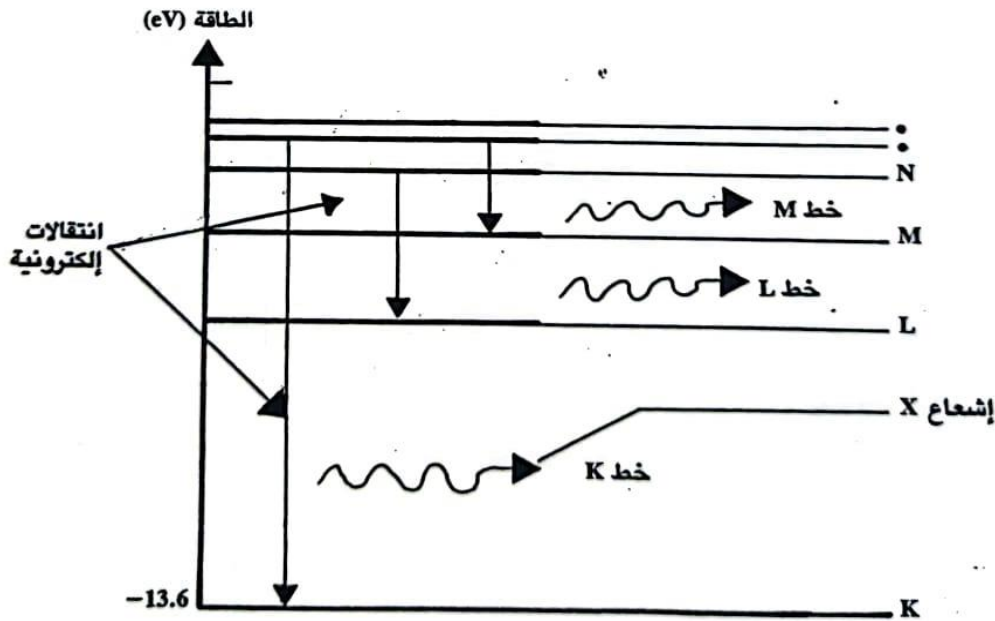
الكهرباء الديناميكية كانت تسمح في ذلك الوقت للشحنة الكهربائية المتحركة بالاستمرار في فقدان طاقتها عن طريق الإشعاع وذلك أثناء تباطؤها. وهكذا فإن استمرارية فقدان الإلكترون لطاقته سيؤدي إلى اتخاذه مساراً حلزونياً حول النواة متجهاً نحوها لينتهي به الأمر فيها! وبذلك تتلاشى الشحنتان الموجبة والسالبة وتفقد المادة خصائصها. وذلك أيضاً خروج على المؤلف من حيث استمرارية احتفاظ المادة بخصائص معينة.

وهكذا استمر الحال على ما هو عليه حتى جاء بوهر عام 1913 الذي طبق النظرية الكمية على نموذج رذرفورد الذري. حيث افترض بوهر أن الإلكترونات يمكنها احتلال

مدارات معينة حول النواة دون أن تشع طاقتها. فإذا ما ازدادت طاقة الإلكترون - لسبب أو لآخر - فإنه يستطيع القفز إلى مدار طاقة أعلى (بعيداً عن النواة). أما إذا قلت طاقته - لسبب أو لآخر - فيمكنه الهبوط إلى مدار طاقة أقرب (قريباً إلى النواة). وفي هذه المرة يظهر فرق الطاقة بين المدارين على شكل إشعاع X الخطي (المميز للعنصر) ذي التردد المعين (طاقة معينة). انظر شكل رقم (1-1 - ج) وكذلك شكل رقم (2-2) في شكل رقم (2-1) نجد أنه عندما يهبط الإلكترون من مستوى طاقة إلى مستوى طاقة أقل منه فإنه يشع فرق الطاقة على شكل إشعاع X المميز للعنصر (خط K أو خط L أو خط M أو....) وسوف نوضح ذلك بالتفصيل في باب أشعة X المقبل.

2-2 تركيب النواة:

بُعِيد اكتشاف العالم شادويك (Chadwick) للنيوترون عام 1932 افترض كل من هيزنبرج (Heisenberg) وايفاننكو (Iwanenko) عام 1932 أن النواة تتكوّن من بروتونات موجبة الشحنة ونيوترونات متعادلة الشحنة. ويطلق على كل من البروتونات



شكل رقم (2-2) مستويات طاقة الإلكترون في ذرة الهيدروجين وإشعاع X المميز (خط K وخط L وخط M....)

والنيوترونات نيوكليونات (Nucleons). واطلقت عليهما هذه التسمية لتشابههما في كثير من الخواص النووية حيث يتصرف كل منهما بطريقة مشابهة داخل النواة وقد يتحوّل كل منهما إلى الآخر. وقد وجد أن نصفي قطريهما وكذلك كتليتهما متساوية تقريباً.

أ - البروتون (P) Proton:

البروتون عبارة عن نيوكليون موجب الشحنة وهو جسيم مستقر في حالته الحرة (وقد وجد حديثاً أن هناك شواهد تدل على إمكانية تحلل البروتون في حالته الحرة وإذا ما ثبتت هذه الشواهد فقد يؤدي ذلك إلى انقلاب في كثير من قوانين الفيزياء الحالية).

أما داخل النواة فيمكن للبروتون أن يتحلل متحوّلاً إلى نيوترون مع إطلاق جسيم بيتا الموجب (أو البوزيترون e^+) وينتج أيضاً النيوتريينو (ν) (انظر النشاط الإشعاعي). وذلك حسب المعادلة الآتية:



وقد وجد أن كتلة البروتون تساوي 1.00727 amu (و.ك.ذ) ويمكن هنا التعبير عن هذه الكتلة بوحدة الطاقة حيث يمكن تحويل وحدة الكتل الذرية (و.ك.ذ) إلى وحدات الطاقة حسب المعادلة:

$$E = mc^2$$

وحيث إن: و.ك.ذ 1.660302×10^{-27} kg

، سرعة الضوء (c) = 2.996×10^8 m/s

فبالتعويض ينتج أن:

$$E \text{ (amu)} = 931.5 \text{ MeV}$$

أي أن و.ك.ذ تعادل 931.5 م.أ.ف (مليون إلكترون فولت). وبالطريقة نفسها نجد أن كتلة البروتون تعادل 938.18 م.أ.ف.

ب - النيوترون Neutron (n):

النيوترون عبارة عن نيوكليون (Nucleon) متعادل الشحنة ويتحلل في حالته الحرة (فترة نصف العمر تساوي 13 دقيقة) حسب المعادلة التالية:



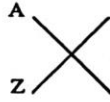
وهكذا يتحول النيوترون إلى بروتون (P) وجسيم β السالب (e^{-}) كما وينطلق جسيم النيوتريينو المضاد ($\bar{\nu}$).

وقد وجد أن كتلة النيوترون هي أكبر قليلاً من كتلة البروتون وتساوي 1.008665 و.ك.ذ. وهذه تعادل 939.55 م.أ.ف.

أما نصف قطر النيوكليون (بروتون أو نيوترون) فقد وجد أنه يساوي فيرمي (F) واحداً تقريباً حيث:

$$1 F = 10^{-15}m$$

ح - يمكن كتابة نواة أي عنصر من العناصر المعروفة وفقاً للصيغة العالمية التالية:



حيث:

Z هو العدد الذري (Atomic Number) وهو عدد البروتونات الموجودة في النواة وهذا يساوي عدد الإلكترونات الموجودة في الذرة (لأن الذرة متعادلة كهربياً).

A هو عدد الكتلة للنواة (Mass Number) ويساوي مجموع عدد البروتونات والنيوترونات الموجودة في النواة أي أن:

$$A = Z + N$$

حيث:

N هو عدد النيوترونات الموجودة في النواة.

فمثلاً:

يمكن كتابة الكربون كما يلي: ${}^{12}_6\text{C}$ (حيث العدد الذري $Z = 6$ ، العدد الكتلي $A = 12$) كما ويكتب النيوترون (n) كما يلي: 1_0n (متعاد الشحنة $Z = 0$) أما البروتون فيكتب كما يلي: ${}^1_1\text{P}$ (يحتوي شحنة واحدة $Z = 1$)

د - النويات Nuclide:

وتطلق على العنصر النووي ذي العدد الذري Z وعدد الكتلة A .

هـ - النظائر IZotopes:

هي نويات لها العدد الذري Z نفسه (ولهذا استبدل الحرف S بالحرف Z في الاسم مع وضع شرطة تحته لتدل على تساوي العدد الذري Z للنظائر) ولكنها تختلف في عدد الكتلة A (أي تختلف في عدد النيوترونات). وبذلك تتمتع النظائر بالخواص الكيميائية نفسها كالتكافؤ والنشاط الكيميائي (لأن لها عدد الإلكترونات نفسها) بينما تختلف في الخواص الفيزيائية كالكتلة مثلاً (وهذا راجع إلى اختلافها في عدد النيوترونات).

وتوجد النظائر طبيعياً إذ أنه وجد للعنصر الواحد عدة نظائر مختلفة. وأيضاً يمكن إنتاج النظائر صناعياً حيث يعرف المئات منها حالياً. وبعض العناصر لها عشرات من النظائر وينتج عن ذلك وزناً ذرياً كسرياً لتلك العناصر. فمثلاً هناك عدة نظائر لليورانيوم أهمها النظائر الثلاثة ${}^{238}_{92}\text{U}$ ، ${}^{235}_{92}\text{U}$ ، ${}^{233}_{92}\text{U}$

و - الأيزوبار Isob-Ar:

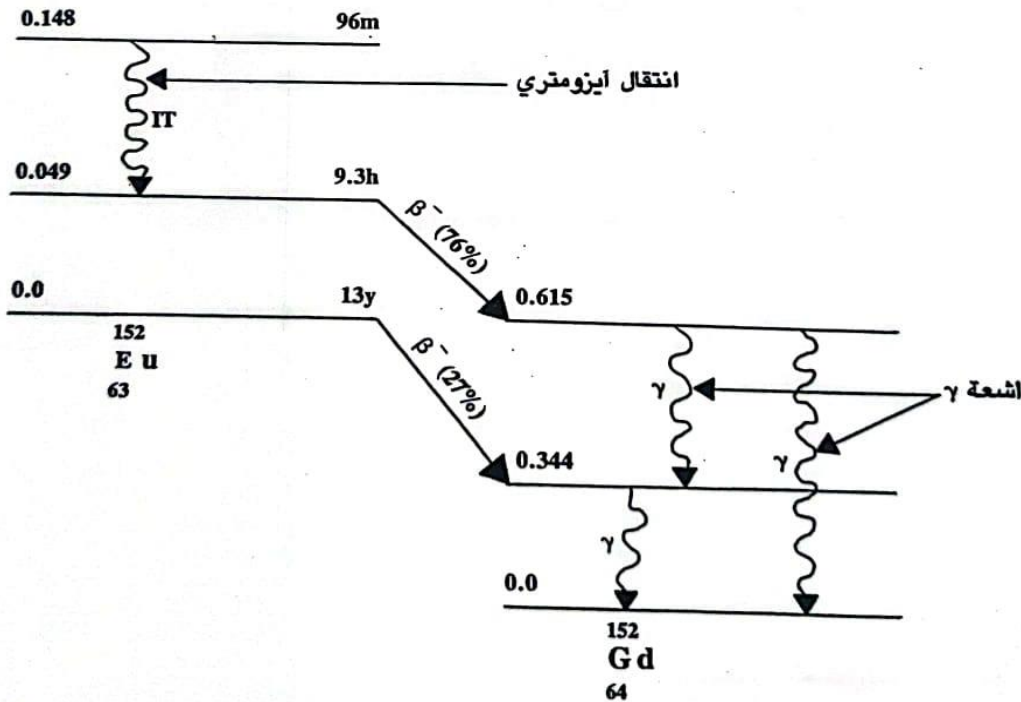
هي نيوكلايدات لها عدد الكتلة A نفسه (ولذلك استبدل الحرف a بالحرف الكبير A مع وضع شرطة تحته ليدل على تساوي هذه العناصر في عدد الكتلة A). وهذه العناصر تختلف بالطبع في العدد الذري Z ومثالاً ذلك عنصرا الأكسجين ${}^{14}_8\text{O}$ ، الكربون ${}^{14}_6\text{C}$. حيث يختلفان في العدد الذري Z بينما يمتلكان العدد A نفسه.

ز - الأيزوتون IsotoNe:

هي نيوكلايدات لها عدد النيوترونات N نفسه ولكنها بالطبع تختلف في عدد الكتلة A (وإلا فإننا سنحصل على العنصر نفسه). مثال عليها عنصرا الأكسجين $^{16}_8\text{O}$ والكربون $^{14}_6\text{C}$. (يحتوي العنصران على عدد النيوترونات نفسه حيث يساوي هذا العدد ثمانية في كل منهما).

ح - الأيزومار Isomer:

هي نيوكلايدات لها عدد البروتونات والنيوترونات نفسه ولكنها توجد في حالات إثارة مختلفة حيث يمكنها الانتقال من حالة إلى حالة أخرى عن طريق الانتقالات الأيزومترية (IT)، أي أن الأيزومار إنما هو نواة العنصر نفسه ولكنها موجودة في حالات إثارة مختلفة ذات أنصاف أعمار ممكنة القياس (انظر التحلل الإشعاعي).
وكمثال على ذلك نأخذ النظير $^{152}_{63}\text{Eu}$ (الأوروبيوم - 152). توجد ثلاث حالات إثارة لهذه النواة شكل (3-2) حيث تظهر طاقة كل مستوى إلى اليسار (م. أ. ف) بينما على



شكل رقم (3-2) الأيزومارات النووية.

