

مباردي الفيزياء الخردية

تأليف
مباري هوف

ترجمة

* الدكتور غاصم عبد الكريم عرزوز
فيزيائي أقدم - قسم البحث والتطوير
المنشأة العامة لكبريت السراق

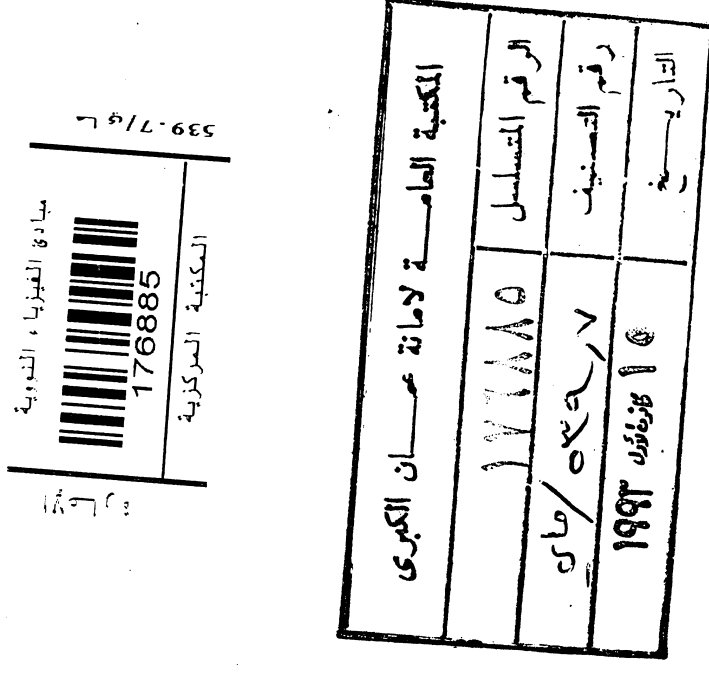
* استاذ مساعد - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة الموصل بناجاً

المفاهيم الاساسية في الفيزياء النووية

1 - مقدمة

إن دراسة الفيزياء النووية تتركز حول مشكلتين رئيسيتين . الاولى هي محاولة فهم خواص القوة التي تربط اجزاء النواة ببعضها والثانية هي محاولة فهم تصرف المجموعات متعددة الاجسام many-particles كالنواة مثلاً . ان هاتين المشكلتين مرتبطتان ببعضهما البعض . ذلك لان دراسة المجموعات متعددة الاجسام لها علاقة بمعرفة طبيعة القوة التي تربط اجزاء هذه المجموعات ببعضها ولكن بعض خصائص هذه المجموعات يمكن اشتقاقها بمجرد افتراض ان مكونات المجموعة تتجاذب مع بعضها البعض .

ان العاملين من حقل الفيزياء يلجأون عند دراستهم للمجموعات متعددة الاجسام الى استخدام بعض التقريبات Approximations التي تحددها حقيقة تجريبية يراد تفسيرها . مثال على ذلك فانه بالامكان وصف طريقة تصرف كمية من الغاز بواسطة قوانين الغازات (قانون بويل وقانون شارل) بدون الحاجة الى معرفة تفاصيل حركة الجزيئات التي تعتبر من جهة ثانية ضرورية لدراسة التوصيل الحراري للغازات . وتسمى الطرق التقريبية المختلفة المستخدمة لوصف النواة بالنماذج Models ونذكر هنا بأن كثيراً من الطرق في هذا الكتاب قائمة على استعمال هذه النماذج والتي يصلح كل منها لتفسير عدد محدود من النتائج التجريبية . وبالرغم من اننا سوف لا نتقيد بالتسلسل التاريخي لتطور الفيزياء النووية الا اننا سنقدم ملخصاً لبعض هذه التطورات في الجدول 1 - 1 .



جدول 1 - بعض الاكتشافات التي حدثت خلال التطور التاريخي للفيزياء النووية

اكتشاف النشاط الاشعاعي (بيكويرل (Becquerel)	1896
نموذج رادفورد الذري	1911
اكتشاف النظائر (تومسون (J. J. Thomson)	1912
التحولات النووية الصناعية (Rutherford)	1919
تطبيق ميكانيك الكم على النشاط الاشعاعي	1928
اكتشاف النيوترون (جادويك (Chadwick)	1932
فرضية $n-p$ (هايزنبرك (Heisenberg)	1932
اكتشاف البوزترونات من قبل اندرسن (Anderson)	1932
دور الميونات في الفيزياء النووية (يوكاوا (Yukawa)	1935
اكتشاف ميزون μ (Anderson and Neddermeyer)	1936
اكتشاف ميزون π (باول (Powell)	1946
اكتشاف عدم حفظ التناظر في انحلال بيتا (Lee and Yang)	1956

يعود الفضل في اكتشاف النشاط الاشعاعي للعالم بيكويريل Becquerel عام (1896) . وقد تم هذا الاكتشاف عن طريق الصدفة عند ملاحظة التأثير على اللوح الفوتوغرافي الموضوع امام معدن معين . وفي عام (1898) نجح كل من بيري وماري كوري Marie Curri في فصل المادة المشعة (الراديوم Radium) من خاماته . وتعتبر اعمال رادفورد والعالمين معه في هذا المجال من الاعمال البارزة في فهم طبيعة النشاط الاشعاعي . ففي عام 1903 قاموا باجراء دراسات تفصيلية حول طبيعة الاشعاعات وافترضوا ان النشاط الاشعاعي يجب ان يحدث تغيراً في المادة الكيميائية . وعندما اكتشفت الانواع الثلاثة من الاشعاعات الفا alpha وبيتا Beta وكاما وظهر ان اشعة الفا مكونة من ذرات الهليوم الثابتة اصبحت المجال مفتوحاً امام رادفورد لتفسير نتائج تجربة كايجر Geiger ومارزدن 1909 Marsden -حول استطارة دقائق الفا . وقد استطاع رادفورد عام 1911 ان يستنتج ان نتائج تجارب استطارة جسيمات الفا يمكن تفسيرها فقط بافتراض ان الذرة مكونة من كتلة موجبة الشحنة هي النواة ويبلغ قطرها في حدود 10^{-12} cm والذي هو اصغر بكثير من قطر الذرة نفسها وهو 10^{-8} cm وتحيط الالكترونات بهذه النواة (بحيث يكون عدد الشحنات الموجبة مساوياً لعدد الالكترونات في الذرة المتعادلة) . وفي عام 1913 تم

وضع اول نموذج متكامل لحركة الالكترونات في الذرة من قبل بور Bohr . ان اكتشاف النيوترون من قبل جادويك Chadwick عام 1932 قد ادى الى ان يصبح التركيب النووي اكثر وضوحاً وهذا ادى الى ظهور فرضية هايزنبرك Heisenberg سنة 1932 والتي تنص على ان النوى مكونة من البروتونات والنيوترونات .

ان محاولات عديدة قد قامت في تلك الحقبة لاجل فهم طبيعة القوة النووية حيث اظهرت التجربة ان القوة النووية هي اقوى من اية قوة اخرى معروفة مثل القوة الكهربائية او قوة الجذب الكتلي . كذلك فان هذه القوة تمتاز بكونها قوة قصيرة المدى short range واعتماداً على فرضية هايزنبرك التي تنص على ان القوة النووية تنتج عن تبادل الدقائق بين المكونات النووية فقد استطاع يوكاوا عام 1935 ان يثبت ان بعض خواص القوة النووية يمكن تفسيرها اذا افترضنا انه يتم تبادل جسيم ثقيل وقد تم اكتشاف هذه الجسيمات بعد ذلك في الاشعة الكونية وتسمى الان بالميزونات Mesons

ان النقطتين الاساسيتين في الفيزياء النووية واللتين تطرقنا الى ذكرهما في بداية هذا الفصل قد تم حلها في الوقت الحاضر بدرجة موسعة ولكن ليس بالتفصيل . اتنا نعرف الان ما هي صفات القوة النووية - ولقد تبين انها قوة معقدة جداً - كذلك تعلمنا كيف نربط بعض خواص النموذج النووي الى القوة ومع هذا فانه لا تزال امام الفيزياء النظرية مشكلات تنتظر الحل . اما من الناحية التجريبية فان التطور في اجهزة القياس الدقيقة قد ادى الى اكتشاف بعض الخواص النووية التي لم تكن متوقعة .

2 - 1 الخواص النووية الاساسية Basic Nuclear properties

إن للنوى خواص ثابتة لا تتغير بتغير الزمن مثل الكتلة والحجم والشحنة والزخم الزاوي الذاتي intrinsic angular momentum والذي يسمى غالباً بالبرم النووي Nuclear Spin . كما أن هناك خواصاً اخرى للنوى تتغير مع الزمن مثل الانحلال الاشعاعي radioactive decay والتحويل الصناعي للعناصر (Nuclear reactions (التفاعلات النووية artificial transmutation وتوجد للنوى ايضاً حالات متهيجة excited states تعتبر طاقاتها من صفات النوع الاول ولكن عملية تحلل هذه الحالات المتهيجة تعتبر من صفات النوع الثاني . ان

كلا من هذه الخواص سيتم بحثها حالياً بصورة مختصرة على ان تقوم ببحثها بشيء من التفصيل في الفصول القادمة

1 - 2 a الكتلة النووية والشحنة Nuclear mass and charge

ان الطريقة القديمة في مقارنة الكتل في الكيمياء قد اظهرت العلاقة التقريبية التالية (براوت 1815, Prout)

$$M \approx \text{integer} \times M_H$$

حيث M = كتلة ذرة معينة
 M_H = كتلة ذرة الهيدروجين
 اما العدد الكامل (integer) فهو ما يطلق عليه الان بالعدد الكتلي Mass number والذي يرمز له بالرمز A

لقد اظهرت تجارب استطارة الاشعة السينية X-ray ان العدد الذري Z والذي يمثل عدد الالكترونات وكذلك عدد الشحنتات النووية الموجبة لا يساوي العدد الكتلي A . ان هذه النتيجة قد ادت الى ظهور الفرضية الاولى حول التركيب النووي والتي تنص على ان النوى مكونة من A من البروتونات و $A-Z$ من الالكترونات المقيدة داخل النواة الا ان اكتشاف النيوترونات من قبل جادويك كما ذكرنا سابقاً قد ادى بهايزنبرك للافتراض ان البروتونات والنيوترونات هي المكونات الاساسية لجميع النوى. ان صحة هذه الفرضية في الوقت الحاضر موضوع يعتبر فوق اي شيء ولكن فهمها يعتمد على استخدام قوانين ميكانيك الكم وسوف نغطي فيما يلي مثلاً يوضح ذلك. فحسب فرضية النيوترون - بروتون تتوقع ان تكون كتلة الذرة هي

$$M \approx ZM_H + NM_n \quad (1-2)$$

حيث Z = عدد البروتونات في النواة (العدد الذري atomic number)
 N = عدد النيوترونات في النواة (neutron number)

M_n = كتلة النيوترون
 ان اكتشاف عناصر ذات خواص كيميائية متطابقة مع اختلافها في الكتل (تسمى النظائر isotops) من قبل تومسون عام 1912 ساعد على تطوير طرق قياس الكتل الذرية او النووية بشكل دقيق. ان هذا الفرع المتخصص من الفيزياء والذي بدأه استون 1919 Aston يسمى طيف الكتلة mass spectroscopy ان اهمية هذا

الفرع بالنسبة لقياس الكتل النووية بدقة يساعد على استنتاج المعلومات عن القوى النووية وسيتم التطرق الى هذه النقطة في الفصل الثاني وسوف نرى ان هنالك فرقاً بين طرفي المعادلة (1-2) والفرق هنا يمثل طاقة الترابط النووية

1 - 2 b الحجم النووي Nucleon Size

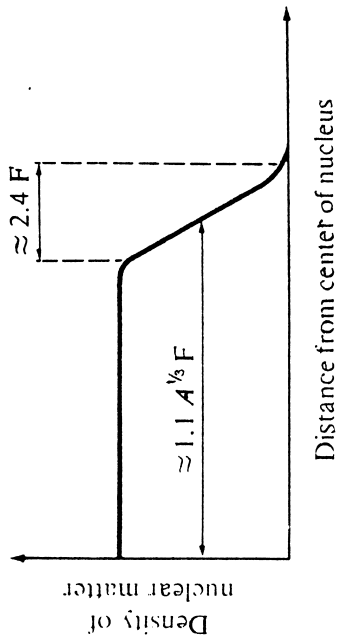
ان اول نموذج تفصيلي للذرة والذي تخطى نموذج النظرية الحركية (الكرة الصلبة) كان قد اقترح من قبل تومسون 1900 Thomson وذلك بعد اكتشافه للالكترونات بوقت قصير.