اليمن يظهر نصف عمر ذلك المستوى (انظر التحلل الإشعاعي). حيث نجد أن مستوى الطاقة الأرضي يتمتع بنصف عمر قدره 13 سنة بينما المستوى الثاني ذي الطاقة 0.049 م. أ. ف يتمتع بنصف عمر قدره 9.3 ساعة ثم المستوى الثالث بطاقة قدرها 0.148 م. أ. ف ونصف عمر قدره 96 دقيقة. هذا المستوى يمكنه الانتقال إلى المستوى الثاني (0.049 م. أ. ف) عن طريق ما يسمى بالانتقال الأيزومري Isometric Transition الذي هو عبارة عن إشعاع كهرومغناطيسي. بينما يمكن للمستويين الآخرين أن يطلقا إشعاع β^- متحولين إلى مستويات إثارة لنواة عنصر آخر هو الجادولينيوم Gd^{152}_{64} (انظر التحلل الإشعاعي).

يظهر الشكل ثلاثة مستويات للطاقة لتلك النواة وهي: المستوى الأرضي (بطاقة = صفر) ومستويًا إثارة عند الطاقات 0.344، 0.615 م. أ. ف. كما ويمكن لذلك المستويين الانتقال إلى المستوى الأرضي أو الانتقال من المستوى الأعلى في الطاقة إلى مستوى أقل طاقة وذلك عن طريق إشعاع γ .

3-2 نصف قطر النواة:

هناك نماذج كثيرة للنواة ويحظى نموذج القطرة السائلة Liquide Drop Model باهتمام خاص حيث يمكن افتراض أن النواة كروية الشكل وبالتالي فإن حجمها يتناسب مع عدد النيوكليونات المكوّنة لها. وهكذا يزداد حجم النواة كلما اضيفت لها نيوكليونات جديدة. أي أن:

$$V \propto A$$

حيث V هو حجم النواة.

A ، هو عدد الكتلة لها.

وباعتبار أن النواة كروية الشكل فإن:

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3$$

$$\therefore A \propto \frac{4}{3} \pi R^3$$

$$R \propto A^{1/3}$$

أي أن:

حيث:

R هو نصف قطر النواة.

أي أن نصف قطر النواة يتناسب مع $A^{1/3}$. هذا وقد عززت الدراسات العملية ذلك أي أنه يمكن اعتبار أن النواة تأخذ شكلاً كروياً يشبه القطرة السائلة. ويمكن وضع العلاقة السابقة في صورة معادلة حيث:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (3-2)$$

حيث:

r_0 هو مقدار ثابت يمكن تعيينه عملياً وذلك بقياس نصف قطر النواة بعدة طرق. ويبيّن الجدول رقم (1-2) قيم r_0 المقاسة والطرق المستخدمة لذلك.

يتضح من الجدول السابق أن قيمة r_0 تتراوح بين 1.2 - 1.3 فيرمي ويمكن اعتبار قيمة r_0 كما يلي:

$$r_0 \cong 1.2 \times 10^{-15} \text{ m} \quad (4-2)$$

وبذلك يمكن حساب نصف قطر النواة بمعلومية عدد الكتلة A حيث:

$$R = 1.2 \times 10^{-15} A^{1/3} \quad (5-2)$$

وتعطي R هنا بالمتري (m).

جدول رقم (1-2). قيم r_0 الناتجة من طرق القياس المختلفة

طريقة القياس	عدد الكتلة (A)	قيمة r_0 ($\times 10^{-15} \text{ m}$)
1		2.4 ± 0.3
2	7-238	1.37-1.45
3	206-242	1.34-1.48
4	3-41	~ 1.2
5	40-210	~ 1.2
6	64-197	~ 1.1

(*) الذرة الميزونية هي ذرة استبدال إلكترونها بميزون (π^-) [انظر القوة النووية] وكتلة الميزون تساوي 270 مرة قدر كتلة الإلكترون أي تساوي حوالي 140 م. أ. ف.

كما ويمكن حساب كثافة المادة النووية (ρ_N) كما يلي:

تعرف الكثافة عموماً بأنها كتلة وحدة الحجم أي أن:

$$\begin{aligned}\rho_N &= \frac{\text{كتلة النواة (أي نواة)}}{\text{حجمها}} \\ &= \frac{A \times 1.66 \times 10^{-27}}{\frac{4}{3} \pi R^3} \\ &= \frac{A \times 1.66 \times 10^{-27}}{\frac{4}{3} \pi (1.2 \times 10^{-15} A^{1/3})^3}\end{aligned}$$

$$\rho_N \cong 2.3 \times 10^{17} \text{ kg/m}^3 \quad (6)$$

تبين هذه العلاقة أن كثافة المادة النووية لا تعتمد على نواة المادة أو نوعها. أي أن الكثافة النووية إنما هي خاصة ذاتية للنواة. وهذا يتفق مع الواقع حيث إن النواة تتكوّن أساساً من بروتونات ونيوترونات ولأن هذه الجسيمات هي جسيمات أولية تتكوّن منها جميع الأنوية فإن النتيجة الطبيعية لذلك هي عدم اعتماد الكثافة النووية على نوع المادة.

ويمكن إعطاء مقارنة بسيطة بين الكثافتين النووية والذرية بمعرفة العلاقة بين نصف قطري النواة (R) والذرة (R_a) حيث وجد عملياً أن:

$$R_a \cong 10^4 R \quad (7-2)$$

وينتج أن:

$$\rho_a = 2 \times 10^5 \text{ kg/m}^3 \quad (8-2)$$

حيث:

ρ_a هي الكثافة الذرية.

يتضح من العلاقتين (6-2)، (8-2) أن النواة كثيفة جداً بالمقارنة مع الذرة التي تحتل النواة مركزها والتي يمكن اعتبارها جوفاء تقريباً.

هذا ويمكن مقارنة كثافة الذرة (ρ_a) مع كثافة الماء التي تساوي 10^3 kg/m^3 . وهذا يبيّن أن الذرة أكتف حوالى مئتي مرة من الماء.

في واقع الأمر تبدو المادة النووية كثيفة جداً، ولتصوّر ذلك؛ لو فرض أن لدينا مليمتراً مكعباً واحداً (1mm^3) فإنه يحوي من المادة حوالى 2.3×10^8 وهذه تعادل وزن حوالى أربعة آلاف وخمسمائة دبابة. أي أنك تستطيع أن تضع حوالى أربعة آلاف دبابة في رأس دبوس صغير!

4-2 كتلة النواة:

تقاس كتلة النواة بقياس كتلة ذرتها ثم يطرح وزن الإلكترونات من وزن الذرة لينتج وزن النواة الذي ينسب إلى وزن ذرة نظير الكربون ($^{12}_6\text{C}$) ومن ثم تعطى هذه الأوزان بوحدات الكتل الذرية (و.ك.ذ.).

ولقياس الكتل الذرية أو لفصل نظائر العنصر المختلفة يستخدم جهاز مطياف الكتلة Mass Spectrograph. الذي استعمله استون Aston لأول مرة عام 1919.

يعتمد مطياف الكتلة في عمله على العلاقة بين الشحنة المتحرّكة والمجال المغناطيسي الذي تتحرك تحت تأثيره حيث تتخذ الشحنة مساراً دائرياً حول خطوط المجال. يبيّن شكل رقم (4-2) تصميمياً عاماً لمطياف الكتلة.

تؤيّن المادة المراد معرفة وزنها الذري أولاً وذلك باستخدام القوس الكهربائي ثم تمرر هذه الأيونات إلى مرشح الطاقة الذي يتكوّن من إلكترونين (S_1, S_2) يؤثر عليهما جهداً كهربياً معجلاً قدره V ومن ثم تكتسب الأيونات طاقة حركة قدرها T تعطى بالعلاقة:

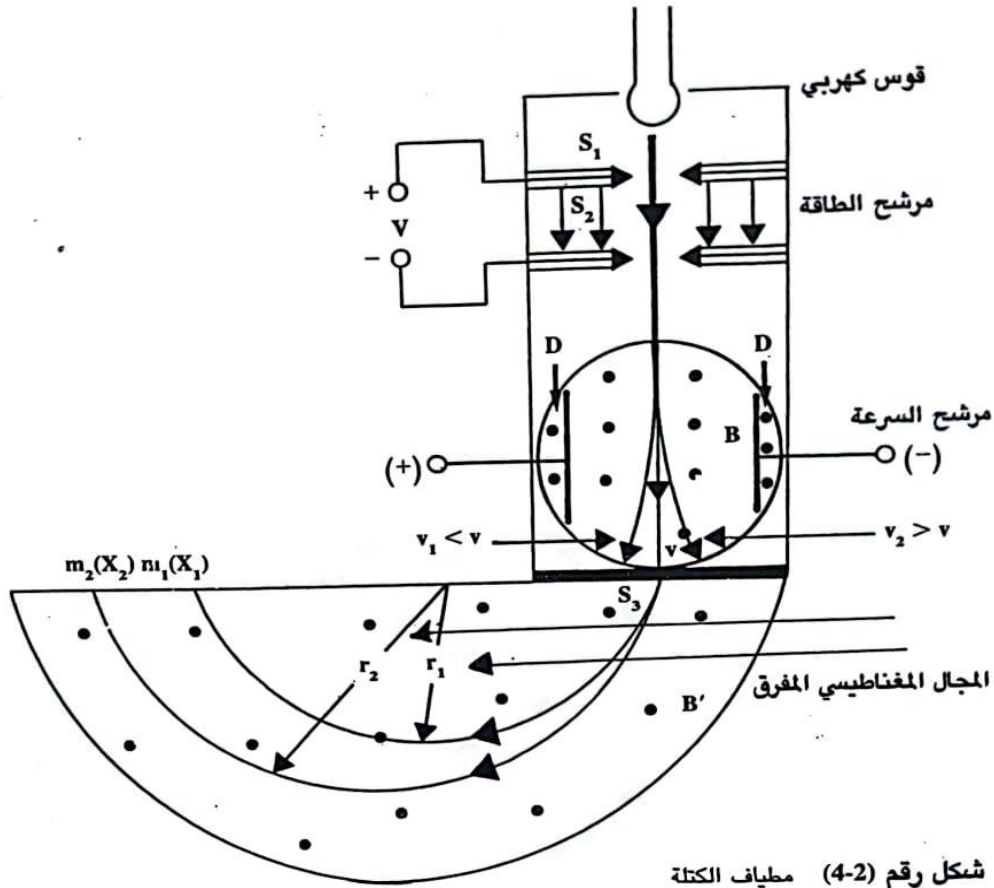
$$T = \frac{1}{2} mv^2 = qV \quad (9-2)$$

حيث:

q هي شحنة الأيون،

m, v هما كتلته وسرعته على الترتيب.

ثم تنفذ تلك الأيونات المعجلة من خلال الثقوب الموجودين في الإلكترونين إلى مرشح السرعة (velocity filter) يتكوّن مرشح السرعة من مجالين: أحدهما كهربائي



شكل رقم (4-2) مطياف الكتلة

شدة E يعمل أفقياً بين اللوحين (D) ومن ثم يعمل على انحراف الأيونات الموجبة إلى اليمين (نحو القطب السالب). أما المجال الآخر فهو مجال مغناطيسي شدته B تتجه خطوط القوى فيه نحو المشاهد وبالتالي ستعمل القوة المغناطيسية المؤثرة على الأيون الموجب على انحرافه إلى اليسار. وهكذا تعمل القوتان الكهربائية والمغناطيسية على انحراف الأيون في اتجاهين متضادين ومن ثم يمكن ضبط شدتي المجالين بحيث تنفذ الأيونات من خلال الحاجز S_3 تحت شروط معينة يمكن استنتاجها كما يلي:

تعطى القوة الكهربائية المؤثرة على الأيون بالعلاقة:

$$F_e = qE \quad (6-1)$$

بينما تعطى القوة المغناطيسية المؤثرة على الأيون بالعلاقة:

$$F_m = qvB \quad (19-1)$$

وعندما تتساوى هاتان القوتان تمر الأيونات مباشرة من الحاجز S_3 وينتج أن:

$$F_e = F_m$$

$$qE = qvB \quad (10-2)$$

$$v = \frac{E}{B} \quad (11-2)$$

ومن ثم فإن الأيونات التي تحقق سرعتها العلاقة (11-2) هي فقط التي يمكنها المرور خلال الحواجز الثلاثة S_1, S_2 & S_3 . وذلك بضبط شدتي المجالين الكهربائي E والمغناطيسي B . لاحظ أن السرعة هنا لا تعتمد على كتل الأيونات. وهكذا فإن الأيونات ذات الكتل المختلفة سوف تدخل بسرعات متساوية إلى المجال المغناطيسي الرئيسي المفق B' . وهناك تأخذ الأيونات مسباراً دائرياً يعطى نصف قطره (r) بالعلاقة:

$$r = \frac{mv}{qB'} \quad (25-1)$$

وحيث إن كلاً من q, v, B' هي مقادير ثابتة لكل الأيونات التي تصل إلى الحاجز S_3 فإن الأيونات ذات الكتل المختلفة m_1, m_2 , ستتحرك في مسارات دائرية مختلفة تعطى أنصاف أقطارها r_1, r_2, \dots بالعلاقة:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{r_1}{r_2} \quad (12-2)$$

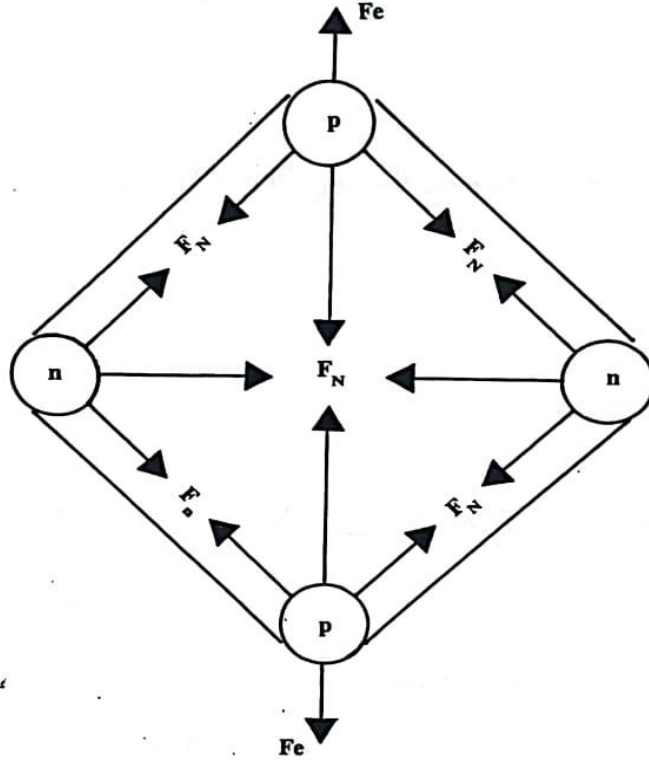
وهكذا تتجمع النظائر المختلفة m_1, m_2, \dots عند النقاط المختلفة X_1, X_2, \dots . انظر شكل (4-2).