لقد كان من المعتقد ان الالكترونات تسبح في وسط كثيف من الشحنتات الموجبة داخل الحجم الذرية 10^{-8} cm واستناداً الى هذا النموذج فإن اختراق الجسيمات السريعة للمواد انما يتم عن طريق الانتشار فقط الا ان تجارب استطارة جسيمات الفا بواسطة صفائح الذهب الرقيقة (كايكر ومارسدون 1909 Geiger and Marsdon) قد اظهرت ان الجسيمات المرتدة الى الوراء تكون اكثر مما يمكن ان تسمح به نظرية تومسون. لقد فسر رادفورد هذه الظاهرة بانها ناتجة عن وجود نواة ذرية صغيرة 10^{-8} cm تؤثر بقوة كهربائية بسيطة (قوة كولوم) على جسيم الفا وقد تمكن بذلك ان يستخرج قانون الاستطارة الا ان قياسات لاحقة اظهرت ان هذا القانون لا ينطبق في حالة :-

(1) كون جسيمات الفا ذات طاقة عالية جداً
 (2) عندما يكون العدد الذري للمادة المستطيرة صغيراً جداً
 وإذا عرفنا الطاقة الحرجة لجسيم الفا T_c والعدد الذري الحرج Z الذين يبدأ عندها القانون بالشذوذ فإننا سوف نستطيع تقدير نصف قطر النواة للمادة المستطيرة. وفي الحالة التي يقترب فيها جسيم الفا من النواة بمسافة اقل من نصف القطر فإننا يجب ان نفترض ظهور تأثير القوة النووية والتي هي اقوى من قوة كولوم التي استعملت لاشتقاق هذا القانون ان جسيم الفا البعيد عن النواة يمتلك طاقة حركية مقدارها T_c فقط ان هذا الجسيم سوف يصل الى اقرب مسافة ممكنة من النواة في حالة التصادم الرأسى Head-on Collision وفي هذا الوضع فإن جسيم الفا سوف يمتلك طاقة كاملة فقط ولو اهلنا ارتداد النواة , وباستخدام قانون حفظ الطاقة فإننا نحصل على

$$T_c = \frac{2eZe}{D} \quad (1-3) \quad (\text{in electrostatic units})$$

لاستطارة الالكترونات من قبل هافستادتر وجماعته 1953 Hofstadter et al. أن كثافة المادة النووية لا تظهر انقطاعاً حاداً عند نصف القطر ولكن يمكن تمثيله بصورة تقريبية كما في الشكل 1 - 1



ومع هذا فإن مفهوم نصف القطر يعتبر مفيداً في أغلب الأحيان . ان تطبيق المعادلة (5 - 1) على نواة اليورانيوم ^{238}U يُنتج $R=9\text{ F}$ والتي يمكن مقارنتها بقيمة D من المعادلة (4 - 1)

2C-1 الزخم الزاوي الذاتي للنواة

Intrinsic angular momentum of the nucleus

ان الزخم الزاوي النووي يعتبر من الكميات المهمة فهو كما سنرى يلعب دوراً مهماً في تركيب النوى المقيدة ويؤثر على جميع الخواص النووية الحركية dynamic properties وسنناقش في هذه المرحلة الزخم الزاوي لمجموعة متعددة الاجسام بشيء قليل من التفصيل .

لقد وجد تجريبياً - ومن ثم وضعت القوانين الكمية لها - ان البروتونات والنيوترونات تمتلك زخماً زاوياً ذاتياً مقداره $\hbar/2$ كما هي الحال بالنسبة للالكترونات (ان \hbar هو ثابت بلانك h مقسوماً على 2π) وبما ان الزخم الزاوي هو مقدار اتجاهي لذلك فان الزخم الزاوي الكلي للنواة هو عبارة عن المجموع الاتجاهي للزخم الزاوية لمكوناتها وقد وجد تجريبياً ان النوى المقيدة يكون لها زخم زاوية تساوي $\hbar I$ حيث ان I هو عدد صحيح يشمل الصفر للنوى التي فيها (4 زوجية)

حيث $2e =$ شحنة جسيم الفا $(e = 4.80 \times 10^{-10} \text{ esu})^1$
 $Ze =$ شحنة النواة المستطيرة
 $D =$ اصغر مسافة يصلها جسيم الفا

$$D = \frac{2Ze^2}{T_z} \quad (1-4)$$

ومثال على ذلك فان جسيم الفا الساقط على اليورانيوم يظهر استطارة تشد عن استطارة كولوم عندما تكون طاقته اكبر من 25 Mev $(1 \text{ Mev} = 1.60 \times 10^{-6} \text{ ergs})^2$ وفي هذه الحالة فان

$$D = \frac{2 \times 92 \times (4.8 \times 10^{-10})^2}{25 \times 1.6 \times 10^{-6}} \quad (1 \text{ F} = 1 \text{ fermi} = 10^{-13} \text{ cm})$$

$$\approx 10^{-12} \text{ cm} = 10 \text{ F}$$

وباجراء تجارب اكثر دقة وباستعمال الالكترونات ودقائق نووية اخرى فان تجارب الاستطارة اظهرت أن نصف القطر الذي تظهر عنده التأثيرات النووية يمكن ان يكتب بصورة تقريبية على النحو التالي

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (1-5)$$

حيث ان R_0 يسمى ثابت نصف القطر ويأخذ القيم

$$R_0 \approx \begin{cases} 1.4 \text{ F} \\ 1.2 \text{ F} \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{للجسيمات النووية المستطارة بالنوى} \\ \text{للاكترونات المستطارة بالنوى} \end{matrix} \quad (1-6)$$

ان الاختلاف بين هاتين القيمتين يمكن تفسيره كما يلي : ان حالة استطارة الالكترونات تعني قياس موقع الشحنات الموجبة (نقطة) للبروتونات في النواة اما في حالة استطارة الدقائق النووية فاننا نقوم بقياس حجم المنطقة التي تؤثر فيها القوة النووية على الجسيم النووي ونتيجة لذلك فان القوة النووية تظهر وقد امتدت الى ما بعد المنطقة التي تحتوي الشحنة او الكتلة وبذلك فان النواة تظهر وكأنها اكبر من حجمها الحقيقي . ان القوة النووية تمتد الى ما بعد الكتلة النووية بحوالي 1 F ولقد حدد بواسطة ذلك مدى القوة النووية .

ان العلاقة البسيطة في المعادلة (5 - 1) يمكن الحصول عليها اذا افترضنا ان النواة عبارة عن كرة تحتوي على A من الجسيمات الصلدة ففي هذه الحالة سيكون حجم النواة متناسباً مع A ونصف القطر متناسباً مع $A^{1/3}$. ان هذا النموذج المبسط هو صحيح في بعض الاوجه الا انه مغالي في التبسيط . وقد اظهرت تجارب اكثر دقة

وامثلة على ذلك فان نواة الديتريوم H^2 يكون فيها $I = 1$ والنواة Li^7 تكون فيها

$$I = \frac{3}{2}$$

ان قوانين ميكانيك الكم تنص على ان الزخم الزاوي الكلي لمجموعة متعددة الاجسام مكونة من P من الجسيمات حول مركز الكتلة يساوي عدد صحيح $h \times$ اذا كان P عددا زوجيا (وعدد صحيح + نصف) اذا كان P عددا فرديا ان هذه القاعدة تنطبق على الالكترونات الذرية كما انها تنطبق على المكونات النووية لذلك فان نواة H^2 لو كانت مكونة من بروتونين والكترون (لكي تصبح $Z = 1$) فان من المتوقع ان يكون فيها $I = \frac{3}{2}$ او $I = \frac{1}{2}$ ولكن اذا كانت هذه النواة مكونة من بروتون ونيوترون فان $I = 0$ وهذا الاخير هو ما اثبتته التجربة ويمكن بهذا الاسلوب ان تثبت ان النوى لا يمكن ان تكون مبنية من البروتونات والالكترونات ولكنها يجب ان تتكون من البروتونات والنيوترونات .

ومع اننا لم نتطرق الى كيفية ايجاد I إلا انه يمكن القول أن الاطيف الذرية والمجزئة تتأثر بالمؤثرات المغناطيسية الناتجة عن الزخم الزاوي النووي ومنها يمكن استخلاص قيمة I كما ان التحولات النووية تتأثر ايضا بشكل قوي بالزخم الزاوية للحالات الابتدائية والنهائية وذلك لان هذه التحولات يجب ان تحقق قانون حفظ الزخم الزاوي وهذا يساعد على تحديد قيمة I في بعض الحالات المعينة

2 - 1 الخواص الحركية للنوى Dynamic properties of nuclei

ان النوى شأنها في ذلك شأن الذرات يمكن تهيئها الى حالات محددة من الطاقة كما ان الانتقال بين حالات الطاقة هذه يتم عن طريق انبعاث الاشعة الكهرومغناطيسية (اشعة كاما) كما هي الحال في عملية انبعاث الضوء من الذرات . ان الاختلاف الرئيس بين الحالتين هو ان المسافات التي تفصل بين الحالات الذرية هي بحدود الالكترون فولت بينما تكون المسافات بين الحالات النووية في حدود 10^4 الى 10^6 الالكترون فولت .

ان دراسة حالات الطاقة هذه في الذرات قد ساعدت على تحديد المستويات الذرية للطاقة والتي ادت بدورها الى ظهور النماذج الذرية . كذلك فان دراسة طيف اشعة كاما في النواة قد ادى الى تحديد مستويات الطاقة النووية والتي ادت بدورها الى ظهور النماذج النووية .