5-2 القوة النووية:

١ - منشأها:

تسكن النواة كلاً من النيوترونات والبروتونات ولكن الأخيرة جسيمات مشحونة بشحنة موجبة وبالتالي تتنافر فيما بينها طبقاً لقوانين التنافر الكهربائي بين الشحنات المتشابهة. ولكن استقرار النواة يعني وجود قوة أخرى تتعادل مع قوة التنافر

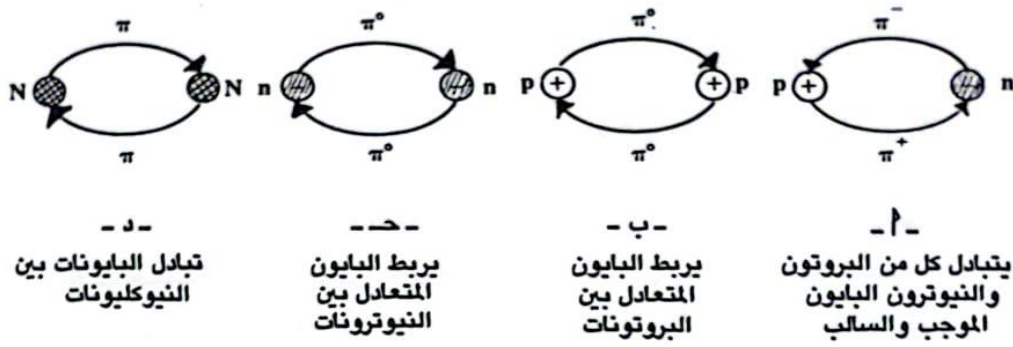
الكهربية بين البروتونات بل وتتفوق عليها، هذه القوة هي قوة الترابط النووي. والقوة النووية (F_N) هي قوة تجاذبية بين كل سكان النواة - بغض النظر عن شحناتها - وهكذا تعمل القوة النووية بين أزواج البروتونات (F_{p-p}) وبين أزواج النيوترونات (F_{n-n}) وأيضاً بين البروتونات والنيوترونات (F_{p-n})، أنظر الشكل رقم (5-2)



شكل رقم (5-2) القوى المختلفة المؤثرة في نواة تتكوّن من بروتونين ونيوترونين F_N هي قوة التجاذب النووية المؤثرة بين أزواج النيوكليونات (n-n, p-n, p-p). F_e هي قوة التنافر الكهربائية بين البروتونات.

يفترض أنه في غياب الشحنة الكهربائية للبروتونات فإن القوى النووية السابقة تكون متساوية.

يمكن تفسير منشأ القوة النووية في ضوء نظرية حديثة من خلال تبادل ما يسمى بالبايون Pion Exchange Theory كما يوضح ذلك شكل رقم (6-2). يتبادل كل من البروتون والنيوترون جسيم البايون (π) فيتحول أي منهما إلى الآخر عند أي لحظة



شكل رقم (6-2) تبادل البايونات بين النيوكليونات

زمنية. وتبادل البايونات بين النيوكليونات يشابه تبادل الفوتونات بين الإلكترونات مما ينتج عنه مجالاً كهرومغناطيسياً بين الجسيمات المشحونة يكون مسؤولاً عن التجاذب (بين الشحنات المختلفة) أو التنافر (بين الشحنات المتماثلة). وبالمثل فإن المجال النووي (الجذبي) بين الجسيمات النووية إنما ينتج عن تبادل البايونات بين تلك الجسيمات.

يبين الشكل (6-2) كيف تتبادل النيوكليونات جسيم البايون خلال فترة زمنية متناهية الصغر مما ينتج عنه تحول كل من البروتون أو النيوترون إلى الآخر وذلك كما تبين الأشكال ب، ح، د. ويمكن تلخيص الشكل (6-2) في المعادلات التالية:



وهذه نتيجة مذهشة إذ أن كلاً من البروتون أو النيوترون يمكن أن يقضي أوقاتاً غير محددة من حياته في صورة الآخر. وربما يتفق ذلك من حيث تشابههما في خواصهما إذ يبدو الفارق بينهما في الشحنة التي يمكنها الطواف حول أي منهما بينما يمكن لكل منهما أن يطلق البايون ثم يعود فيمتصه ثانية. يحدث ذلك في خلال فترة زمنية صغيرة يسمح بها مبدأ هايزنبرج لعدم التحديد $(\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar)$. وفي

حقيقة الأمر يمكن تقدير كتلة البايون (الذي أدخل مفهومه لأول مرة العالم يوكاوا Yukawa) من خلال مبدأ هايزنبرج لعدم التحديد كما يلي:

$$\Delta x \cdot \Delta P \geq h/4\pi \quad (47-1)$$

وببساطة إذا اعتبرنا أن البايون يتحرك بسرعة قريبة من سرعة الضوء (C) فإن:

$$\Delta P \approx m_{\pi} C$$

حيث:

m_{π} هي كتلة البايون.

وبافتراض أن هذا البايون الوهمي (Virtual) يتحرك خلال نصف قطر النيوكليون فينتج أن:

$$\Delta x \approx r$$

وبافتراض أن:

$$\begin{aligned} r &\approx 1.5 F \\ &= 1.5 \times 10^{-15} \text{ m} \end{aligned}$$

وبالتعويض في معادلة (47-1) ينتج أن:

$$m_{\pi} \approx \frac{h}{4\pi r C} \quad (14-2)$$

وبالتعويض عن القيم السابقة حيث:

$$\begin{aligned} h &= 6.626 \times 10^{-34} \text{ Js} \\ c &= 2.99 \times 10^8 \text{ m/s} \\ r &= 1.5 \times 10^{-15} \text{ m} \end{aligned}$$

ينتج أن:

$$m_{\pi} \approx 135 \text{ MeV} / C^2$$

وهذا ما توقعه يوكاوا قبل اكتشاف البايون في الإشعاع الكوني وذلك لأول مرة. وقد جاءت هذه النتيجة مطابقة لكتلة البايون المقاسة بعد اكتشافه. وهذا ما عزز نظرية تبادل البايونات بين سكان النواة.

ب - خواص القوى النووية:

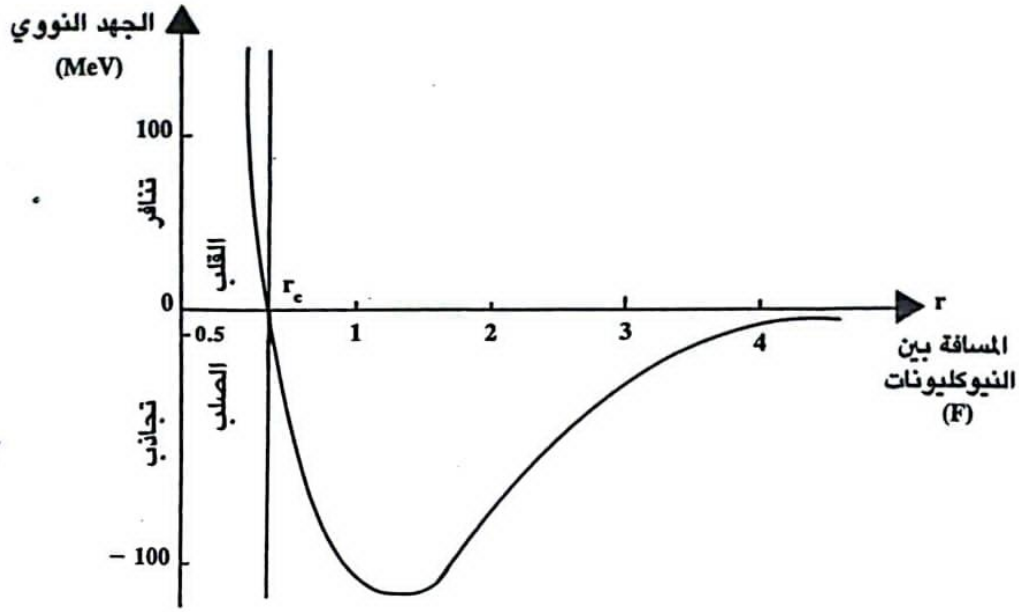
يمكن إيجاز خواص القوى النووية فيما يلي:

1 - القوى النووية هي قوى قصيرة المدى Short Range حيث تعمل في حدود البعد النووي أي حوالي 2 فيرمي ($2 \times 10^{-15} \text{ m}$). تعمل قوة التجاذب النووي بين أزواج النيوكليونات عندما تفصلهما مسافة قدرها حوالي 2 فيرمي بينما وجد من تجارب تشتت (Scattering) النيوكليونات عن بعضها بعضاً أن هناك قلباً صلباً (Hard Core) عندما تفصل النيوكليونات مسافة قدرها حوالي 0.5 فيرمي. عند مسافات أقل من 0.5 فيرمي تنشأ قوة نووية تنافرية تمنع النيوكليونات من الاقتراب من بعضها البعض أقل من هذه المسافة. وهذا يفسر الكثافة النووية المحدودة. إذ أن هذه القوة التنافرية هي المسؤولة عن عدم اقتراب النيوكليونات من بعضها البعض. إلى درجة الاندماج. في الحقيقة ربما يرجع ذلك التأثير إلى وجود شيء مركزي داخل النواة تدور حوله النيوكليونات في نظام شبيه بالنظام الذري (حيث تدور الإلكترونات حول النواة)، وشبيه بالنظام الشمسي حيث تدور كواكب المجموعة الشمسية حول الشمس.. ثم يتتابع هذا النظام الدوار في المجرات وفي الكون جميعاً.. وهذا يبين أن صانع هذه جميعاً هو واحد.. فله الحمد في الأولى والآخرة.

يبين شكل رقم (2-7) الجهد النووي عند مسافات نووية مختلفة - يظهر جلياً تأثير قوى التجاذب النووي بين النيوكليونات عندما يزيد البعد بينها عن نصف فيرمي (0.5.F) بينما تظهر القوى النووية التنافرية (القلب الصلب) عندما يقل هذا البعد عن نصف فيرمي. كما ويبين الشكل أن القوة (الجهد النووي) يبلغ نهاية عظمى (تجاذب) عندما يكون البعد بين النيوكليونات حوالي 1-1.5 فيرمي. ثم يأخذ في الاضمحلال تدريجياً حتى يبلغ الصفر تقريباً عندما يزداد البعد (r) بين النيوكليونات.

2 - لا تعتمد قوة التجاذب النووي بين النيوكليونات على شحناتها الكهربائية. أي أن القوة النووية مستقلة عن الشحنة الكهربائية Charge independent وينتج أن:

$$F_{n-n} = F_{p-p} = F_{n-p} \quad (15-2)$$



(F_N تجاذبية , $r > r_c$)
 (F_N تنافرية , $r < r_c$)

شكل رقم (7-2) الجهد النووي.

أي أن القوة النووية بين زوج نيوترونات F_{n-n} تساوي تلك التي بين زوج البروتونات F_{p-p} تساوي تلك المؤثرة بين بروتون ونيوترون أو بين نيوترون وبروتون F_{n-p} أو F_{p-n} .

3 - التشبع Saturation: يفترض هنا أن النيوكليون يتفاعل مع عدد محدود من النيوكليونات المحيطة به أو المجاورة له داخل النواة وذلك في حدود 2 فيرمي. وهذا راجع إلى التأثير المشترك للقوة النووية التجاذبية بين النيوكليونات وقوة القلب الصلب وقوة التبادل البايوني بين النيوكليونات. وخاصة التشبع هذه تتمتع بها القوة النووية دون غيرها من القوى المعروفة في الطبيعة. ويؤكد خاصية التشبع هذه استقرار الأنوية المحتوية على أربعة نيوكليونات (كنواة الهيليوم-4) بينما فشلت المشاهدات العملية لأي أنوية تتكون من خمسة نيوكليونات كعناصر ${}^5\text{Li}$ أو ${}^5\text{He}$. وإذا وجدت مثل هذه الأنوية فهي غير مستقرة وسريعة الانحلال (انظر النشاط الإشعاعي).

4 - القوة النووية الجذبية أكبر من القوة الكهربائية التنافرية بين البروتونات (وإلا فإن النواة لا يمكنها البقاء مستقرة). ولكن هذه القوة التنافرية تعمل في المدى

البعيد Long range وبالتالي تعمل عند مسافات أكبر من تلك التي تعمل عندها القوة النووية التجاذبية.