ان النوى يمكنها ان تتحول من نوع الى اخر . ان بعض هذه التحولات تحدث تلقائياً بينما يتم احداث التحولات الاخرى عن طريق القصف النووي

nuclear bombardment وفي جميع هذه الحالات يبقى العدد الكلي للنيوكليونات ثابتاً وبالإضافة الى ذلك فان قوانين حفظ الطاقة والكتلة وقوانين حفظ الزخم الخطي والزاوي يجب ان تتحقق ايضاً ولم يعثر على حالات شذوذ عن هذه القوانين . ان هذه القوانين تلعب دوراً مهماً في معظم مظاهر الفيزياء النووية .

2 - 1 مصطلحات فيزيائية

توجد في الفيزياء النووية وكما هي الحال في فروع التخصصات الاخرى مجموعة من المصطلحات ظهرت نظراً لسهولة التعبير او كتقليد علمي ونورد فيما يلي بعض المصطلحات المهمة .

العناصر النووية Nuclide نوع نووي معين يحتوي على Z من البروتونات و N من النيوترونات
النظائر Isotopes عناصر نووية متساوية في العدد الذري وتختلف في العدد N الايزوتونات Isotones عناصر نووية متساوية في العدد N وتختلف في العدد Z الايزوبار Isobars عناصر نووية متساوية في العدد الكتلي A ($A = Z + N$) الايزومير Isomer عناصر نووية في حالة متهيجة وذات نصف عمر طويل نسبياً النيوكليون Nucleon البروتون او النيوترون

الميزونات Mesons جسيمات ذوات كتلة تقع بين كتلة الالكترون (m_0) وكتلة البروتون (M_H) ومن انواع الميزونات المعروفة بشكل جيد هي ميزونات π ($\approx 270m_0$) التي تلعب دوراً مهماً في القوى النووية وكذلك ميزونات μ ($207m_0$) هي احدى مكونات الاشعة الكونية

البوزترون Positron وهو الالكترن ذو شحنة موجبة وكتلته m_0
الفوتون Photon وهو وحدة الكم في الاشعاع الكهرومغناطيسي ويظهر على شكل ضوء او اشعة سينية او اشعة كاما

يمكننا ان نرمز لعنصر نووي معين برمز مثل Li^7 او Li^7_3 او Li^7_4 والرمز A يمثل العدد الكتلي ويكتب في اعلى اليمين وكذلك العدد الذري Z ويكتب في الاسفل الى اليسار بينما يكتب عدد النيوترونات N في الاسفل الى اليمين واستناداً الى المصطلح الحديث فان العدد الكتلي A يكتب في اعلى اليسار وبذلك تصبح الرموز Li^7_3 او Li^7_4 وفي هذا الكتاب سنرمز للنواة المتهيجة بنجمة باتجاه اليمين الى الاعلى مثل Li^{*7}

5-1 عند دراسة بعض الخواص النووية فانه يكون من المناسب ان نعرف جذر معدل مربع نصف القطر

$$R_{rms} = \left(\int_0^\infty \rho^4 dr / \int_0^\infty \rho^2 dr \right)^{\frac{1}{2}}$$

(أ) احسب نصف القطر هذا عندما تكون الكثافة ثابتة وكذلك لنواة تتغير كثافتها كما هو مبين في المسألة 4-1 (ب) طبق نتائجك على النواة ^{125}Te

6-1 في الملحق A-1 نلاحظ أن كثافة النيوكليونات في نواة الديتريوم تتغير مع بعدها عن المركز بالعلاقة التقريبية التالية $\rho = \rho_0 e^{-2kr}$
حيث $k^{-1} = 4.3 \text{ F}$ احسب R_{rms} من المعادلة في المسألة 5-1 (ب) احسب ρ_0

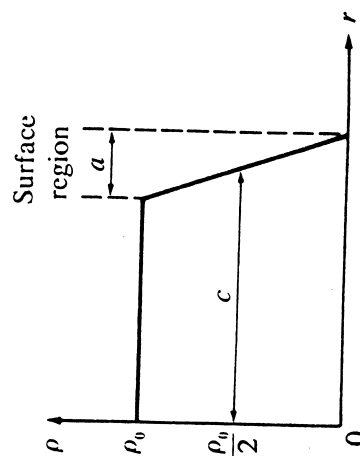
أسئلة

1-1 (أ) جسيم الفا يمتلك طاقة حركية مقدارها T_α اصطدم رأسياً بنواة عددها الذري Z وعددها الكتلي A . احسب اقصر مسافة يقتربها جسيم الفا من النواة اخذاً بنظر الاعتبار ارتداد النواة (ب) بروتون ذو طاقة حركية مقدارها 0.2 MeV اصطدم رأسياً بجسيم الفا كان ساكناً ما هي اقصر مسافة يقترب بها البروتون من جسيم الفا مقدرة بالفرمي F (ج) اذا اصطدم جسيم الفا رأسياً ببروتون في حالة سكون فما هي طاقة جسيم الفا اللازمة لكي تصبح اقصر مسافة بينها مساوية للمسافة في الفرع (ب)

2-1 (أ) نواة عددها الكتلي هو A انتقلت من الحالة المتبهجة الى الحالة الارضية باطلاق اشعة كاما فما هو الفرق بين طاقة التبهج E وطاقة كاما E_γ والناتج عن ارتداد النواة؟ (زخم الفوتون $p_\gamma = E_\gamma/c$ راجع المعادلتين (1-2) و (3-2) (ب) اذا تم امتصاص أشعة كاما المذكورة اعلاه من قبل نواة ثانية عددها الكتلي A احسب طاقة التبهج للنواة الثانية والناجمة عن امتصاص هذه الاشعة (ج) طبق نتائجك في حالة النواة ^{57}Fe التي تبعث اشعة كاما طاقتها 14 keV

3-1 احسب الكثافة النووية بوحدة (أ) غم / سم³ (ب) نيوكليون / F^3 استعمل المعادلة (5-1) والكمية $R_0 = 1.2 F$ لحساب نصف قطر النواة

4-1 افترض ان كثافة النيوكليونات ρ في النواة تتغير بتغير البعد عن المركز النواة r كما هو موضح في الشكل ادناه. ما هو الجزء من النيوكليونات الذي يقع في المنطقة السطحية للنوى ^{125}Te و ^{126}Po اذا كانت $F = 0.17$ انجزا $a = 1.1 F$ و $c = 3.0 F$ (ان هذه المسألة يمكن حلها بدون اللجوء الى اجراء تكاملات معقدة.



التركيب النووي

NUCLEAR STRUCTURE

١٧١٨٨٥

1 - 2 مقدمة

قبل ان نبدا دراسة تركيب النواة فإننا سقوم بإبراز بعض اوجه التشابه بين هذا التركيب وبين التركيب الالكتروني للذرة . إن الالكترونات الذرية موزعة على المدارات *orbits* او بمعنى ادق تسمى مستويات الطاقة وتتبع في حركتها قوانين ميكانيك الكم . إن الالكترونات في كل ذرة موزعة على مستويات عديدة للطاقة وذلك ناتج عما يسمى قاعدة الانفراد لپاولي *Pauli exclusion principle* . إن الالكترونات الذرية يمكن تهيجها الى مدارات غير مشغولة كما يمكن ايضا فصلها بصورة كاملة عن الذرة إن جميع النقاط اعلاه هي التي تمكنا من استنتاج التركيب الالكتروني للذرة

إن النواة تشتمل على مجموعتين من الجسيمات المشابهة : البروتونات والنيوترونات وسنم تقديم ادلة تبين أن كل واحدة من هاتين المجموعتين موزعة بصورة منفصلة عن الاخرى على مستويات الطاقة المحددة بقيود قاعدة الانفراد لپاولي . وفي النواة توجد حالات تهيج كما يمكن فصل النيوكليونات او اضافتها الى النواة ويمكن الحصول على معلومات كثيرة حول التركيب النووي من خلال دراسة النقاط التي ورد ذكرها .

لقد تم خلال السنوات 1900 الى 1930 اجراء عدد من التجارب العملية المهمة والتي اظهرت ان الميكانيك الكلاسيكي المبني على اساس قانون نيوتن في الحركة والنظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية المبنية على اساس معادلات ماكسويل قد فشلت في شرح تصرف الجسيمات الذرية. ان التجارب التي اجريت على انبعاث وامتصاص الاشعاع الكهرومغناطيسي مثلاً قد ظهرت ان طاقة الاشعاع يمكن ان تنبعث (بلانك 1901) او ان تمتص (اينشتاين 1905) على شكل دفعات من الطاقة تسمى الكمات بدلاً من الصورة المستمرة التي تتضمنها معادلات ماكسويل للمجال الكهرومغناطيسي. ان كل كمية تحمل مقداراً من الطاقة قيمته.

$$E_r = h\nu \quad (2-1)$$

$$(h = 6.62 \times 10^{-27} \text{ erg-sec})$$

حيث h ثابت بلانك

ν = تردد الاشعاع الكهرومغناطيسي

وللسهولة فانه يمكن ربط طاقة كل كمية بطول موجة الاشعاع

$$E_r (\text{in Mev}) = \frac{1,240}{\lambda (\text{in } \text{\AA})} \quad (2-2)$$

ان استطارة اشعة X بواسطة الالكترونات الذرية (كومبتون 1923) قد اظهرت دليلاً على ان الزخم الخطي p_r لكل كمية اشعاع كهرومغناطيسي هو :

$$p_r = \frac{h}{\lambda} \quad (2-3)$$

ولهذا فانه من المناسب التفكير بأن الاشعاع الكهرومغناطيسي يتكون من فوتونات photons ذات خواص ميكانيكية تشبه خواص الجسيمات.

ان ديبروي 1924 افترض أن الجسيمات يجب ان يكون لها خواص تشبه الخواص الموجية. ولو افترضنا ان موجة ديبروي هذه هي موجة جيبية فان ترددها وطول موجتها يجب ان يكون محدداً بعلاقات معكوسة للمعادلات (2-1) و

$$\nu_d = \frac{W}{h} \quad (2-4)$$

$$\lambda_d = \frac{h}{p} \quad (2-5)$$

ان لكل من الالكترونات والنيوكليونات زخماً زاوياً ذاتياً يسمى البرم الذاتي $intrinsic spins$. ان الزخم الزاوي الكلي لمجموعة من الجسيمات المتفاعلة مع بعضها يعكس تفاصيل طبيعة القوى العاملة بين هذه الجسيمات فمثلاً إننا من خلال التجربات او ما يسمى بزواج الزخم الزاوي للإلكترونات في الذرة يمكن ان نتعرف على وجود قوة تربط بين الـ spin والـ zخم الزاوي المداري للإلكترون في حالة وجوده في المجال الكهربائي للنواة (ازدواج البرم والمدار $spin-orbit coupling$) وتوجد في النواة ايضاً علاقة بين الحركة المدارية لكل نيوكليون وبين برمه الذاتي ولكن هذه العلاقة هي غير العلاقة الموجودة في الالكترونات الذرية. اضافة الى ذلك فان القوة النووية بين نيوكليونين تعتمد بشدة على الاتجاهات النسبية لبرميهما.

ان تركيب النواة يعتبر اكثر تعقيداً من تركيب الذرة. ان النواة في الذرة تمثل مركزاً مشتركاً لجذب الالكترونات في حين تلعب القوى الموجودة ما بين الالكترونات نفسها دوراً ثانوياً واطافة الى ذلك فان القوة المسيطرة على حركة الالكترونات الذرية هي قوة كولوم وهي قوة مفهومة جيداً بينما لا يوجد في النواة الالكترونات الذرية حيث أن النيوكليونات مرتبطة مع بعضها بواسطة التجاذب مركز مشترك للجذب حيث ان النيوكليونات الذرية تمثل مجموعة واحدة من المتبادل والذي يظهر انه معتقد جداً في تفاصيله ولكن على الرغم من ذلك وكما سنرى لاحقاً فان قصر مدى القوى النووية وقاعدة الانفراد لياولي يتعاونان لتوفير مركز مؤثر للقوة لكل نيوكليون. ان الالكترونات الذرية تمثل مجموعة واحدة من الجسيمات التشابهية في حين تشمل النواة على مجموعتين من الجسيمات التشابهية وهذا يؤدي الى السماح بوجود تغييرات كثيرة في التركيب ففي حين ان هناك ما يقارب 100 نوع من الذرات فانه يوجد وحتى الان اكثر من 1000 نواة مختلفة.

2- عناصر ميكانيك الكم ELEMENTS OF QUANTUM MECHANICS

ان من غير الممكن ان نفهم كلاً من التركيب الذري او النووي بدون اللجوء الى مبادئ ميكانيك الكم. ولذلك فان استمرارية العرض سوف تقطع هنا وذلك لاجل توضيح بعض نتائج معادلة شريندكر والتي تحل محل المعادلة الكلاسيكية للحركة. ان حل هذه المعادلة لحالتين مبسطتين سوف يوضح الاسس الفيزيائية لكثير من النواحي المتعلقة بالتركيب النووي

نظراً لان الفكرة الاساسية لميكانيك الكم قد تم اظهارها بواسطة موجات ديبروي فان مراجعة مختصرة لهذا المبدأ سيتم عرضها اولاً

حيث تمثل W الطاقة الكلية للجسيم والمحسوبة حسب الميكانيك النسبي

$$W = mc^2 \quad (2-6)$$

$$m = \frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} \quad (2-7)$$

وتمثل p الزخم الخطي للجسيم

$$p = mv \quad (2-8)$$

وفي المعادلات اعلاه فان :-

$$m = \text{الكتلة الكلية للجسيم}$$

$$m_0 = \text{كتلة السكون للجسيم}$$

$$v = \text{سرعة الجسيم}$$

$$c = \text{سرعة الضوء}$$

ولاجل مناقشة لاحقة فاننا نلاحظ أن :-

$$W = m_0 c^2 + T \quad (2-9)$$

وتمثل T الطاقة الحركية للجسيم وعندما تكون $v \ll c$ فان
ويمكننا ان نثبت ايضاً وباستخدام المعادلات من

$$T \approx \frac{1}{2} m_0 v^2 = \frac{1}{2} p^2 / m_0 \quad (2-10)$$

$$W^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$$

وعند التعويض عن $m_0 = 0$ فان هذه المعادلة تعطينا العلاقة بين p و E والتي يمكن ان نحصل عليها ايضاً من المعادلات (2-1) و (2-3).

ان طول موجة ديبرولي للنيوترونات والبروتونات في الحالة $v \ll c$ يرتبط مع

الطاقة الحركية لهذه الجسيمات بالعلاقة

$$\lambda_d (\text{in F}) = \frac{28.6}{[T (\text{in Mev})]^{1/2}} \quad (2-11)$$

ان تجارب استطرارة الالكترونات على بلورات النيكل (دافسون وجيرمر 1927

و Davisson and Germer) قد اعطت ادلة قاطعة على ان لفرضية ديبرولي

(2-5) اساساً واقعياً بكل تأكيد ولكن شريدنجر قبل ذلك عام 1927 كان قد

اقترح معادلاته التفاضلية والتي هي حالة عامة لموجات ديبرولي والتي ليس من

الضروري ان تكون موجات جيبية.

الضروري ان تكون موجات جيبية.

وباستخدام فرضية بلانك (2-1) وبالاتساعنة بفرضية « عفوية » ان الزخم الزاوي المداري L للالكترون هو مقدار كمي.

$$L = \text{integer} \times \hbar \quad (2-12)$$

قام بور 1913 Bohr بوضع نموذج لذرة الهيدروجين يفسر انبعاش الطيف

الضوئي من ذرة الهيدروجين. ان معادلة شريدنجر تسمح باعادة تفسير نموذج بور

وتوفر في نفس الوقت اساساً مقنعاً للعلاقة (2-12)

$$\text{Schrödinger equation} \quad 2-2 \text{ b}$$

يمكن اعتبار موجة ديبرولي عبارة عن موجة تقود حركة الجسم (بورن Born

1926). ان سعة هذه الموجة Ψ هي دالة لكل من المكان والزمن ومع انه من غير

الممكن اشتقاق المعادلة التي تحدد الموجة الا انه يمكن استخدام عدد من الحجج

ترتبط هذه المعادلة بالمبادئ المعروفة لحفظ الطاقة. ويمكننا ان نتذكر في هذا المجال

ان قوانين نيوتن في الميكانيك الكلاسيكي لا يمكن اشتقاقها هي الاخرى ولكنها

تمثل وصفاً للحقائق العلمية

ان الصيغة الرياضية لمعادلة شريدنجر هي :-

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \Psi + V \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (2-14)$$

وباستخدام الاحداثيات الكارتيزية فإن :-

دالة الموجة للجسيم

$$\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \quad (2-15)$$

$$V = V(x, y, z, t) = \text{potential energy of particle}^1$$

$$i = \sqrt{-1}$$

واذا كانت V لا تعتمد على الزمن فإننا يمكن ان نفصل متغيرات الفراغ

والزمن وذلك بالتعويض

$$\Psi = \psi(x, y, z) \tau(t) \quad (2-16)$$

وبالتعويض في المعادلة (2-14) وبعد القسمة $\psi \tau$ نحصل على

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{\nabla^2 \psi}{\psi} + V = \frac{i\hbar}{\tau} \frac{d\tau}{dt} \quad (2-17)$$

والتي هي عبارة عن موجة ديبروي التي سبق ذكرها في البند 2-2 .

إن العدد الموجي k في هذه الحالة سوف يرتبط مع طول الموجة بالعلاقة

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_d} \quad (2-26)$$

ومع الزخم الخطي للجسم بالعلاقة

$$k = \frac{p}{\hbar} \quad (2-27)$$

وذلك باستخدام المعادلة (2 - 5) . إن إمكانية صحة المعادلة (2 - 27) تتوضح إذا عوضنا في المعادلة (2 - 23) لايجاد المعادلة الكلاسيكية لحفظ الطاقة

$$\frac{p^2}{2m_0} + V = E \quad (2-28)$$

ونلاحظ هنا أن هذه المعادلة يمكن الحصول عليها في الميكانيك الكلاسيكي إذا افترضنا أن القوى المؤثرة على الجسم هي قوى حافظة Conservative forces أو بمعنى آخر إذا كانت طاقة الجسم الكامنة غير معتمدة على الزمن بصورة مباشرة . إن الفرضية الأخيرة نفسها قد تم افتراضها في المعادلة (2 - 16) والتي تم اشتقاق المعادلات اللاحقة بواسطتها ولذلك فإن المعادلة (2 - 19) يمكن أن تعتبر بالنسبة لميكانيك الكم الكافي لقانون حفظ الطاقة

ويمكننا الآن أن تنتقل خطوة أخرى لنلاحظ في المعادلة (2 - 18) أن السرعة الزاوية $\omega (= 2\pi\nu)$ لدالة الموجة (المتذبذبة) هي (2 - 29)

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad (2-29)$$

وهذه تقابل معادلة ديبروي (2 - 4) . إن سبب استخدام الرمز E بدلاً من W في المعادلة (2 - 28) هو أن معادلة شريدنجر تمثل بالنسبة لميكانيك الكم الكافي لقانون حفظ الطاقة غير النسبي . إن التعويض في ميكانيك الكم بقانون حفظ الطاقة النسبي قد قام به ديراك Dirac 1928 وسيتم ذكر بعض النتائج المتعلقة به في البند 2 - 4

2 - 2 c تفسير معنى ψ . الشروط الحدودية

Interpretation of Ψ . Boundary conditions.

إن العلاقة البسيطة (2 - 24) يمكن أن تساعدنا على توضيح نوعين من الموجات التي يمكن أن تنتج عن معادلة شريدنجر (2 - 14) في الحالة التي تكون فيها V غير معتمدة على الزمن . وهذه الموجات هي الموجات المستقرة Waves standing والموجات المتحركة traveling wave وللحصول على النوع الأول فإننا نكتب المعادلة (2 - 16) بالاستعانة بالمعادلات (2 - 18) و (2 - 29)

وبما أن الطرف الايسر في هذه المعادلة يعتمد على متغيرات المكان فقط بينما الطرف الايمن فيها معتمد على الزمن فقط فإن هذه المعادلة لا يمكن أن تتحقق في جميع نقاط المكان ولجميع اللحظات الزمنية الا اذا كان كل طرف فيها يساوي مقداراً ثابتاً ولنسميه E . (وسوف نرى لاحقاً أن هذا هو عبارة عن الطاقة الكلية غير النسبية للمجموعة) ومن الطرف الايمن نحصل على

$$\tau = Ce^{-i(E/\hbar)t} \quad (2-18)$$

وللسهولة فإننا سنعتبر قيمة الثابت الاختياري C مساوية للواحد وبذلك فإن الطرف الايسر للمعادلة يصبح

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi \quad (2-19)$$

إن هذه المعادلة تسمى معادلة شريدنجر غير المعتمدة على الزمن equation time-independent Schrödinger وسوف نعود الى هذه المعادلة مراراً كثيرة .

ولتوضيح هذه المعادلة لنفرض أن دالة الموجة ψ تعتمد على احداثي واحد وليكن x وفي هذه الحالة فإن

$$\psi = \psi(x) \quad (2-20)$$

إن هذا يمكن أن يحدث في حالة واحدة فقط وهي إذا كانت V ايضاً هي عبارة عن دالة للاحداثي x وعندها فإن

$$\nabla^2 \psi = \frac{d^2 \psi}{dx^2} \quad (2-21)$$

وبهذا فإنه يمكن كتابة المعادلة (2 - 19) بالشكل التالي

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -k^2 \psi \quad (2-22)$$

حيث k (ويسمى بالعدد الموجي wave number) معرف بالمعادلة

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} = E - V(x) \quad (2-23)$$

وإذا صادف أن كانت V لا تعتمد على الاحداثي x ففي هذه الحالة تكون k غير معتمدة على x ايضاً وعند ذاك فإن المعادلة (2 - 22) تصبح مكافئة رياضياً لمعادلة المتذبذب التوافقي البسيط وحلها سيكون

$$\psi = ae^{ikx} + be^{-ikx} \quad (2-24)$$

ويمكن ايجاد الثوابت الاختيارية a و b وذلك باستخدام الشروط الحدودية إن إحدى الحالات الخاصة للمعادلة (2 - 24) هي الدالة الجيبية

$$\psi = A \sin kx \quad (2-25)$$

وبالتعويض في المعادلة (2 - 16) ينتج

$$\Psi \rightarrow \psi(x)e^{-i\omega t} \quad (2-39)$$

حيث $\psi(x)$ هي دالة حقيقية . إن هذه المعادلة تمثل موجة مستقرة لذلك فإن الموجة تعني أنه وفي النقاط البعيدة عن مركز القوة فإن Ψ هي موجة متحركة أما E السالبة فتعني أن الموجة مستقرة . إن تحقيق Ψ للشروط الفيزيائية المذكورة أدناه يجب أن يتم من خلال وضع $b = 0$ أو $a = 0$ في المعادلة (2 - 37) عندما تكون $x \rightarrow +\infty$ أو $x \rightarrow -\infty$ وذلك لأنه وبعيداً عن مركز القوة فإن Ψ تصبح صغيرة جداً وتدلنا المعادلة (2 - 39) على أن الموجة المستقرة تمثل تغيرات اهتزازية موضعية . *bound state* localized oscillating disturbance وهذا يقابل حالة جسم مرتبط . إن الموجة المتحركة من ناحية أخرى تمثل تغيرات تقترب من مركز القوة أو تبعد عنه أن مثل هذه التغيرات تحدث في حيود الجسيمات أو حيود الأشعة الضوئية خلال شق .