5 - التفاعل النووي الجذبي بين النيوكليونات هو تفاعل قوي Strong Interaction وهو أكبر قوة معروفة في الطبيعة. ويبين الجدول رقم (1-2) مقارنة بين القوى الطبيعية المعروفة. حيث نجد أن القوة النووية تساوي مئة مرة قدر القوة الكهربائية بينما تفوق قوة التجاذب بين الكتل بمقدار 10^{40} مرة.

الفصل الثاني

النشاط الإشعاعي والإشعاعات

Radioactivity and radiation

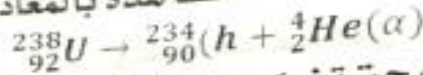
٢-١ مقدمة

تتميز الكثير من النظائر - سواء الطبيعية أو الاصطناعية (أي
المجهزة باستخدام المضاعلات أو المعجلات النووية) - بخاصية
تعرف باسم النشاط الإشعاعي (radioactivity).
والنشاط الإشعاعي عبارة عن (تفكك Decay) تلقائي النواة
النظير مع إصدار جسيمات نووية مثل جسيمات ألفا أو بيتا، قد
يتبعها انطلاق إشعاعات جاما، وتعرف النظائر التي يحدث فيها هذا
التفكك 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.

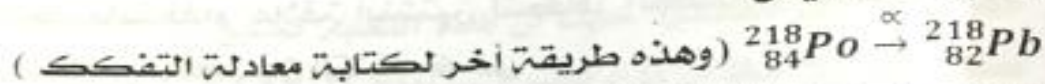
٢-٢ تفكك ألفا α -decay

تتميز أنوية العناصر الثقيلة (الأثقل من الرصاص) بانخفاض
قيمة طاقة الترابط لكل نيوكليون في النواة. لذلك، فإن هذه
الأنوية غير مستقرة، وتتفكك إلى أنوية أخف وأكثر استقراراً.
فعلى سبيل المثال، نجد أن نواة اليورانيوم $^{238}_{92}U$ التي تتكون من ٩٢
بروتونا، ١٤٦ نيوترونا تتفكك إلى نواة الثوريوم $^{234}_{90}Th$ المكونة

من ٩٠١ بروتونا، ١٤٤ نيوترونا ويُنبعث نتيجة هذا التفكك جسيم ألفا 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 استقرارا هي نواة الثوريوم مع إصدار جسيم ألفا. كذلك، نجد أن نواة البولونيوم ${}_{84}^{218}Po$ تتفكك إلى نواة الرصاص ${}_{82}^{214}Pb$ 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) أي يجب أن يتحقق الشرط

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

حيث M_p كتلة النواة الأم، M_d كتلة النواة الوليدة، M_a كتلة جسيم ألفا. ولا يتحقق هذا الشرط إلا لأنوية بعض العناصر الأثقل من الرصاص. أما أنوية 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. فمثلا نجد أن طاقة جسيمات ألفا الصادرة عن نظير

البولونيوم ٢١٠ تتخذ قيمة واحدة هي ٥.٢٠٥ ميغا إلكترون فولت. أما جسيمات ألفا الصادرة عن اليورانيوم ٢٣٨ فتتخذ قيمتين هما ٤.١٩٨ ميغا إلكترون فولت، ٤.١٤٩ ميغا إلكترون فولت. والسبب في ذلك إلى أن نواة الثوريوم ٢٣٤ 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 أينشتين لتكافؤ الكتلة والطاقة، حيث أن الطاقة الناتجة عن التفتك هي

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

وتتوزع هذه الطاقة بين جسيم ألفا والنواة الوليدة بنسب معاكسة لكتلتها وذلك طبقا لقانون بقاء الزخم (حفظ الاندفاع)، أي أن جسيم ألفا يحمل الجزء الأكبر من الطاقة الناتجة عن التفتك في حين تحمل النواة الوليدة جزءا صغيرا جدا من هذه الطاقة.

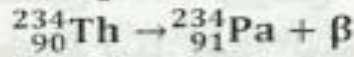
٢-٢ تفتك بيتا β - Decay

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 لكتلة الإلكترون ولكن شحنته موجبة. ويحدث هذا النوع من التفتك للأنوية (المعروف باسم تفتك بيتا) في كثير من النظائر سواء أكانت ثقيلة أم خفيفة.

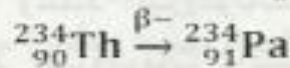
فمن المعروف أنه لكي يكون النظير مستقرا بالنسبة لاصدار جسيمات بيتا يجب أن تكون النسبة بين عدد النيوترونات والبروتونات (أي $\frac{N}{Z}$) لهذا النظير نسبة معينة تتراوح بين 1 بالنسبة للنظائر الخفيفة وتزداد حتى تصل إلى حوالي 1.6 بالنسبة للنظائر الثقيلة. فمثلا يلاحظ أن نواة نظير الكربون 12 ($^{12}_6C$) مستقرة حيث أن نسبة النيوترونات إلى البروتونات فيها هي $1 = \frac{6}{6} = \frac{N}{Z}$ وتعتبر هذه النواة من النوى الخفيفة. أما نواة نظير الكربون 14 ($^{14}_6C$) فهي نواة غير مستقرة حيث أن هذه النسبة تصبح $1.33 = \frac{8}{6} = \frac{N}{Z}$ كذلك، يلاحظ أن نواة نظير السيزيوم 133 ($^{133}_{55}Cs$) مستقرة لأن النسبة تصبح 1.42 في حين أن نواة نظير السيزيوم 137 ($^{137}_{55}Cs$) غير مستقرة لأن النسبة تصبح 1.49. ويوضح شكل (1-2) منحنى الاستقرار بالنسبة لتفكك بيتا. وهذا المنحنى عبارة عن العلاقة بين عدد النيوترونات N وعدد البروتونات للنظائر المستقرة. فإذا كانت النسبة بين عدد البروتونات والنيوترونات للنظير المعين واقعة على منحنى الاستقرار كان النظير مستقرا بالنسبة لتفكك بيتا. وأما إذا خرجت هذه النسبة عن المنحنى فإن النظير يكون نشطا بالنسبة لهذا التفكك.



كذلك. يمكن أن يكون النظير المعين مستقرا بالنسبة لتفكك ألفا ولكنه غير مستقر بالنسبة لتفكك بيتا والعكس صحيح. فمثلا 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 وتكون نواة جديدة هي الثوريوم 226. وعند حساب النسبة N/Z لليورانيوم 238 نجدها: $\frac{144}{90} = 1.60$ أما بالنسبة للثوريوم 226 نجد أن $\frac{144}{90} = 1.587$ نسبة النيوترونات إلى البروتونات خرجت عن منحنى الاستقرار. لذا، نجد أن نواة الثوريوم تصبح غير مستقرة بالنسبة لإصدار جسيم بيتا. ويعبر عن هذا التفكك كالتالي



أو بطريقة أخرى كالتالي :



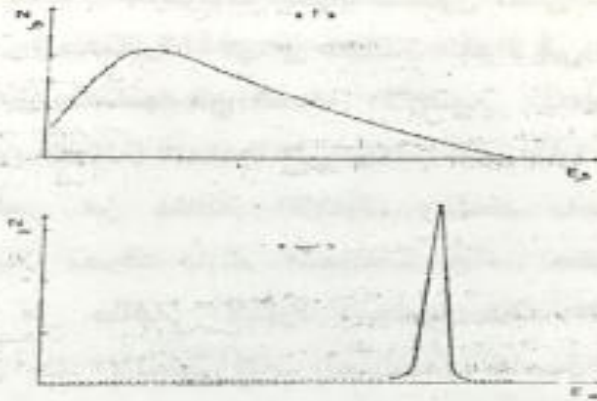
أي أن نواة الثوريوم 226 تفككت إلى نواة بروتكتينيوم 226 مع إصدار (إلكترون). ويلاحظ أنه نتيجة لهذا التفكك زد عدد البروتونات داخل النواة بمقدار بروتون واحد، في حين قل عدد النيوترونات بمقدار نيوترون واحد فتصبح نسبة N/Z في البروتاكتينيوم هي 1.571 ، وهي تحقق الاستقرار بالنسبة لإصدار بيتا.

2 - 4 إشعاعات جاما Gamma radiation

في اغلب الاحيان تكون الانوية الوليدة الناتجة عن تفكك الفا او تفكك بيتا (او الانوية الناتجة عن اية عملية نووية اخرى كالتفاعلات النووية في حالة ماثرة او متهيجة (excited state) ويعني هذا أن طاقة مكونات النواة تكون أعلى من طاقتها في الحالة الأرضية المستقرة). أي أن كتلة النواة في الحالة الماثرة تكون أكبر من كتلتها في الحالة الأرضية (ground state) ثم تنتقل النواة من الحالة الماثرة 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 لتريه من النواة) فينتقل هذا الإلكترون تاركاً الذرة وحاملاً معه قيمة محددة من الطاقة. وتعرف هذه العملية باسم التحول الداخلي (internal conversion) وتتميز الإلكترونات الصادرة عن التحول الداخلي بأنها ذات طاقة محددة (Limited energy) وذلك بخلاف الإلكترونات الناتجة عن تفكك بيتا التي يكون طيفها مستمراً كما هو بالشكل (٢-١٢) .

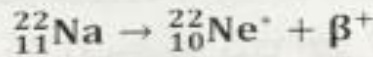
وتجدر الإشارة إلى أن إزالة الإشارة عن طريق إصدار إشعاعات كهرومغناطيسية (إشعاعات جاما) يمكن أن يحدث بانتقال النواة من الحالة الماثرة مباشرة إلى الحالة الأرضية. كذلك، يمكن أن يحدث الانتقال على مراحل كأن تنتقل النواة من الحالة الماثرة إلى

حالة أقل إشارة ثم إلى حالة أقل ... وهكذا، إلى أن تصل النواة للحالة الأرضية فعلى سبيل المثال، فإنه عند حدوث تصكك بيتا لنواة الصوديوم ٢٢ سواء عن طريق التصكك البوزتروني أو عن طريق الأسر الإلكتروني تتكون نواة عنصر جديد هو النيون ٢٢.

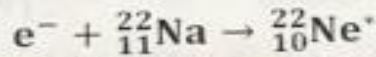


شكل (٢-٤)
 (أ) العلاقة بين عدد حسابات بيتا وطاقاتها
 (ب) العلاقة بين عدد حسابات الفوتون وطاقاتها

أي



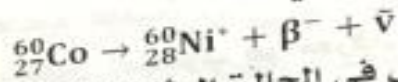
أو



(و العلامة * معناها أن نواة النيون في حالة مثارة)

ويكون النيون ٢٢ في حالة مثارة بطاقة إثارة مقدارها ١.٢٧٥ ميغا إلكترون فولت. ثم ينتقل التيون ٢٢ من الحالة المثارة إلى الحالة الأرضية مع إصدار إشعاع جاما طاقته مساوية الطاقة الإثارة، ويبين

شكل (٢-٢) مخططاً لهذه العملية . ويشكل الكوبالت ٦٠ (شكل ٢٠٢ ب) مثالا للتحويل من الحالة المثارة الى الحالة الأرضية على مراحل . فعند تفكك نواة الكوبالت ٦٠ وإصدار الإلكترون تتحول الى نواة نيكل ٦٠ أي



وتكون نواة النيكل في الحالة المثارة الثانية بطاقة إدارة مقدارها ٢.٥٠٥ ميغا إلكترون فولت. فتنقل نواة النيكل ٦٠ من هذه الحالة الى الحالة المثارة الأولى مباشرة بطاقة إثارة أقل

١ - ٦ - ٢ قانون التفكك الإشعاعي radioactive Decay law

نحرض 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 $(-\lambda dt)$. فإذا كان عدد النويات النشطة التي لم تتفكك بعد هو N فهذا يعني أن احتمال التفكك لكل هذا العدد من النويات خلال الزمن هو $N\lambda dt$. أي أن عدد النويات dN الذي يمكن أن يتفكك خلال هذا الزمن هو

$$dN = -N\lambda dt$$

وتعني الإشارة السالبة أن عدد التويمات N الباقية دون تفكك يقل كلما زاد الزمن. بقائمة طرفي هذه المعادلة الأخيرة على العدد N و أخذ تكامل الطرفين مع اعتبار أن عدد النويات النشطة عند الزمن $t = 0$ هو N_0 نجد أن :

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

حيث $N(t)$ هو عدد النويات النشطة المتبقية دون تفكك حتى اللحظة t ، وتعرف هذه العلاقة بقانون التفكك الإشعاعي. وتعرف λ بثابت التفكك (Decay constant)

٢ - ٦ - ٢ الشدة الإشعاعية للعينة

في معظم الأحيان يكون المطلوب هو معرفة عدد النويات التي تتفكك في الثانية، وليس عدد النويات المتبقية دون تفكك و المحددة بالعلاقة (١٠-٢). ويعرف عدد القوى التي تتفكك في الثانية الواحدة من أي عينة مشعة باسم الشدة الإشعاعية لهذه العينة (Activity of a Samples)، ويسهل تحديد هذه الشدة وذلك بتفاضل المعادلة (١٠ - ٢) بالنسبة للزمن، أي أن:

$$(11 - 2) \dots \dots \dots A(t) = \frac{dN(t)}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N(t)$$

وتعرف $A_0 = \lambda N_0$ بالشدة إشعاعية عند اللحظة $t=0$ ، لذا نجد أن

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

٢ - ٦ - ٢ عمر النصف ومتوسط العمر - half - life and mean - life

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

بالرمز $t_{1/2}$ - لهذا فإنه بوضع $N(t) = \frac{N_0}{2}$ ، $t = t_{1/2}$ في العلاقة (٩-٢) نجد أن $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}$ أي أن

$$(13 - 2) \dots \dots \dots t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