إن بورن (1926) Born وبعد دراسة مختلف عمليات الاستطارة على أساس معادلة شرينجر اقترح أن دالة الموجة $\Psi(x,y,z,t)$ يمكن اعتبارها على أساس أنها « الموجة الشبح » "ghost wave" والتي تدل على حركة الجسم ووجد كذلك أن المقدار

$$\Psi^* \Psi dx dy dz = |\Psi|^2 dx dy dz \quad (2 - 40)$$

هو عبارة عن احتمال وجود الجسيم داخل عنصر الحجم $dx dy dz$. إن القدار نفسه $|\Psi(x,y,z,t)|^2$ سوف يتم ربط هذا القدار بالاحتمال الكلاسيكي في البند 2 - 2 f

ومن المعادلة (2 - 16) ومعادلة (2 - 18) نجد أنه إذا كان الجهد لا يعتمد على الزمن فإن

$$|\Psi(x,y,z,t)|^2 = |\psi(x,y,z)|^2 \quad (2 - 41)$$

وبذلك فإن $|\Psi|^2$ لا تعتمد على الزمن في هذه الحالة . وبما أن $|\Psi|^2$ هي

مقدار الاحتمال الفيزيائي فإنها يجب أن يكون لها الخواص التالية

- (1) يجب أن تكون احادية القيمة في كافة النقاط .
- (2) جميع تفاضلاتها الأولى والتي لها علاقة مع كثافة التيار أو فيض الجسيمات (عدد الجسيمات لكل وحدة زمن لكل وحدة مساحات) يجب أن تكون مستمرة أيضاً .

(3) يجب أن لا تكون قيمة Ψ لامتناهية مطلقاً

بالشكل التالي

$$\Psi = (ae^{ikx} + be^{-ikx})e^{-i\omega t} \quad (2-30)$$

وهذه مشابهة لمعادلة موجة مستقرة على وتر يكون انحرافه y عن وضع الاستقرار مبنياً بالعلاقة

$$y = (a \sin kx + b \cos kx) \sin \omega t \quad (2-31)$$

أما للحصول على الموجة المتحركة فإننا نكتب

$$\Psi = ae^{i(kx-\omega t)} + be^{-i(kx+\omega t)} \quad (2-32)$$

والتي تذكرنا بالموجة الجيبية التي تتحرك في الاتجاه x وهي

$$y = a \sin (kx - \omega t) \quad (2-33)$$

والموجة الجيبية المتحركة في الاتجاه $-x$ وهي

$$y = b \sin (kx + \omega t) \quad (2-34)$$

إن من المفيد لأغراض سنأتي في المستقبل على ذكرها أن نلاحظ أنه يمكننا أن نتعرف فيما إذا كانت أية دالة عامة للموجة هي موجة مستقرة أم متحركة وذلك بواسطة ملاحظة إشارة الطاقة E . ولتوضيح ذلك لنفرض أن الحركة هي على محور واحد ولنفرض أيضاً أن القوى المؤثرة على الجسم تعمل في منطقة محددة فقط من الفراغ ولذلك فإنه في هذه الحالة سيكون لدينا

$$V(x) \rightarrow 0 \quad \text{as} \quad |x| \rightarrow \infty \quad (2-35)$$

وبذلك فإن المعادلة (2 - 23) وعندما تكون $|x| \rightarrow \infty$ تصبح

$$k \rightarrow \left(\frac{2m_0 E}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-36)$$

فإذا كانت $E > 0$ فإن k ستكون مقدراً حقيقياً ويمكن في هذه الحالة كتابة حل المعادلة (2 - 22) بالصيغة (2 - 32) في النقاط البعيدة عن نقطة الاصل وبذلك تكون Ψ عبارة عن موجة متحركة أما إذا كانت $E < 0$ فإن المعادلة (2 - 36) تدل على أن k ستكون مقدراً خيالياً مطلقاً في النقاط البعيدة عن نقطة الاصل أي أنه يمكن أن نكتب $k \rightarrow i\kappa$ حيث κ هي مقدار حقيقي وفي المعادلة (2 - 24) نحصل على :-

$$\psi \rightarrow ae^{-\kappa x} + be^{+\kappa x} \quad (2-37)$$

حيث

$$\kappa = \left(\frac{2m_0 |E|}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2 - 38)$$

حيث $P_i^{(m)} =$ متعددات حدود ليجاندر المتعلقة ذات المرتبة l في $\cos \theta$
 l, m هي اعداد صحيحة (تشمل الصفر) مع كون $|m| < l$ و m موجبة او سالبة اما l فموجبة فقط

ويمكن اثبات ان الاعداد الصحيحة m, l لها علاقة مع الزخم الزاوي المداري L حول نقطة الاصل . ان مقدار L هو

$$L = [l(l+1)]^{1/2} \hbar \quad (2-46)$$

ومع مركبته الشاقولية والمساوية للمقدار $m\hbar$
 ان الدالة نصف القطرية $R(r)$ في المعادلة (2-43) يمكن اعطاؤها بالمعادلة

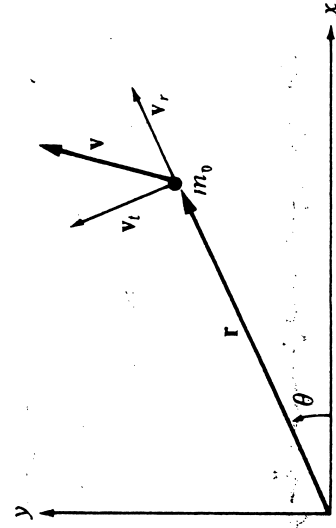
$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d^2 u}{dr^2} + \left[\frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_0 r^2} + V(r) \right] u = Eu \quad (2-47)$$

حيث تم تعويض

$$u = rR(r) \quad (2-48)$$

وذلك لاجل تبسيط المعادلة . ان معنى الشكل العام للمعادلة يمكن فهمه على اساس كلاسيكي . فلو تصورنا ان حركة الجسم في مجال قوة مركزية فان الجسم سيتحرك في مستوى ولو قمنا بتحليل السرعة الانية v الى المركبات v_r و v_t والتي هي عبارة عن المركبات نصف القطرية والمماسية على التوالي عندما يكون متجه نصف القطر r كما هو مبين في الشكل (2-2) فان قانون حفظ الطاقة يعطينا

$$\frac{1}{2} m_0 (v_r^2 + v_t^2) + V(r, \theta) = E \quad (2-49)$$



الشكل 2-2 الحركة الكلاسيكية لجسم في مجال قوة مركزية . ان المستوي الموضح هو مستوى مسار الجسم

(4) اذا كانت $V \rightarrow \infty$ فإن $\psi \rightarrow 0$ وذلك لان كل حد من حدود المعادلة (19) -

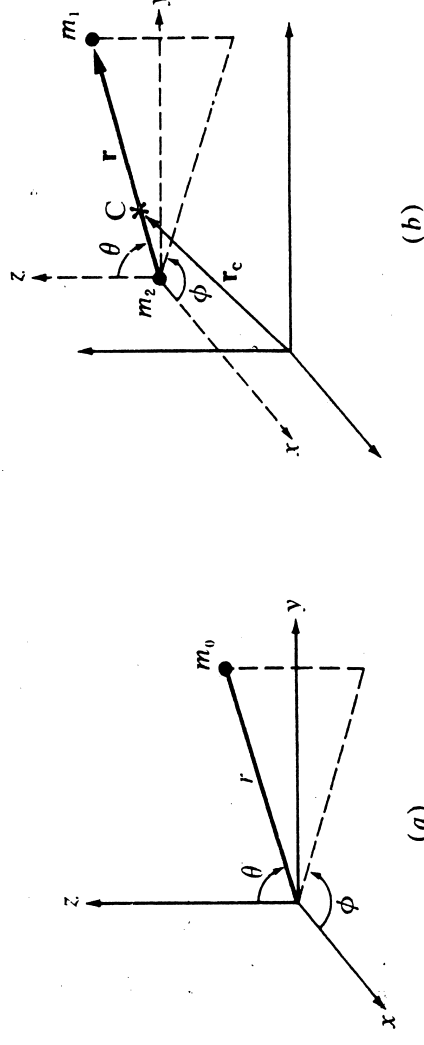
(2) يجب ان يبقى محدوداً .

اضافة الى ذلك فانه وفي حالة الجسم الواحد الموجود في منطقة محددة من الفضاء كما في حالة الالكترتون في ذرة الهيدروجين فان

$$\int_{\text{all space}} |\psi|^2 dx dy dz = 1 \quad (2-42)$$

وبذلك فانه وعندما $r \rightarrow \infty$ فإن $\psi \rightarrow 0$ لأي حالة مرتبطة . ان المعادلة

(2-42) تسمى بشرط المعيارية



الشكل 2-1 الاحداثيات الكروية (a) مجموعة مكونة من جسيم واحد (b) مجموعة مكونة من جسيمين . ان مركز الثقل هو النقطة C .

2-2d معادلة شريدنجر في الاحداثيات الكروية
 ان عدداً كبيراً من الجهود الفيزيائية كجهد كولوم مثلاً يكون لها تناظر كروي وفي هذه الحالة فاننا يمكن ان نثبت ان دالة الموجة العامة يمكن ان تقصل في الاحداثيات الكروية ϕ, θ, r والمبينة في الشكل 2-1a على النحو التالي :-

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi) \quad (2-43)$$

ان تطبيق شروط احادية القيمة والمحدودية على ψ في جميع النقاط سوف يحدد شكل كل من Θ و Φ على النحو

$$\Theta(\theta) = P_l^m(\cos \theta) \quad (2-44)$$

$$\Phi(\phi) = e^{im\phi} \quad (2-45)$$

حيث $V(r, \theta)$ هو الجهد الذي تولده القوة المركزية . وبما انه لا يمكن ان يكون هناك عزم ناتج عن قوة مركزية تؤثر على جسم فان الزخم الزاوي المداري L للجسم يجب أن يكون ثابتاً للحركة .

$$L = m_0 v_t r \quad (2-50)$$

$$\text{وبالتخلص من } v_t \text{ بين المعادلات (2-49) و (2-50) نحصل على}$$

$$\frac{1}{2} m_0 v_r^2 + \frac{L^2}{2m_0 r^2} + V(r, \theta) = E \quad (2-51)$$

ان العلاقة التي تربط هذه المعادلة بالمعادلة (2-47) هي نفس العلاقة التي تربط المعادلتين (2-28) و (2-19) وبذلك نلاحظ أن الانتقال من الميكانيك الكلاسيكي الى ميكانيك الكم سوف يجعل التعويض التالي معقولاً

$$L^2 \rightarrow l(l+1)\hbar^2 \quad (2-52)$$

ومتوافقاً مع العلاقة (2-46) والتي يمكن اشتقاقها بطريقة رياضية مباشرة . ان التعويض (2-52) سوف يستخدم في هذا الكتاب مرات عديدة . ان بعض خواص الحل نصف القطري (المعادلة (2-47)) سوف تتم مناقشتها في البند 2-56 ولكننا هنا سوف نناقش الحالة التي تكون فيها $l=0$ او $L=0$ او بمعنى اخر عندما يكون الزخم الزاوي المداري يساوي صفراً .