وحيث أن وحدة الزمن هي الثانية فإن وحدة قياس ثابت التفكك λ هي ثانية⁻¹

أما متوسط العمر العينة مشعة والذي يرمز له عادة بالرمز t (توا) فهو عبارة عن مجموع أعمار جميع الأنوية في العينة مقسوما على عددها ويسهل تحديده باستخدام العلاقة (٩-٢) الخالتي:

$$(14 - 2) \dots \dots \dots t = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} dN(t) \cdot t = \frac{1}{\lambda} = \frac{t_{1/2}}{0.693}$$

وهكذا نجد أن كلا من λ ، $t_{1/2}$ مرتبطة ببعضها بعلاقات بسيطة. ومعرفة أحدها يحدد باقيها

٤ - ٦ - ٢ تحديد ثابت التفكك λ و عمر النصف $t_{1/2}$ عمليا

يمكن تحديد ثابت التفكك λ للعديد من النظائر المشعة باستخدام القانون (١٢-٥) والذي يمكن كتابته في الشكل التالي

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

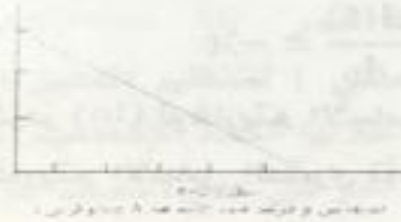
حيث يمثل الرمز (ln) لوغاريتم الأساس الطبيعي (e-2.71) وعند استخدام لوغاريتم الأساس العشري تأخذ العلاقة الأخيرة الشكل التالي:

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

وذلك لأن لوغاريتم أي عدد للأساس العشري - ٠.٤٣٤٣ لوغاريتم العدد نفسه للأساس الطبيعي، أي أن:

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

وهكذا ، فإنه عند قياس الشدة الإشعاعية للعيننة كدالة من الزمن ورسم العلاقة بين $\log A(t)$ و الزمن ، فإننا نحصل على خط مستقيم حاله مبين في شكل (٦-٢) يبلغ ميله $S = -0.4343\lambda$ وبمقارنة الميل المحدد تجريبيا مع هذه القيمة الأخيرة فيمكن تحديد قيمة ثابت التفكك . وبحرقته قايته التفكك λ وبمعرفة ثابت التفكك يسهل إيجاد قيمة عمر النصف $t_{1/2}$ أو متوسط العمر t لهذه العيننة باستخدام العلاقات (١٣-٢) و (١٤-٢). ولقياس ثابت التفكك λ لعيننة ما توضع هذه العيننة على مسافة مناسبة من عداد الاشعاعات (الجهاز المستخدم للتسجيل عدد الاشعاعات) ويتم قياس معدل العد (counting rate) خلال فترات زمنية متساوية ويجب ملاحظة أن معدل العد R هو عبارة عن عدد الجسيمات المسجلة في وحدة الزمن) يتناسب مع الشدة الإشعاعية للعيننة طالما أن وضع العيننة بالنسبة للعداد لم يتغير طوال فترة إجراء التجربة



أي أن $R(t)/R_0 = A(t)/A_0$ ولسهولة تحديد λ يستخدم ورق راسم بياني نصف لوغاريتمي حتى يستغنى عن استخراج قيمة اللوغاريتم في كل مرة. ولتحديد الميل نقسم عدد الدورات

اللوغاريتمية على الزمن المقابل. ويمكن كذلك تحديد
 باستخدام العلاقة (١٥-٢) مباشرة، حيث ان

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

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

وتجدر الإشارة إلى أنه يمكن تحديد عمر النصف مباشرة وذلك من
 العلاقة (١٢-٢). فعند قياس معدل العد $R(t)$ حيث $[R(t) \propto A(t)]$
 والزمن نحصل على منحنى كالمبين في شكل (٥-٢)، ومنه يمكن
 تحديد عمر النصف $t_{1/2}$ مباشرة حيث إنه عبارة عن الزمن الذي
 تنخفض خلاله شدة العينة إلى النصف ويلاحظ أنه خلال فترتي
 عمر نصف تصبح شدة العينة $\left(\frac{1}{2}\right)^2 = \left(\frac{1}{4}\right)$ من الشدة الأصلية.

وخلال ٧ فترات عمر نصف تصبح شدة العينة $\left(\frac{1}{2}\right)^7 = \left(\frac{1}{128}\right)$ من
 الشدة الأصلية وخلال عشر فترات تصبح الشدة $\left(\frac{1}{2}\right)^{10} = \left(\frac{1}{1024}\right)$
 أي أقل من ٠.١% من شدتها الأصلية. وهكذا فإنه بمرور الوقت نقل
 شدة العينة وتصبح قيمة مهملة بالنسبة للشدة الأصلية ولكنها

لا تصل إلى الصفر

وتجدر الإشارة إلى أنه يمكن تحديد ثابت التفكك λ أو عمر
 التحف $t_{1/2}$ بهذه الطريقة بالنسبة للنظائر التي يتراوح عمرها
 النصفى بين عدة ثواني وعدة سنوات. أما بالنسبة للنظائر التي يبلغ
 عمرها النصفى قيما عالية (ماليورانيوم ٢٢٨ مثلا والذي يبلغ عمره

النصفي 2.468×10^4 سنة) فإنه لا يمكن تحديد أعمارها النصفية أو ثابت التفكك لها بهذه الطريقة حيث أن الانخفاض في الشدة الإشعاعية لها لا يكون محسوسا خلال زمن التجربة حتى ولو استمر هذا الزمن عشرات السنين. لذا، فإنه لتحديد ثابت التفكك للنظائر ذات العمر النصفي الطويل فإنه يجب معرفة عدد النويات النشطة الموجودة في العينة في لحظة معينة. ولما كان:

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N = A = \frac{R}{C}$$



حيث C عبارة عن ثابت يحدد نسبة عدد الجسيمات التي يسجلها العداد إلى عدد جميع الجسيمات الصادرة من العينة، فإنه بمعرفة معدل العد R و الثابت C و عدد النويات النشطة في العينة N يمكن تحديد ثابت التفكك λ وبالتالي حساب عمر النصف للنظير المعين أما بالنسبة للنظائر ذات العمر النصفي الصغير فتستخدم طرق أخرى لتحديد أعمارهم النصفية.

٥ - ٦ - ٢ تحديد العمر النصفي للنظائر المختلطة

يحدث أحيانا أن تكون العينة غير نقية وتحتوي على خليط من بعض النظائر المساحة المختلفة. فإذا كان الخليط مكونا من عدد محدود من النظائر المشعة اثنين أو ثلاثة على الأكثر) واختلقت الأعمار النصفية لذن النظائر أختلافا ملموسا فإنه يمكن تحديد العمر النصفي لكل نظير من المخلوط حتى عندما تكون الجسيمات الصادرة من النظائر المختلفة من النوع نفسه .

ولإجراء ذلك، يجب قياس معدل العد $R(t)$ للعينة الدالة من الزمن ورسم العلاقة بين $\log R$ و الزمن t . ولغرض الإيضاح نترض أن

العينة تحتوي على خليط

من نظيرين فقط، وأن

المنحنى المستمر a على

الشكل (٦-٢) يحدد

العلاقة بين $\log R$ و t



ويلاحظ أن الجزء الأيمن من هذا المنحنى يمثل خطا مستقيما وهو بمثابة خط التفكك بالنسبة للنظير ذي العمر النصفي الأكبر، حيث أن النظير الأخر أسرع تفككا لصغر عمره النصفي. وعند مد الجزء المستقيم من المنحنى a إلى اليسار نحصل على المستقيم b الذي يمثل المكافئ بالنسبة للنظير الأطول عمرا، وبطرح المستقيم b من المنحنى a نحصل على مستقيم آخر هو c الذي يعتبر بمثابة خط التفكك للنظير الأقصر عمرا، ويتحدد الميل لكل من هذين المستقيمين يمكن تحديد ثابت التفكك λ_1, λ_2 لكل نظير على حده .

تفاعل الإشعاعات المتبادل مع المادة Interaction of radiation with matter

٣-١ مقدمة

يتعرض هذا الفصل للتعرف علي التفاعل المتبادل بين الإشعاعات والمادة والمقصود بكلمة الإشعاعات هنا في جميع أنواع الإشعاعات كالجسيمات المشحونة الثقيلة (جسيمات ألفا والنيوترونات والبروتونات)، والجسيمات المشحونة الخفيفة كالإلكترونات والبوزيترونات، وإشعاعات جاما والأشعة السينية، والنيوترونات. ولا يتعرض هذا الفصل للتفاعلات النووية التي قد تحدثها الإشعاعات في المادة ولكنه يقتصر على دراسة الأثر الجهري (الماكروسكوبي) المتبادل بين الإشعاعات والمادة مثل امتصاص الإشعاعات في المادة أو اختراقها لها. ونظرا لاختلاف هذه التأثير باختلاف نوع الإشعاعات و اختلاف طقتها فسوف يدرس التأثير كل نوع على حدة.

٣-٢ التفاعل المتبادل بين الجسيمات المشحونة والمادة Interaction of heavy charged particles with matter

٣-٢-١ انتقال الطاقة بين الجسيمات للمادة Energy transfer

عند سقوط الجسيمات المشحونة الثقيلة، كجسيمات ألفا والنيوترونات والبروتونات وغيرها، على المادة تنتقل طاقة هذه الجسيمات إلي المادة بالتدريج إلي أن تتوقف الجسيمات الساقطة. ويتم هذا الانتقال أساسا عن طريق التصادمات اللامرنية inelastic

(Collisions) مع الكتلونات ذرات المادة التي تمر خلالها الجسيمات. وينتج عن هذه العلامات بين الجهات المشحونة الساقطة والالكترولونات اشارة لهذه الذرات (اي انتقال احد الكترولونات الذرة من مدار إلى مدار آخر ذي طاقة أعطى) أو تأينها (اي انفصال إلكتروني عن ذرته تماما) وهذا يحدث تأين ابتدائي لذرات المادة و هو ذلك التأين الناتج عن الجسيمات الثقيلة ذاتها. ويمثل هذا التأين الأبتدائي حوالي ٣٠ ٪ من إجمالي التأين الناتج عن توقف الجسيم المشحون في المادة. وأما النسبة الباقية وفي حوالي ٧٠ ٪ من إجمالي التأين فتعرف بالتأين الثانوي وهو ناتج عن الكترولونات التأين الأبتدائي التي تنطلق بسرعات عالية نسبيا. فتؤدي بدورها إلى تأمين المادة ، وتسمى الإلكترولونات الثانوية باسم إلكترولونات دلتا (δ -electrons) .

وهكذا. تفقد الجهات المشحونة التيلة طاقتها بالتدريج مع تغلقها داخل المدة وتغل بالتالي سرعتها الى أن تصبح قريبة من سرعة الكترولونات المدار K لذرة الجسيم الساقط. فيحدث عندئذ تبادل بين الإلكترولونات المدارية لذرات لمادة والكترولونات التلين الناتجة عن الجسم الساقط. وقد يصل عدد هذه التبادلات إلى ١٠ مرة قبل أن يتحول الجسيم الساقط إلى ذرة متعادلة. وهكذا، يتكون نتيجة لتأين الذرة الواحدة زوج إلكتروني - أيوني. ويمكن قياس العدد الكلي \square للأزواج الإلكترولونية - الأيونية الناتجة عن كل من التأين الأبتدائي والثانوي، وذلك باستخدام الطرق التجريبية المختلفة. وبمعرفة كل من طاقة الجسيمات

المشحونة الساقطة E والعدد n فإنه يمكن حساب القيمة المتوسطة \bar{W} و الطاقة اللازمة لتكوين زوج الكتروني - أيوني واحد من العلاقة التالية

$$\bar{W} = \frac{E}{n} \dots \dots \dots (1 - 3)$$

ولقد وجد أن قيمة \bar{W} اللازمة لتكوين زوج واحد لا تعتمد إلا على نوع المادة ولكنها لا تعتمد على طاقة الجسيمات الساقطة أو على طبيعة هذه الجسيمات. كما وجد أن قيمة \bar{W} تكون صغيرة جدا فهي تساوي ٢٥ إلكترون فولت بالنسبة للهواء في الظروف العيانية ، وهذا يعني أن الجسيمات الساقطة تتعرض لعدد كبير للغاية من التصادمات قبل أن تتوقف. وعند فقد هذه الكمية الصغيرة من الطاقة في كل تصادم فإن الجسيمات الساقطة لا تغير اتجاه مسارها. وهذا هو السبب في أن أثر (the track) الجسيمات المشحونة الثقيلة في المادة يكون عبارة عن خط مستقيم. كذلك، يلاحظ أن طول الأثر للجسيمات المشحونة الثقيلة يعتمد على طاقة هذه الجسيمات ونوعها ونوع المادة، وبالنسبة للنوع نفسه من الجسيمات و المادة تكون أطوال أثار الجسيمات المشحونة الثقيلة واحدة تقريبا طالما كانت طاقاتها واحدة.

وتجدر الإشارة إلى أن الجسيمات المشحونة الساقطة تتفاعل مع نوى المادة التي تمر خلالها. إلا أن هذا التفاعل يعتبر مهملًا كوسيلة من وسائل فقد الطاقة حيث أن احتمال التصادم مع النوى أقل بكثير جدا من احتمال التصادم مع الإلكترونات.

٢ - ٢ - ٣ مدى الجسيمات المشحونة الثقيلة

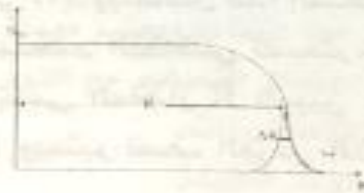
Range of heavy charged particles
المدى الجسيم المشحون في مادة ما هو عبارة عن طول المسافة المستقيمة التي يقطعها الجسيم في اتجاه سقوطه. في هذه المادة. ولما كان أثر الجسيم الثقيل عبارة عن خط مستقيم فإن مدى الجسيم الثقيل هو نفسه عبارة عن أثر هذا الجسم في المادة. وقد ذكر في البند السابق أن طول الأثر للجسيمات المعينة يكون واحدا تقريبا طالما كانت طاقتها الابتدائية واحدة، ولكن يجب ملاحظة أن تصادم الجسيم الساقط مع الألكترونات عملية إحصائية بحتة. فقد تختلف المسافة بين التصادمات، وبالتالي، يختلف طول الأثر باختلاف طفيف، مما يؤدي إلى حدوث اختلاف طفيف في المدى للجسيمات من القرع نفسه وذوي الطاقة الواحدة، ويعرف هذا الاختلاف أو التراوح في مدى الجسيمات ذات الطاقة الواحدة بالتبعثر في المدى (straggling)

و عند قياس مدى جسيمات ألفا في الهواء (وذلك بقياس عدد جسيمات ألفا التي تسجل عند مسافات مختلفة من مصدر هذه الجسيمات، شريطة أن تكون جسيمات ألفا الخارجة من المصدر في شكل حزمة ضيقة ومتوازية)، تكون الصورة كالمبينة في شكل (١-٢) بالمنحني (أ). وبتفاضل هذا المنحني ينتج منحنى جديد (ب) يعرف باسم المنحنى التفاضلي للتبعثر، وهو يوضح طبيعة التبعثر في المدى. ويسمى المقدار \bar{R} المبين بالشكل بالمدى المتوسط (mean range). ويعتبر نصف العرض ΔR للمنحنى ب، الذي يقاس

عند $\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_1}$ من أقصى ارتفاع لهذا المنحنى وسيطاً مهماً القياس قيمة التبعر. فكلما زاد ΔR كان التبعر في المدى كبيراً والعكس صحيح.

ولقياس مدى الجسيمات الثقيلة في الغازات أو الأجسام الصلبة فإنه يفضل تثبيت كل من المصدر والكاشف على مسافة مناسبة في حيز مفرغ من الهواء الجوي ثم يتم إدخال الغاز المعين بضغط مختلف، ويحسب عدد الجسيمات التي تسجل في الكشف عند كل ضغط، ويزاد الضغط حتى يتوقف الكشف عن تسجيل الجسيمات. وترسم العلاقة بين معدل العد وضغط الغاز فنحصل على منحنى مشابه للمنحنى (أ). ثم تحول الضغوط المختلفة عند مسافة ثابتة

إلى مسافات مختلفة عند ضغط ثابت مساو للظروف الطبيعية، فنحصل على علاقة بين معدل العد N والمسافة R عالمية في شكل (١-٣). والسبب في اتباع ذلك الأسلوب هو المحافظة على قيمة زاوية رؤية الكشف المصدر ثابتة. أما بالنسبة للمواد الصلبة فيقاس المدى بعد تثبيت كل من المصدر والكاشف في حيز مفرغ ثم يوضع سمك صغير من المادة أولاً ويزداد السمك بالتدريج إلى أن يتوقف الكاشف تماماً عن العد. ثم يرسم العلاقة بين معدل العد والسمك المقابل للمادة.



شكل (١-٣) العلاقة بين معدل العد والمسافة

٣-٢-٣ التأيين النوعي وقدرة الايقاف

The specific ionization and the stopping power

يعرف التأيين النوعي ؟ على انه عدد الأزواج الالكترونية
الايونية المتكوثة خلال ملليمتر واحد من الأثر في الهواء الجوي
عند درجة حرارة ١٥ مئوية وضغط مساو ٧٦٠ مم زئبق، وتصل قيمة S
بالنسبة لجسيمات ألفا عدة الاف زوج لكل ملليمتر من الأثر، وذلك
عندما تكون طاقة جسيمات ألفا في حدود عدة ميغا إلكترون
فولت

وعند رسم العلاقة بين الدين النوعي S لجسيم واحد من
جسيمات ألفا وبين المسافة من مصدر هذا الجسيم تحصل على
علاقة كالمبينة في شكل (٣-٢). ويبين هذا الشكل أن الدين
النوعي يكون صغيرا عندما يكون جسيم ألفا في بداية الشرائي
عندما تكون طاقته ما زالت كبيرة، ويزداد التأيين النوعي بالتدرج
الى أن يصل الى أقصى قيمة له عندما يصبح جسيم ألفا في نهاية
الشراي عندما تصبح طاقته ص غيرة جدا ويرجع السبب في ذلك
الى أن زمن تعرض الكترولونات ذرات المادة للمجال الكهربي للجسيم
يصبح طويلا نبيا عندما تنخفض سرعة هذا اي عندما تقل طاقته
وزيادة زمن التعرض يؤدي بالتالي الي زيادة احتمال التأيين.

و عند رسم العلاقة بين التأيين النوعي S وبين المسافة من
المصدر بالنسبة لحزمة متوازية من جسيمات ألفا تحصل على منحنى
كالمبين في الشكل (٣-٢). وهذا المنحنى يختلف اختلافا طفيفا
عن سابقه عند نهاية الأثر، ويرجع السبب في هذا الاختلاف الى

التبعثر . ويعرف هذا المنحنى الأخير بمنحنى براغ (Bragg curve) للتأين النوعي .

قدرة الايقاف $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ stopping power

هي عبارة عن معدل فقد الجسيم المعين ذي الطاقة المعينة لطاقته داخل المادة. و الإشارة السالبة تعني فقد الطاقة كلما زادت المسافة. وترتبط قدرة الايقاف بالتأين النوعي بالعلاقة التالية:

$$(2 - 3) \dots \dots \dots -\frac{dE}{dx} = \bar{w}s$$

حيث \bar{w} هي القيمة المتوسطة للطاقة اللازمة للتكوين زوج الكتروني - ايوني. ومن هذه العلاقة الاخيرة يمكن تعريف قدرة الايقاف على أنها كمية الطاقة التي يفقدها الجسيم في ملليمتر واحد من الأثر ولما كانت S تعتمد على طاقة الجسيم ونوعه \bar{w} تعتمد على نوع المادة فإن قدرة الايقاف تعتمد على كل من نوع الجسيم وطاقته ونوع المادة .

ولقد تمكن هانز بيثي (H. Bethe) من اشتقاق العلاقة

النظرية لقدرة الايقاف المتوسطة لكل ا سم من المادة، وهي

$$(3 - 3) \dots \dots \dots \left(-\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} ZN \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{1} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

حيث z ، v ، هي شحنة وسرعة الجسيم الساقط m_0 هي كتلة الإلكترون عند السكون، N هو عدد ذرات المادة لكل سم² ، Z هو العدد الذري للمادة A هو متوسط كمون التأين لذرات هذه

المادة و في سرعة الصوت في الفراغ. فاذا كانت علاقة الجاليات الثقيلة الساقطة صغيرة (أي تزداد عنده عشرات من الميغا إلكترون فولت) تكون سرعتها صغيرة بالنسبة لسرعة الضوء، وبالتالي يمكن اعتبار أن $\frac{v}{c} \ll 1$ صغر عندئذ تعطى قدرة الايقاف المتوسطة بالعلاقة

$$(4-3) \dots \left(-\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \ln \frac{2m_0 v}{1}$$

$$= \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB$$

حيث

$$B = Z \ln \frac{2m_0 v}{1}$$

وتجدر الإشارة إلى أن العلاقتين (٢-٢)، (٢-٣) لا تصلحان للاستخدام عند الطاقات الصغيرة جداً حيث يحدث تبادل الإلكترونات بين المادة والجسيم. كذلك، فإن قيمة B الواردة في المعاقين يجب تعديدها تجريبياً.

وفي الأعراف العلمية يفضل اتخاذ قيمة فيزيائية أخرى تعرف باسم قدرة الايقاف النسبية (Relative Stopping Power RSP)، وقدرة الايقاف النسبية للمادة هي

مدي الجسيمات في الهواء

(RSP) قدرة / ايقاف النسبية للمادة - مدي الجسيمات في المادة

3-3 التفاعل المتبادل بين الإلكترونات والمادة Interaction of electrons with matter

3-3-1 انتقال الطاقة من الإلكترون للمادة

عندما تكون طاقة الإلكترونات الساقطة (أقل من $\frac{1}{2}$ ميغا إلكترون فولت) تفقد هذه الإلكترونات طاقتها عن طريق إثارة الإلكترونات المدارية لذرات المادة أو تأيين هذه الذرات بنفس أسلوب انتقال الطاقة من الجسم الثقيل إلى المادة. وتبلغ نسبة التأين الابتدائي في حالة الإلكترونات حوالي 20 % والباقي ناتج عن التأين الثانوي. ونظرا لأن كتلة الإلكترون صغيرة للغاية بالنسبة لكتلة الجسم الثقيل تكون سرعة الإلكترونات كبيرة للغاية بالمقارنة بسرعة الجسم الثقيل الذي يكون له نفس الطاقة. وهذا يعني أن زمن بقاء الإلكترون بالقرب من ذرة معينة من ذرات المادة يكون صغيرا للغاية، مما يؤدي إلى انخفاض التأين النوعي S . فإذا كان التأين النوعي لجسيمات ألفا يبلغ عدة آلاف في بداية الأثر ويتضاعف عند نهايته، فيلاحظ أن التأين النوعي للإلكترونات لا يتعدى 10 في بداية الأثر ويصل إلى حوالي المائة عند نهايته.

وطبقا لقوانين بقاء الطاقة والزخم (حفظ الطاقة والزخم) فإنه عند تصادم الجسم الثقيل مع إلكترون المادة تنتقل نسبة ضئيلة جدا من طاقة الجسم إلى الإلكترون لا تتجاوز $4m_0 / M$ ، حيث M كتلة الجسم الثقيل. أما عند تصادم الإلكترون الساقط مع إلكترون المادة فيمكن أن تصل قيمة الطاقة المنتقلة من الإلكترون الساقط إلى إلكترون المادة نصف طاقة الإلكترون الساقط في التصادم الواحد. أي أنه في حالة الإلكترونات هناك احتمال لانتقال كمية كبيرة من طاقة الإلكترون الساقط في التصادم الواحد إلى أحد الإلكترونات المدارية. ويؤدي هذا إلى زيادة التبعثر في حالة الإلكترونات، بحيث يكون، عادة، أكبر بكثير من التبعثر في حالة الجسيمات الثقيلة. وبالإضافة إلى ذلك فإنه نظرا لصغر كتلة الإلكترون فإن التصادمات بين الإلكترون الساقط وإلكترونات ونوى المادة قد تؤدي إلى انكسار مسار الإلكترون الساقط. لذا يكون أثر الإلكترون الساقط في المادة عادة عبارة عن خط منكسر.

وعند زيادة طاقة الإلكترونات الساقطة فإنه بالإضافة إلى فقد الطاقة عن طريق التصادمات غير المرنة (إثارة وتأيين ذرات المادة)

يمكن أن تفقد الإلكترونات الساقطة طاقتها في صورة إشعاعات تعرف باسم إشعاعات الانكباح (bremsstrahlung radiation). وتقوم العملية الأخيرة (أي فقد الطاقة بالإشعاع) بالدور الأساسي في فقد طاقة الإلكترونات الساقطة كلما زادت طاقة هذه الإلكترونات .

وتفقد البوزيترونات طاقتها بالأسلوب نفسه. إلا أنه يوجد فرق جوهري بين البوزيترونات والإلكترونات عند نهاية الأثر. فيعد أن يفقد البوزيترون طاقته عند نهاية الأثر فإنه عند اصطدامه بالإلكترون يفنيان معا (الإلكترون والبوزيترون) مكونين بذلك فوتونين من فوتونات جاما، وهي الظاهرة المعروفة بتلاشي المادة والمادة المضادة عند تلاقيهما (annihilation) .

3-3-2 فقد الطاقة بالتصادمات غير المرنة

Energy loss by inelastic collision

لا تختلف نظريات انتقال الطاقة في حالة الإلكترونات عن طريق التصادمات غير المرنة (الإثارة والتأين) عن مثيلاتها بالنسبة للجسيمات المشحونة الثقيلة. ويمكن الحصول على القيمة النظرية لقدرة الإيقاف للإلكترونات عندما تكون طاقتها صغيرة ($E < m_0 c^2$) بالمقارنة بطاقة السكون لها، وذلك من العلاقة التالية:

$$(- dE/dx) = (4\pi e^4 / m_0 v^2) N Z [\ln (m_0 v^2 / 2 I) + 0.15] \quad (3-9)$$

أما إذا كانت طاقة الإلكترونات كبيرة ($E > m_0 c^2$) تكون القيمة النظرية لقدرة الإيقاف هي:

$$(- dE/ dx) = (2\pi e^4 / m_0 c^2) N Z [\ln (m_0 c^2 / 2 I) + 0.15] \quad (3-10)$$

Energy loss by radiation

3-3-3 فقد الطاقة بالإشعاع

طبقاً لقوانين الكهروديناميكا، فإنه عند تعجيل (تسريع) جسيم مشحون فإن هذا الجسيم يصدر إشعاعات كهرومغناطيسية تتناسب شدتها مع مربع العجلة (التسارع). وعند مرور إلكترون بالقرب من نواة

شحنتها Z فإن مساره ينحرف. وهذا الانحراف هو بمثابة التّعجيل. وينتج عن هذا التّعجيل إشعاعات كهرومغناطيسية تعرف باسم إشعاعات الانكباح، تؤدي إلى فقد الإلكترون لجزء من طاقته. ولا يحدث هذا الفقد للطاقة على نواة الذرة فحسب، وإنما يحدث كذلك على الإلكترونات المدارية للذرة. وظيف إشعاعات الانكباح طيف مستمر، وهي تصاحب تفكك بيتا كما تصدر عن جميع أنابيب الأشعة السينية عند فقد الإلكترونات لطاقتها على مادة المصعد (الأنود).