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d^2 u}{dr^2} + V(r)u = Eu \quad (2-53)$$

ان لهذه المعادلة نفس الصيغة الرياضية للمعادلة في اتجاه واحد (2-22) . ان هذا التطابق سوف يفيدها لاحقاً ولكننا الان نلاحظ ان التعويض (2-48) للكمية u يتطلب ان تكون :-

$$u=0 \quad \text{at} \quad r=0 \quad (2-54)$$

وذلك لان $R(r)$ يجب ان تبقى محدودة في جميع النقاط (راجع الشرط 3 من الشروط الحدودية في البند 2-2c)

2-2e معادلة الموجة لجسيمين تحت تأثير قوى متبادلة
يعتبر موضوع حركة جسيمين تحت تأثير قواهما المتبادلة فقط من المواضيع الشائعة جداً في الفيزياء النووية ولهذا فانه من المفيد ان نقارن بين الطرق الكلاسيكية في فصل حركة مركز الثقل والحركة حول مركز الثقل مع طرق الفصل المتبعة في ميكانيك الكم . اذا كان لدينا الجسيمن ذوا الكتلتين m_1 و m_2 يتحركان تحت

تأثير القوى F_1 و F_2 فان المعادلات الكلاسيكية لحركة احد الجسيمين بالنسبة لنقطة اصل ثابتة هي .

$$F_1 = m_1 \frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} \quad (2-55)$$

$$F_2 = m_2 \frac{d^2 \mathbf{r}_2}{dt^2} \quad (2-56)$$

$$F_1 = -F_2$$

وبتعريف موقع نقطة مركز الثقل بالعلاقة

$$\mathbf{r}_c = \frac{\mathbf{r}_1 m_1 + \mathbf{r}_2 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-57)$$

فان حركة كل جسيم يمكن تعريفها بالنسبة لمركز ثقل المجموعة . وباستخدام الشرط (2-56) فان القوة الكلية المؤثرة على المجموعة $m_1 + m_2$ تساوي صفراً ولهذا فان مركز ثقل المجموعة سوف يتحرك بمتجه سرعة ثابت . ان متجه نصف القطر للجسم 1 بالنسبة لمركز الثقل هو

$$\mathbf{r} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-58)$$

ومتجه نصف القطر للجسم 2 هو $-m_1/(m_1 + m_2)$ لان

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \quad (2-59)$$

حيث تمثل \mathbf{r} الازاحة النسبية بين الجسيمين . ويمكن اشتقاق معادلة حركة \mathbf{r}_1 بالتعويض في المعادلة (2-55) بالعلاقة

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_c + \mathbf{r} \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-60)$$

وبما ان $d\mathbf{r}_c/dt =$ مقداراً ثابتاً فان

$$\mathbf{F}_1 = M_0 \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} \quad (2-61)$$

$$M_0 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-62)$$

والذي هو عبارة عن الكتلة المختزلة للمجموعة $m_1 + m_2$ والذي باستخدام ان طريقة الفصل نفسها يمكن ان تتبع في ميكانيك الكم . وذلك باستخدام معادلة شريدنجر ولهذا الغرض فاننا نلاحظ ان تطبيق المعادلة (2-19) في حالة

وجود جسيمين يعطي

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \nabla_1^2 \psi - \frac{\hbar^2}{2m_2} \nabla_2^2 \psi + V\psi = E\psi \quad (2-63)$$

حيث تعتمد دالة الموجة ψ على كل من \mathbf{r}_1 و \mathbf{r}_2 ولكن الجهد V يعتمد على فقط في حالة القوى المتبادلة . ان المقدار $\nabla_1^2 \psi$ في الاحداثيات

الكارتزنية هو .

$$\nabla_1^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z_1^2} \quad (2-64)$$

ويمكن كتابة معادلة معادلة بالنسبة الى $\nabla^2 \psi$ وبما ان x_1 و x_2 هي دالات لكل من x و x_c كما هو مبين في المعادلات (2 - 57) و (2 - 59) فان

$$\frac{\partial \psi}{\partial x_1} = \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial \psi}{\partial x_c} \frac{\partial x_c}{\partial x_1} \quad (2-65)$$

$$= \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x_c} \frac{m_1}{m_1 + m_2}$$

كذلك فان

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1^2} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) \frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_c} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) \frac{\partial x_c}{\partial x_1}$$

$$= \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial x_c} \frac{2m_1}{m_1 + m_2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_c^2} \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 \quad (2-66)$$

ويمكننا بنفس الطريقة الحصول على

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial x_c} \frac{2m_2}{m_1 + m_2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_c^2} \left(\frac{m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 \quad (2-67)$$

والان فانه يمكننا كتابة المعادلة (2 - 63) على النحو التالي

$$-\frac{\hbar^2}{2M_0} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2(m_1 + m_2)} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_c^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y_c^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z_c^2} \right) + V\psi = E\psi \quad (2-68)$$

حيث ان M_0 هي الكتلة المختزلة والمعروفة بالمعادلة (2 - 62) . وبما ان V

تعتمد على x, y, z فانه يمكننا فصل متغيرات هذه المعادلة بتعويض (2 - 69) وبعد القسمة على $\psi_0 \psi_c$ نحصل على

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M_0} \frac{\nabla^2 \psi_0}{\psi_0} + V \right] + \left[-\frac{\hbar^2}{2(m_1 + m_2)} \frac{\nabla^2 \psi_c}{\psi_c} \right] = E \quad (2-70)$$

وبتقسيم الطاقة الكلية E الى طاقة مركز الثقل E_c وطاقة حركية بالنسبة

لمركز الثقل E_0 فان فصل اعتماد الاحداثيات للمقادير داخل الاقواس يتطلب ان

$$-\frac{\hbar^2}{2M_0} \nabla^2 \psi_0 + V\psi_0 = E_0 \psi_0 \quad (2-71)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2(m_1 + m_2)} \nabla^2 \psi_c = E_c \psi_c \quad (2-72)$$

ان المعادلة الاولى تمثل من جميع الجوانب المعادلة (2 - 19) لجسيم واحد وهي عبارة عن الكافى الكلى لمعادلة الطاقة التي تمثلها المعادلة (2 - 61) . ان المعادلة الثانية تمثل حركة مركز الثقل بسرعة ثابتة وهذا يمكن ملاحظته من المناقشة التي تلت المعادلة 2 - 23 حيث تم التعويض عن V بالصفر وفي المستقبل وعند دراسة المجموعات المكونة من جسيمين فان علامة $[(I+1)\hbar]$ يمثل حاصل جمع الزخم الزاوية المدارية المعادلة نصف القطرية (2 - 47) تقابل المعادلة (2 - 71) وفي هذه الحالة فان الزخم الزاوي المداري $(I+1)\hbar$ يمثل حاصل جمع الزخم الزاوية المدارية للجسيمين حول مركز الثقل .

2 - 2 f الجسيم المحصور داخل صندوق مكعب مغلق

Particle in a closed cubical box.

ان تطبيق معادلة شردينجر (2 - 19) على حالتين بسيطتين يمكن ان يعطينا توضيحاً لخواص المجموعات الكمية كالنواة مثلاً . ان اولى هاتين الحالتين هي حالة الجسيم داخل الصندوق المغلق والذي يمثل جسيماً في حالة ارتباط كالاكترون في الذرة او النيوكليون في النواة . ان الحالة الثانية التي سنناقشها تتعلق بتصرف حزمة من الجسيمات .

ان الصندوق المغلق يمثل بجهد غير متناهي الارتفاع عند موضع الجدران وبما ان الجسيم لا يمكن ان يكون خارج الصندوق فان ψ يجب ان تساوي صفراً في جميع النقاط التي تقع خارج الصندوق (راجع الشرط 4 من الشروط الحدودية في البند 2 - 2 c) ولتبسيط الحل فافنا نستطيع ان نعتبر بان $V=0$ داخل الصندوق كما هو مبين في الشكل 2 - 3 b

وبالتعويض عن ذلك في المعادلة (2 - 19) والفرضية

$$\psi(x,y,z) = X(x)Y(y)Z(z) \quad (2-73)$$

فانه يصبح من السهل فصل المتغيرات للحصول على المعادلة

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} + \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} + \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -k^2 \quad (2-74)$$

حيث ان العلاقة بين k^2 والطاقة (الثابتة) E وكتلة الجسيم m_0 هي

$$k^2 = \frac{2m_0 E}{\hbar^2} \quad (2-75)$$

$$X(0) = 0 \quad X(L) = 0 \quad (2-79)$$

فاذا تذكرنا ان $\psi = \cos s + i \sin s$ فاننا نلاحظ ان الشرط الاول من هذه الشروط اعلاه يتطلب ان تكون

$$X = A_z \sin k_z x \quad (2-80)$$

حيث A_z هو ثابت اختياري. كما ان الشرط الثاني سوف يحدد قيم k_z بحيث تكون

$$k_z = \frac{n_z \pi}{L} \quad (2-81)$$

حيث n_z هو عدد صحيح. ان من المهم ان نلاحظ ولاستعمالات لاحقة ان الاعداد الصحيحة الموجبة فقط هي التي تهتمنا وذلك لان تغير اشارة n_z مكافئ لتغيير اشارة الثابت الاختياري A_z في المعادلة (2-80) وهذا لا يولد دالة موجة جديدة. ان قيمة n_z المساوية للصفر يجب اهمالها ايضا وذلك لان هذه الحالة ستجعل $\psi = 0$ في جميع انحاء الصندوق وبذلك فان المعادلة (2-42) تدلنا على عدم وجود اي جسيم في الصندوق.