ولحساب الطاقة التي يفقدها إلكترون في شكل إشعاع انكباح على وحدة الطول من المسار داخل المادة تستخدم العلاقة التالية:

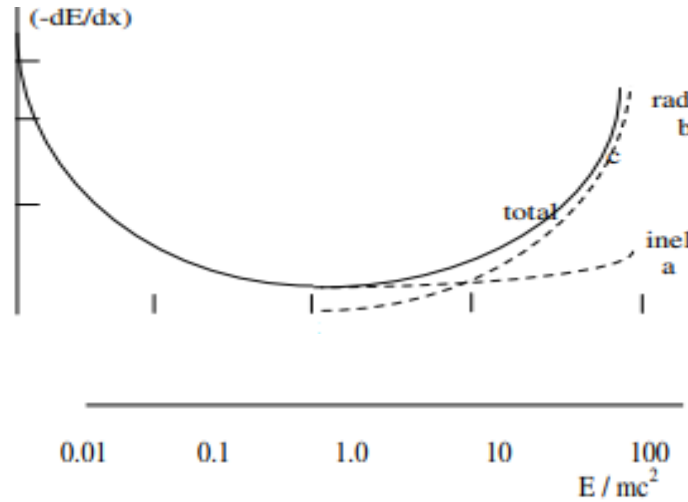
$$(-dE/dx)_{rad} = [4Z(Z+1)e^4 NE / 137 m_0^2 C^2] (\ln 183Z^{1/2} + 0.125) \quad (3-11)$$

وهذه العلاقة التي تمثل قدرة الإيقاف عن طريق الإشعاع صالحة مادامت طاقة الإلكترونات كبيرة، أي ($E \gg m_0 c^2$). أما إذا كانت طاقة الإلكترونات صغيرة فإنه يمكن إهمال فقد الطاقة عن طريق الإشعاع.

وهكذا فإن قدرة الإيقاف الكلية بالنسبة للإلكترونات هي:

$$(-dE/dx)_{tot} = (-dE/dx)_{inel} + (-dE/dx)_{rad} \quad (3-12)$$

ويوضح شكل (3-4) كيفية تغير قدرة الإيقاف عن طريق التصادمات غير المرنة $(-dE/dx)_{inel}$ وعن طريق الإشعاع $(-dE/dx)_{rad}$ وكذلك القدرة الكلية $(-dE/dx)_{tot}$ كدالة من طاقة الإلكترونات الساقطة،



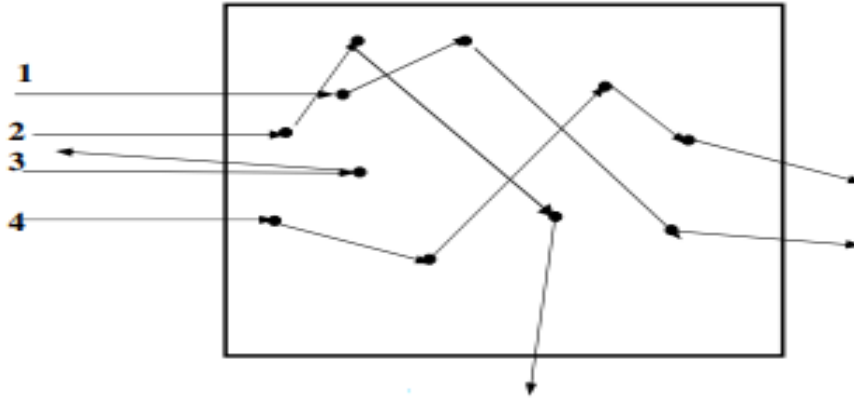
شكل (3-4)

تغير قدرة الإيقاف كدالة من طاقة الإلكترونات الساقطة

حيث يمثل المحور الأفقي نسبة طاقة الإلكترونات الساقطة E إلى طاقة السكون للإلكترون $m_0 c^2$ ، ويمثل المنحنى a قدرة الإيقاف بالتصادمات غير المرنة والمنحنى b قدرة الإيقاف بالإشعاع أما منحنى c المستمر فيمثل القدرة الكلية للإيقاف.

3-3-4 امتصاص الإلكترونات Absorption of electrons

لاحظنا أن سلوك الإلكترونات عندما تسقط على المادة يختلف اختلافا كبيرا عن سلوك الجسيمات الثقيلة. وتتمثل بعض نواحي هذا الاختلاف في أن أثر الإلكترون في المادة لا يكون على شكل خط مستقيم كما هو الحال بالنسبة للجسيمات الثقيلة ولكن يكون في صورة كالمبينه بشكل (3-5)، بالإضافة إلى ذلك فإن طول أثر الإلكترون يختلف كلياً عن مده (فالمدى عبارة عن المسافة المستقيمة التي يقطعها الجسيم في اتجاه سقوطه حتى يتوقف). لذا، فإن مفهوم المدى بالنسبة للإلكترون معين غير وارد.



شكل (3-5) أثر الإلكترونات في المادة

وهكذا فإنه عند سقوط حزمة متوازية من الإلكترونات ذات طاقة واحدة على مادة ما (تسمى بالمادة الماصة (absorber)، وإذا كان سمك هذه المادة غير كاف لامتصاص هذه الإلكترونات، فإن الإلكترونات تخرج من الجانب الآخر للمادة بطاقات مختلفة اختلافا كبيرا. أي أن التبعثر الناتج في طاقات الإلكترونات يكون كبيرا للغاية بمقارنته بنظيره في حالة الجسيمات الثقيلة. وعموماً يزداد التبعثر بزيادة سمك المادة الممتصة. بالإضافة إلى ذلك يمكن أن تكون زاوية التشتت الناتجة عن التصادم كبيرة بحيث يرتد الإلكترون إلى الخلف (الإلكترون رقم 3 في شكل 3-5). وتعرف هذه الظاهرة الأخيرة بالتشتت الارتدادي أو التشتت للخلف (back scattering). ويمكن أن يؤدي هذا التشتت الارتدادي إلى زيادة الشدة الإشعاعية المقاسة لمصادر بيتا عن الشدة الفعلية، وذلك عند وجود أجسام سميكة بالقرب من المصدر. لذا، يجب تقدير قيمة التشتت الارتدادي بعناية عند تحديد القيمة الحقيقية لشدة المصدر.

قانون الامتصاص

لما كانت أطياف بيتا الصادرة عن جميع النظائر المشعة هي أطياف مستمرة، ونظراً لما يحدث من تشتت للإلكترونات في المادة فإنه ينتج عن هذين العاملين حدوث امتصاص لهذه الجسيمات داخل المادة بطريقة أسية. ولقد وجد عملياً أن قانون الامتصاص لجسيمات بيتا يمكن كتابته بالتقريب المناسب في الصورة الآتية:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (3-13)$$

حيث: N_0 هو عدد جسيمات بيتا المساقطة و N هو عدد الجسيمات بعد اختراق سمك من المادة الماصة مقداره x أما μ فيعرف بمعامل الامتصاص الخطي (linear absorption coefficient)، وهو يعتمد أساساً على نوع المادة الماصة ويزيد بزيادة عددها الذري ووحدته سم⁻¹.

وعند قسمة معامل الامتصاص الخطي μ على كثافة المادة ρ الماصة نحصل على معامل جديد μ_m يعرف باسم معامل الامتصاص الكتلي (mass absorption coefficient)، أي أن:

$$\mu_m = \mu / \rho$$

ووحدة قياس معامل الامتصاص الكتلي هي سم²/جرام، وهذا المعامل الأخير يختلف اختلافا طفيفا باختلاف النسبة Z/A للمادة الماصة. وعند استخدام معامل الامتصاص الكتلي في المعادلة (3-13) يجب التعبير عن السمك x بوحدة جديدة x_m تعبر عن السمك الكتلي وهي وحدة (جرام/سم²) بدلا من السنتيمتر، أي أن:

$$x_m = x \rho$$

ولذلك، يلزم أن تكون وحدة $x \rho$ في هذه الحالة سم²/جم

السمك النصفى $x_{1/2}$ The half-thickness

يستخدم مصطلح السمك النصفى $x_{1/2}$ (the half-thickness) أو طبقة السمك النصفى (The half value layer HVL) استخداما واسعا عند حساب امتصاص الإلكترونات. والسمك النصفى عبارة عن السمك المعين من المادة الذي يحدث خلاله امتصاص نصف عدد الجسيمات الساقطة ويخترق النصف الآخر، أي أنه ذلك السمك الذي يؤدي إلى خفض الشدة الإشعاعية أو عدد الجسيمات التي تخترقه إلى النصف، أي أن:

$$N = \frac{1}{2} N_0$$

وباستخدام العلاقة (3-13) نجد أن:

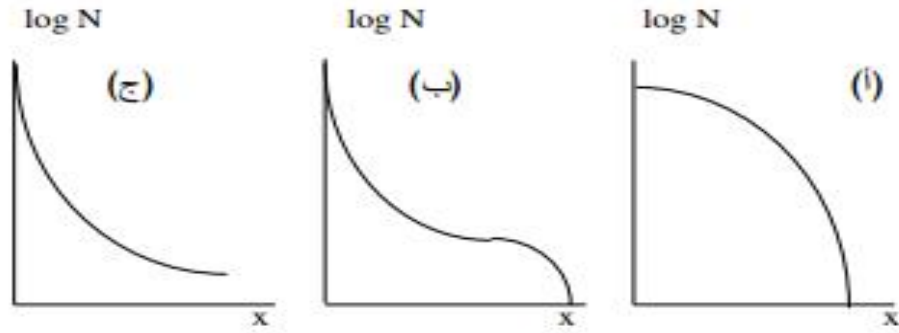
$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu = 0.693 / \mu \quad (\text{cm}) \quad (3-15)$$

$$x_{m1/2} = \ln 2 / \mu_m = 0.693 \rho / \mu \quad (\text{gm} / \text{cm}^2) \quad (2-16)$$

3-3-5 تحديد مدى الإلكترونات من منحنى الامتصاص

Range determination from the absorption curve

ذكرنا أن مفهوم المدى للإلكترون معين غير وارد. أما بالنسبة لعدد كبير من الإلكترونات فإنه يمكن تحديد المدى تجريبياً. ولهذا الغرض، يجب قياس عدد الجسيمات N كدالة من سمك المادة الممتصة x . ولتنفيذ ذلك يتم تثبيت كل من مصدر جسيمات بيتا والكاشف على مسافة مناسبة، وتوضع بينهما ألواح من المادة المعنية ذات كثافة مختلفة. ويتم قياس معدل العد عند كل سمك .



شكل (3-6)

- أ - منحنى امتصاص لمصدر بيتا نقي.
 ب - منحنى الامتصاص لمصدر بيتا مركب
 ج - منحنى الامتصاص لمصدر بيتا يصدر في الوقت نفسه إشعاعات جاما

ويتم قياس معدل العد عند كل سمك. ويزاد السمك حتى يصبح معدل العد مساوياً للصفر ثم ترسم العلاقة بين كل من N ، x على ورق نصف لوغاريتمي . ويعرف المنحنى الناتج بمنحنى الامتصاص. ويبين شكل (3-6) ثلاثة منحنيات امتصاص لثلاثة مصادر بيتا مختلفة. الأول أ يمثل منحنى الامتصاص لمصدر بيتا نقي يصدر طيفاً واحداً من جسيمات بيتا. والثاني ب يمثل منحنى الامتصاص لمصدر بيتا مركب أي يصدر عدة أطراف من جسيمات بيتا. وأما الثالث ج فهو يمثل منحنى الامتصاص لمصدر بيتا يصدر في الوقت نفسه إشعاعات جاما. ويبين الشكل (3-6) مدى الاختلاف بين المنحنى الواقعي للامتصاص وبين

العلاقة (3-13) التي تمثل في هذا المقياس خطا مستقيما. وعموما، يعتمد شكل منحنى الامتصاص المحدد تجريبيا على الوضع الهندسي للكاشف وعلى نوع مصدر بيتا. ولكن هذه العوامل لا تؤثر كثيرا على المدى الذي يمكن تحديده تجريبيا من نقطة تلاقي المنحنى بالمحور x، أي عندما يصبح عدد الجسيمات مساويا للصفر. وعموما، يصعب تحديد هذه النقطة لسببين:

السبب الأول وجود خلفية إشعاعية (background radiation) من جسيمات بيتا مصدرها الأشعة الكونية أو أي مصادر بيتا أخرى بعيدة. والسبب الثاني وجود نسبة من إشعاعات جاما صادرة من المصدر نفسه (المنحنى ج) أو في شكل خلفية إشعاعية. وتضيف الخلفية الإشعاعية ذبلا إلى منحنى الامتصاص كالمبين في شكل (3-6ج). لذا، فإنه يجب أن تطرح قيمة الخلفية الإشعاعية من جميع القراءات حتى يسهل إيجاد نقطة النهاية للمنحنى.