وبنفس الطريقة فان حلول كل من z و y هي

$$Y = A_y \sin k_y y \quad Z = A_z \sin k_z z \quad (2-82)$$

$$k_y = \frac{n_y \pi}{L} \quad \text{and} \quad k_z = \frac{n_z \pi}{L} \quad (2-83)$$

وبضم المعادلات (2-80) و (2-82) نحصل على دالة الموجة الكاملة وهي

$$\psi = A \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z \quad (2-84)$$

حيث

$$A = A_x A_y A_z \quad (2-85)$$

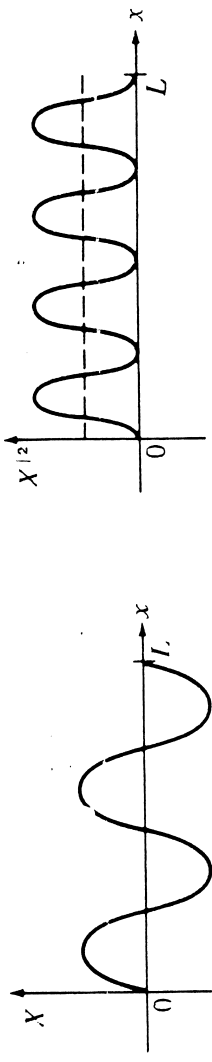
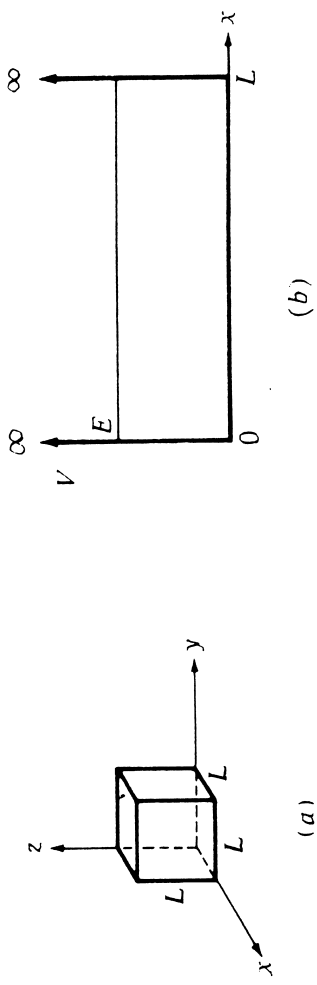
ان كل مركبة من مركبات هذه الدالة هي عبارة عن موجة ديبروي فمثلا الطول الموجي في اتجاه x هو :-

$$\lambda_x = \frac{2\pi}{k_x} = \frac{2L}{n_x} \quad (2-86)$$

وهذا هو الشرط اللازم لتوليد الموجات المستقرة داخل الصندوق بحيث تتكون العقد عند الجدران

ان الثابت A في المعادلة (2-84) يمكن ايجاده باستخدام شرط العيارية (2-42)

$$1 = A^2 \int_0^L \sin^2 \frac{n_x \pi x}{L} dx \int_0^L \sin^2 \frac{n_y \pi y}{L} dy \int_0^L \sin^2 \frac{n_z \pi z}{L} dz \\ = A^2 \left(\frac{1}{2}L\right)^3 \quad (2-87)$$



الشكل 2-3 الجسيم داخل صندوق مغلق (a) احداثيات الصندوق (b) شكل الجهد على اعتبار ان E هي الطاقة الكلية للجسيم (c) شكل دالة الموجة باتجاه x للحالة ($n_x = 4$) (d) شكل كثافة الاحتمال الذي يقابل الحالة في (c). ان الاحتمال الكلاسيكي مبين بشكل خط متقطع

ان كل حد من الحدود الثلاثة في الطرف الايسر من المعادلة (2-74) يعتمد على احداثي واحد لذلك فانه يجب ان يساوي مقدراً ثابتاً وبذلك فانه يمكن القول ان

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = -k_x^2 \quad (2-76)$$

وكذلك بالنسبة للحدين الاخرين تربط ثوابت الفصل فيما بينها بالعلاقة

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad (2-77)$$

ان المعادلة (2-76) مطابقة للمعادلة (2-22) ولذلك فان حلها سيكون :-

$$X = a_x e^{ik_x x} + b_x e^{-ik_x x} \quad (2-78)$$

ان الثوابت الاختيارية a_x و b_x يمكن يجادها باستخدام شرط الحدودية 4

في البند 2-2c

(حيث ان قيمة كل تكامل هي $L/2$ وذلك لان معدل قيمة مربع الجيب لا ياتي عدد كامل من انصاف الموجات) وباختيار الاشارة الموجبة للسهولة

هي

$$A = (2/L)^{1/2} \quad (2-88)$$

وهذا يعطينا الحل العياري الكامل

$$\psi = \left(\frac{2}{L}\right)^{1/2} \sin \frac{n_x \pi x}{L} \sin \frac{n_y \pi y}{L} \sin \frac{n_z \pi z}{L} \quad (2-89)$$

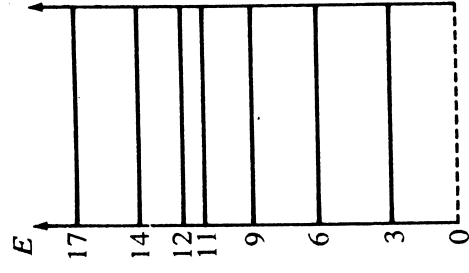
والان لو حاولنا مقارنة كثافة الاحتمال $|\psi|^2$ مع القيمة الكلاسيكية فانه ومن وجهة نظر ميكانيك نيوتن تكون معاملة الموضوع هي معاملة جسيم مرن يرتد عن جدران الصندوق الداخلية ارتداداً تام الزرنة وبدون تأثير اي قوى خارجية ان جسيماً كهذا سيكون له نفس الانطلاق في جميع نقاط الصندوق ولها فان كثافة احتمال وجوده قرب نقطة ما هو $1/L^3$. ان هذه القيمة مساوية تماماً لقيمة $|\psi|^2$ في الحالة التي تقترب فيها كل من n_x و n_y و n_z من المالا نهائية لانه وفي هذه الحالة سيكون من الممكن ان نعوض عن كل حد جيبى مربع بمعدل قيمته وهي $\frac{1}{2}$ (لاحظ الشكل 3c-2). وهذا يعتبر توضيحاً لقاعدة التقابل *correspondence principle* (بور 1923 Bohr) والتي تنص على ان ميكانيك الكم يقترب من الميكانيك الكلاسيكي عندما تصبح الاعداد الكمية n_x و n_y و n_z في هذه الحالة كبيرة جداً.

ان الشروط الحدودية المؤثرة على المعادلة (2-79) والشروط المشابهة لها لكل من x و z لا تحدد فقط شكل دالة الموجة ولكنها تحدد ايضاً طاقة المجموعة E وذلك لان التعويض من المعادلات (2-81) و (2-83) في المعادلات (2-77) و (2-75) ينتج عنه

$$E = (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_0 L^2} \quad (2-90)$$

ان الشروط الحدودية على ψ اذن تؤدي الى تكميم الطاقة. كذلك فان شرط القيمة المحددة وشرط احادية القيمة (الشروط 1 و 3 من البند 2-2) على ψ تؤدي الى تكميم الزخم الزاوي المداري (البند 2-2) ومع ان هذه الطريقة في توضيح التكميم قد تبدو غير كافية للقارئ الا انه من غير الممكن اعطاء اي تفسير احسن من ذلك بالمقارنة بمبادئ الفيزياء الكلاسيكية

n_x	n_y	n_z	$(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^{\dagger}$	Number of levels
1	1	1	3	1
1	1	2	6	3†
1	2	2	9	3
1	1	3	11	3
2	2	2	12	1
1	2	3	14	6
2	2	3	17	3



الشكل 4-2 مستويات الطاقة للجسم داخل الصندوق المغلق. لاحظ ان ادنى حالة للطاقة هي ليست عندما تكون الطاقة مساوية للصفر

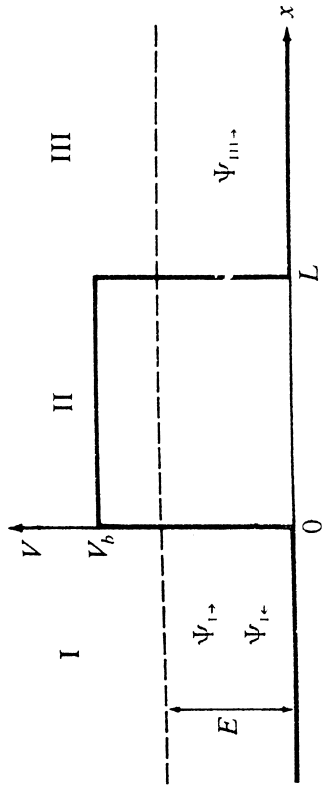
ان الجدول 1-2 والشكل 4-2 يبينان مستويات الطاقة الاوطاً للمجموعة مقاسة بوحدات $\pi^2 \hbar^2 / (2m_0 L^2)$. وكما بينا سابقاً فان اياً من الاعداد الكمية لا يمكن ان يكون صفراً وسوف نوضح ان هذا يتلاءم مع قاعدة اللا تحديد لهايزنبرك *uncertainty principle* Heisenberg (1927). ان مقدار

$$\Delta p_x \approx 2p_x \quad (2-91)$$

لان اتجاه حركة الجسيم لا يمكن تعيينه بواسطة دالة موجته. ان مقدار اللا تعيين في موقع الجسيم والذي يقابل ذلك هو :-

$$\Delta x \approx L \quad (2-92)$$

لان دالة الموجة هي عبارة عن نصف موجة جيبية تصبح قيمتها مساوية للصفر عند النقاط $x=0$ و $x=L$ ولا يمكننا تحديد موقع الجسم بدقة تقل عن L



الشكل 5 - 2 حاجز جهد بسيط في اتجاه واحد . ان الجسيمات القادمة من $x = -\infty$ وتلك المتحركة الى اليمين واليسار قد تم بيان دالات موجاتها بالاسهم المبينة ازاءها وفي كل حالة فان $\Psi = \psi e^{-i\omega t}$

ان الشكل 5 - 2 يبين حاجز جهد بسيط في اتجاه واحد ولو فرضنا ان حزمة من الجسيمات اصلها من $x = -\infty$ تتحرك نحو الحاجز اي نحو اليمين وافترضنا ان الطاقة الكلية لكل من هذه الجسيمات هي E وللسهولة فاننا سنقسم الفراغ الى ثلاث مناطق وهي I , II , III . واذا جعلنا $V_{III} = 0$, $V_{II} = V_0$, $V_I = 0$ وبما ان $E > V$ للمناطق I , II , III فان الجسيمات في هذه المناطق يمكن تمثيلها بموجات متحركة (2 - 32) للمعادلة (2 - 22) . في المنطقة I يمكن للجسيمات ان تنعكس عن الحاجز الى اليسار اما في المنطقة III فان هذه الجسيمات لا تستطيع الحركة نحو اليسار وذلك لان مصدر الجسيمات هو عند $x = -\infty$ ولا يوجد اي شيء في المنطقة III يمكنه ان يعكس الجسيمات الى اليسار

ان حلول المعادلة (2 - 22) في المناطق I و III هي

$$\psi_I = a_I e^{ikx} + b_I e^{-ikx} = \psi_{I+} + \psi_{I-} \quad (2-96)$$

$$\psi_{III} = a_{III} e^{ikx} = \psi_{III+} \quad (2-97)$$

$$k^2 = 2m_0 E / \hbar^2$$

حيث $k^2 = 2m_0 E / \hbar^2$ اما في المنطقة II فان المعادلة التي يجب حلها هي

$$(2-98)$$

$$\frac{d^2 \psi_{II}}{dx^2} = \kappa^2 \psi_{II} \quad (2-99)$$

$$\kappa^2 = 2m_0 (V_0 - E) / \hbar^2$$

ان حل هذه المعادلة هو

$$\psi_{II} = a_{II} e^{\kappa x} + b_{II} e^{-\kappa x} \quad (2-100)$$

وهو حل يمثل موجة مستقرة من النوع (2 - 39)