3-4 التفاعل المتبادل بين إشعاعات جاما والمادة

Interaction of gamma radiation with matter

3-4-1 انتقال الطاقة من إشعاعات جاما إلى المادة

تختلف أساليب انتقال الطاقة من إشعاعات جاما إلى المادة اختلافا جوهريا عن تلك الأساليب التي تنتقل بها الجسيمات المشحونة إلى المادة. فعندما يسقط فوتون جاما على المادة فإنه يمكن أن يفقد طاقته ويمنحها للمادة عن طريق إحدى العمليات الثلاث الرئيسية التالية:

أ- التأثير الكهروضوئي (The photoelectric effect): وخلالها يفقد فوتون جاما طاقته بالكامل ويمنحها لأحد الإلكترونات شديدة الارتباط بنواة ذرة من ذرات المادة، أي لأحد إلكترونات القشورات (المدارات) الداخلية للذرة، وبالتالي يفنى هذا الفوتون.

ب- تأثير كومبتون (Compton effect): وخلالها يفقد فوتون جاما جزءا من طاقته ويمنحها لأحد الإلكترونات الحرة أو ضعيفة الارتباط

بالذرة (أي أحد إلكترونات المدارات الخارجية للذرة)، وبالتالي ينحرف هذا الفوتون عن مساره.

ج- إنتاج الأزواج (The pair production) : ويمكن أن يحدث عندما يقترب الفوتون اقترابا كبيرا من نواة الذرة ويتفاعل مع المجال الكهربائي الشديد لها. وخلال هذا التفاعل يفقد فوتون جاما طاقته بالكامل منتجا زوجا إلكترونيا - بوزيترونيا، وبالتالي يفنى هذا الفوتون. ولا يمكن أن يحدث هذا النوع من التفاعل مع المجال الكهربائي لنواة الذرة إلا إذا كانت طاقة الفوتون أعلى من 1.022 إلكترون فولت، وهي الطاقة اللازمة لإنتاج كتلتي السكون لكل من الإلكترون والبوزترون.

وينبغي التأكيد على أن العمليتين الأولى والثانية يمكن أن تحدثان عند جميع طاقات الإشعاعات الكهرومغناطيسية بما في ذلك الأشعة السينية (x-ray) وإشعاعات الانكباح. أما العملية الثالثة فلا يمكن أن تحدث إلا إذا تجاوزت طاقة الأشعة الكهرومغناطيسية الطاقة المحددة أعلاه. وبالإضافة إلى ذلك، هناك عدة عمليات نووية أخرى للتفاعل بين إشعاعات جاما والأشعة السينية سوف ترد في نهاية هذا الجزء، وذلك بسبب عدم أهميتها من وجهة نظر امتصاص أشعة جاما والأشعة السينية في المادة.

3-4-2 توهين إشعاعات جاما في المادة

Attenuation of gamma radiation in matter

عند سقوط حزمة متوازية من إشعاعات جاما أو الأشعة السينية على المادة الممتصة يخرج الفوتون الذي يتفاعل مع أحد ذرات المادة - بأي من العمليات الثلاث - من الحزمة وذلك بسبب امتصاص طاقته بالكامل وفنائه (خلال عمليتي التأثير الكهروضوئي أو إنتاج الأزواج) أو بسبب تشتته أو انحرافه عن مساره (تأثير كومبتون). بذلك، يكون عدد الفوتونات dN التي تخرج من الحزمة متناسبا طرديا مع عدد الفوتونات الساقطة N_0 ومع سمك المادة الموهنة (المتصلة) dx ، أي أن:

$$dN = - \mu N_0 dx \quad (3-17)$$

حيث: μ هو ثابت التناسب ويعرف باسم معامل التوهين الخطي (linear attenuation coefficient) وهو يختلف قليلا عن معامل الامتصاص الخطي (linear absorption coefficient). أما الإشارة السالبة فتعني تناقص عدد الفوتونات التي تخترق المادة كلما زادت مسافة التغلغل في المادة (أي زيادة عدد الفوتونات الخارجة من الحزمة كلما زاد سمك المادة الممتصة). وعموما، جرى العرف على استخدام شدة الإشعاعات I بدلا من عدد الفوتونات N . لذلك، يفضل كتابة المعادلة (3-17) في الشكل التالي:

$$dI = -\mu I_0 dx \quad (3-18)$$

وعند تكامل طرفي المعادلة (3-18) نحصل على العلاقة المعروفة التالية:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3-19)$$

حيث: I_0 هي شدة الإشعاعات الساقطة على المادة، I هي شدة الإشعاعات التي اخترقت سمكا من المادة مقدار x ولا تشمل أية إشعاعات ثانوية قد تنتج بسبب التفاعل داخل هذا السمك.

وكما سيتضح فيما بعد يعتمد معامل التوهين الخطي μ على طاقة إشعاعات جاما وعلى نوع المادة. لذلك، فإنه عندما تحتوي حزمة إشعاعات جاما على خليط من طاقات مختلفة فإنه يمكن حساب شدة الإشعاعات المخترقة لكل طاقة على حدة باستخدام العلاقة (3-19). وبذلك، تصبح الشدة الكلية بعد الاختراق هي:

$$I_t = \sum_i I_{oi} e^{-\mu_i(E) x} \quad (3-20)$$

ويرتبط معامل التوهين الخطي μ بعدد الذرات n الموجودة في اسم³ من المادة الممتصة وبالمقطع العرضي الكلي $\sigma(E)$ لتفاعل الفوتونات مع المادة. فمعدل التوهين بالنسبة للتغلغل (أي التوهين في اسم من المادة) يتناسب مع شدة الفوتونات الساقطة I_0 ومع كل من عدد الذرات في وحدة الحجم (اسم³) n ، والمقطع العرضي الكلي σ ، أي أن:

$$- dI / dx = n \sigma (E) I_0 \quad (3-21)$$

و بمقارنة هذه العلاقة الأخيرة بالعلاقة (3-18) يتضح أن:

$$\mu(E) = n \sigma (E) \quad (3-22)$$

أي أن معامل التوهين الخطي μ هو عبارة عن حاصل ضرب عدد الذرات في اسم³ من المادة في المقطع العرضي الكلي $\sigma (E)$ عند الطاقة المعينة E .

وقد سبق تعريف المقطع العرضي $\sigma (E)$ لتفاعل ما بأنه احتمال حدوث هذا التفاعل إذا سقط جسيم واحد على ذرة واحدة موجودة في مقطع مساحته 1 سم^2 . ولما كانت إشعاعات جاما تتفاعل مع المادة عن طريق العمليات الثلاث المذكورة فإن تعريف المقطع العرضي الكلي لها هو عبارة عن مجموع المقاطع العرضية لكل نوع على حدة، أي أن:

$$\sigma (E) = \sigma_{ph} (E) + \sigma_c (E) + \sigma_p (E) \quad (3-23)$$

حيث: $\sigma_{ph}(E)$ ، $\sigma_c (E)$ ، $\sigma_p (E)$ هي المقاطع العرضية للتأثير الكهروضوئي وتأثير كومبتون وإنتاج الأزواج بالترتيب. لذا، فإنه يمكن كتابة معامل التوهين الخطي μ كالتالي:

$$\mu (E) = n \{ \sigma_{ph} (E) + \sigma_c (E) + \sigma_p (E) \}$$

أي أن:

$$\mu(E) = \mu_{ph} + \mu_c + \mu_p \quad (3-24)$$

أي أن معامل التوهين الخطي μ لمادة معينة عند طاقة معينة E هو عبارة عن مجموع معاملات التوهين الجزئية لكل من التأثير الكهروضوئي μ_{ph} ، وتأثير كومبتون μ_c ، وإنتاج الأزواج μ_p عند هذه الطاقة.

وكثيراً ما تستخدم معاملات توهين أخرى تعرف باسم معامل التوهين الكتلي (The mass absorption coefficient) أو معامل التوهين الذري (The atomic absorption coefficient). وترتبط هذه المعاملات الأخيرة بمعامل التوهين الخطي بالعلاقات التالية:

$$\mu_{\text{mass}} = \mu / \rho \quad (\text{cm}^2 / \text{gm}) \quad (3-25)$$

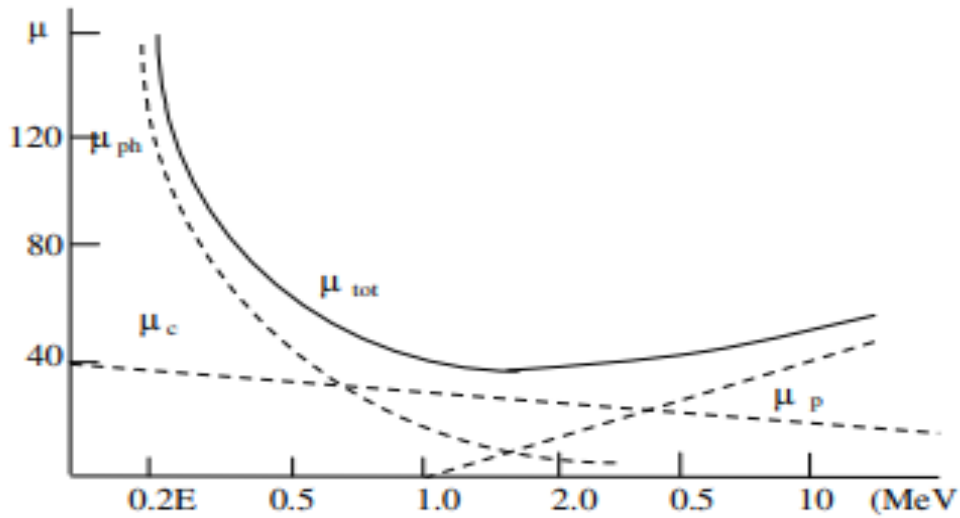
$$\mu_{\text{atom}} = (\mu / \rho) \cdot (A/N_0) \quad (3-26)$$

حيث ρ هي كثافة المادة الماصة، A عددها الكتلي، N_0 هو عدد أفوجادرو (10×6.02^{23} ذرة لكل جرام ذري).

وتعتمد معاملات التوهين الجزئية للتأثير الكهروضوئي μ_{ph} ، والتأثير كمبتون μ_{c} ، ولإنتاج الأزواج μ_{p} اعتمادا كبيرا على طاقة إشعاعات جاما. وبصفة عامة، فإنه عندما تكون طاقة إشعاعات جاما أقل من 0.2 ميغا إلكترون فولت يكون μ_{ph} عاليا جدا في حين يكون μ_{c} مساويا للصفر. أي أن التأثير الكهروضوئي يشكل عندئذ الوسيلة الرئيسة لتوهين الفوتونات ذات الطاقة المنخفضة حيث يكون معامل التوهين الخطي لتأثير كمبتون μ_{c} أقل من معامل التوهين للتأثير الكهروضوئي μ_{ph} . وبزيادة طاقة إشعاعات جاما ينخفض μ_{ph} وتخفضا سريعا في حين يكون انخفاض μ_{c} بزيادة الطاقة بطيئا. لذلك، يصبح تأثير كومبتون ذا أهمية أكبر عند الطاقات في حدود 1 ميغا إلكترون فولت. أما إنتاج الأزواج فلا يحدث إطلاقا إذا كانت طاقة إشعاعات جاما أقل من 10.22 ميغا إلكترون فولت (حيث أن الطاقة التي يلزم تحويلها إلى كتلة لتكوين الزوج الإلكتروني البوزيتروني هي 10.22 ميغا إلكترون فولت). ولكن بزيادة طاقة إشعاعات جاما فإنه سرعان ما تصبح عملية إنتاج الأزواج أهم عملية بين العمليات الثلاثة. ويوضح شكل (3-7) كيفية تغير كل من μ_{ph} ، μ_{c} ، μ_{p} كدالة من الطاقة بالنسبة لعنصر الرصاص. كما يبين أهمية كل من العمليات الثلاث عند الطاقة المعينة. ويمثل المنحنى المستمر في هذا الشكل معامل التوهين الكلي لعنصر الرصاص كدالة من الطاقة. وجدير بالذكر أن استخدام معامل التوهين الكلي لحساب سمك الحواجز الواقية من إشعاعات جاما ليس دقيقا. ويعود ذلك أولا لاختلاف هذا المعامل باختلاف الطاقة. والسبب الآخر والأهم هو تكون إشعاعات ثانوية داخل المادة ذاتها (نتيجة تأثير كومبتون وإنتاج الأزواج). وقد يكون السمك المحسوب أقل من السمك اللازم لتوهين تلك الإشعاعات خاصة وأنها تتكون على أعماق مختلفة من الحاجز. كذلك، تجدر الإشارة إلى أن التأين النوعي الناتج عن إشعاعات جاما أقل بكثير من

ذلك الناتج عن الجسيمات المشحونة. وهذا التآين ناتج أساسا عن الإلكترونات الثانوية التي انطلقت بعد أن منحتها إشعاعات جاما كل طاقتها أو جزءا منها. لذلك، نجد أن قدرة إشعاعات جاما على الاختراق كبيرة للغاية بالمقارنة بقدرة الإلكترونات، وبالتالي بالمقارنة بقدرة الجسيمات المشحونة الثقيلة.

وفي بعض الأحيان يستخدم اصطلاح السمك النصفى من المادة $x_{1/2}$ (half-thickness) أو HVL (half-value layer) وهو عبارة عن سمك المادة المعينة اللازم لخفض شدة الإشعاعات إلى النصف، أي أن:



شكل (7-3)

تغير كل من μ_{ph} ، μ_c ، μ_p ، μ_{tot} ، كدالة من الطاقة لعنصر الرصاص

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

وبالتالى فإن السمك النصفى هو:

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu = .693 / \mu \quad (\text{cm}) \quad (3-27)$$

المراجع العلمية

- فيزياء الاشعاع قياساته و تطبيقاته العملية - محمد شحادة الدغمة
- اساسيات الفيزياء النووية - د/ احمد الناغى
- فيزياء الاشعاع - د/ احمد فاروق