واذا تذكرنا ان $p_x = \hbar k_x$ (المعادلة (2 - 27)) وباستعمال المعادلة (2 - 81) نحصل وفي حدود معامل يساوي 2 على (2 - 93)

$$\Delta p_x \Delta x \approx \hbar$$

وهذه هي احدى صيغ اللا تعين

ان من المفيد حساب مقدار القفزة في الطاقة $\pi^2 \hbar^2 / (2m_0 L^2)$ في المعادلة (2 - 90) ففي حالة الكترون ذري فان $L \approx 10^{-8}$ cm , $m_0 = 9.1 \times 10^{-28}$ g,

$$\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_0 L^2} \approx \frac{\pi^2 (1.05 \times 10^{-27})^2}{2 \times 9.1 \times 10^{-28} \times 10^{-16}} \approx 0.5 \times 10^{-10} \text{ ergs} \approx 30 \text{ eV}$$

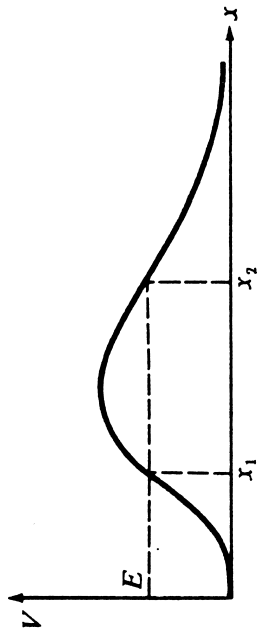
(2 - 94)
اما بالنسبة لنيوكليون في نواة فان $L \approx 5 \times 10^{-13}$ cm , $m_0 = 1.6 \times 10^{-24}$ g,

$$\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_0 L^2} \approx 6 \text{ MeV} \quad (2-95)$$

ان هذه القيم هي في حدود القادير الصحيحة وتسمح لنا بتقدير الفرق الهائل بين الطاقات الذرية والطاقات النووية .

Barrier penetration of a particle للحواجز للجسيم

ان الموضوع الثاني الذي سنقوم بتطبيق معادلة شرينجر عليه هو اختراق حاجز للجهد من قبل حزمة من الجسيمات . ان الحالة الكلاسيكية التي تقابل هذه الحالة هي تدحرج سيل من الكرات الى اعلى سطح مائل ومن الواضح في هذه الحالة انه اذا كانت الطاقة الكلية (غير النسبية) E للكرات لا تزيد على اكبر طاقة كامنة للجاذبية V_0 والتي تمثل اعلى نقطة على السطح المائل فان الكرات سوف تندرج الى الاسفل مرة اخرى او بمعنى اخر فانها سترتد عن حاجز الجهد . من جهة اخرى واذا كانت $E > V_0$ فان الكرات سوف تعبر اعلى نقطة على السطح دائماً . ان هذه التأثيرات سنلاحظ انها تتغير بدرجة كبيرة في المجموعات التي تصبح فيها التأثيرات الكمية مهمة



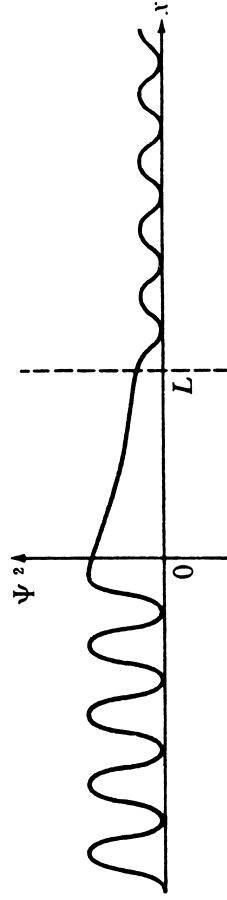
الشكل 2-6 حاجز عام في اتجاه واحد وبين نقاط الانقلاب الكلاسيكية x_1 و x_2

لقد بينا في البند 2d - 2 أنه في حالة وجود تناظر كروي وعندما يكون الزخم الزاوي صفراً فإن نفس المعادلات الرياضية سوف نحصل عليها كما هي الحال في حالة الحركة باتجاه واحد وبهذه الحالة أيضاً فإن $P \approx e^{-\gamma}$

$$\gamma = \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \{2m_0[V(r) - E]\}^{\frac{1}{2}} dr \quad (2-108)$$

إن هذه العلاقة سوف تكون مفيدة خلال مناقشتنا للاهتلال ألفا وإذا كان الجهد ناتجاً عن تأثير متبادل بين جسمين فإن m_0 سوف تمثل الكتلة المختزلة (راجع المعادلة (2-62))

إن الشكل 2-7 يوضح شكل دالة الموجة الذي نحصل عليه إذا قمنا بإيجاد الثوابت a, b وباستخدام الشروط الحدودية وتعويضها في المعادلات (2-96) و (2-67) و (2-100) والملاحظة في هذا المثال أن طاقة الجسم لم تتغير وبذلك فإن طول الموجة متساوياً على جهتي الحاجز.



الشكل 2-7 توضيح دالة الموجة للحاجز المبين في الشكل 5-2. أن موقع مصدر الجسيمات هو النقطة $-\infty$

إن احتمال مرور سيل الجسيمات عبر الحاجز في هذه الحالة هو

$$P = \frac{|\psi_{III}|^2 v}{|\psi_{I-}|^2 v} = \frac{|a_{III}|^2}{|a_I|^2} \quad (2-101)$$

حيث v في سرعة الجسيمات ولايجاد هذا المقدار فإننا نلاحظ أن المعادلات (المعقدة) a و b يجب ايجادها عن طريق التأكد من أن ψ و $d\psi/dx$ هي دالات مستمرة عند L و $x=0$ فمثلاً وعندما $x=0$ فإن

$$\psi_{I-} + \psi_{I+} = \psi_{II} \quad \text{leads to} \quad a_I + b_I = a_{II} + b_{II} \quad (2-102)$$

and at $x = L$

$$\psi_{II} = \psi_{III-} \quad \text{leads to} \quad a_{II}e^{\kappa L} + b_{II}e^{-\kappa L} = a_{III}e^{ikL} \quad (2-103)$$

ويمكن الحصول على معادلات مشابهة من تساوي التفاضلات وبحل المعادلات لحساب a_I و a_{III} وبعد بعض العمليات الجبرية نجد أن

$$P = \left[1 + \frac{V_0^2}{4E(V_0 - E)} \sinh^2 \kappa L \right]^{-1} \quad (2-104)$$

وعندما تكون $\kappa L \gg 1$ أي أن فإن $\sinh^2 \kappa L \approx \frac{1}{4} e^{+2\kappa L}$

$$P \approx 16 \frac{E}{V_0} \left(1 - \frac{E}{V_0} \right) e^{-2\kappa L} \quad (2-105)$$

إن العامل المهم في معظم الحالات الفيزيائية هو الحد الأسّي فمثلاً ولبروتونات ذات طاقة 5-Mev وعندما تكون $L = 10^{-12}$ cm $V_0 = 10$ Mev فإن المعادلة (2-99) تعطي

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{[2 \times 1.6 \times 10^{-24} \times (10 - 5) \times 1.6 \times 10^{-6}]^{\frac{1}{2}}}{1.05 \times 10^{-27}} \\ &\approx 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-1} \\ e^{-2\kappa L} &= e^{-10} = 0.5 \times 10^{-4} \end{aligned}$$

وبهذا تكون $P = (16 \times 0.5 \times 0.5) \times 0.5 \times 10^{-4} = 2 \times 10^{-4}$ وقد جرت العادة على إهمال العامل أمام الحد الأسّي وبذلك نكتب (2-106)

$$P \approx e^{-\gamma}$$

$$\gamma = 2\kappa L = 2[2m_0(V_0 - E)]^{\frac{1}{2}} L/\hbar.$$

أما إذا كانت V غير ثابتة بل تتغير مع x فإنه يمكن إثبات أن نفس العلاقة للاختمال P تبقى صحيحة ولكن باستخدام $\gamma = \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \{2m_0[V(x) - E]\}^{\frac{1}{2}} dx$ $2-107$

حيث x_1 و x_2 هي نقاط الانقلاب الكلاسيكية أي أنها النقاط التي تكون فيها $E = V(x)$ كما هو مبين في الشكل 2-6

حيث أن x' و y' و z' هي الاحداثيات المقاسة بالنسبة لمركز الصندوق
 $(x' = x - L/2)$ وإذا كانت n_x فردية فإن دالة الجيب تصبح (2-113)

$$\pm \cos \frac{n_x \pi x'}{L} \quad (2-113)$$

والتي لها تناظر زوجي . أما قيم n_x الزوجي فتعطي دالة الجيب بالشكل
 $(2-114) \pm \sin \frac{n_x \pi x'}{L}$

والتي لها تناظر فردي وبذلك فإن التناظر الكلي لدالة الموجة يكون زوجياً أو
 فردياً اعتماداً على كون $(n_x + n_y + n_z)$ مقداراً فردياً أو زوجياً على التوالي
 يمكننا أيضاً أن نبرهن على أن دالة الموجة (2-43) والتي تطبق بالنسبة
 للجهود نصف القطرية يكون لها تناظر هو $(-1)^l$ حيث l هو العدد الكلي الذي
 يحدد الزخم الزاوي المداري للمجموعة .
 $[l(l+1)]^{1/2} \hbar$
 والآن وبعد الانتهاء من مناقشة هذه المبادئ الأساسية في ميكانيك الكم والتي
 نحتاجها لاجل فهم طبيعة التركيب النووي فالتناظر يعود الى دراستنا للفيزياء النووية

3 - طاقة الارتباط النووية NUCLEAR BINDING ENERGY

ان لكل نواة حالة دنيا من الطاقة تسمى الحالة الارضية ground state
 وحالات اعلى من الطاقة تسمى الحالات المثيرة excited states . ان كثيراً
 من المعلومات المتعلقة بالقوى النووية يمكن معرفتها من خلال دراسة الحالات
 الارضية للنوى بغض النظر عن كون هذه النوى مستقرة ام ان لها قابلية على
 الانحلال الاشعاعي . ان دلائل نظامية يمكن ان تلاحظ في كل من الكتلة ونصف
 القطر والشحنة والوفرة الطبيعية للعناصر ... الخ . ان دراسة دقيقة لهذه النوى تبين
 ايضاً ان هناك تكراريات مهمة تجدر ملاحظتها . ان النماذج النووية التي تم
 تطويرها لاجل تفسير هذه الخواص يمكن ان تصنف الى نماذج شبه كلاسيكية
 Semiclassical او (الجسيمية) والتي تؤدي الى فهم عام للخواص النظامية
 للنوى والى نماذج كمية quantum او (موجية) والتي هي وحدها يمكن ان
 تؤدي الى فهم تفاصيل التكراريات الموجودة في النواة . ان نموذج قطرة السائل
 Liquid drop model ونموذج القشرة Shell model تعداً امثلة حية على كل
 صنف من هذه النماذج وسوف نقوم بشرح كل منها لاحقاً

2-2h Parity. التناظر
 يمكننا من خلال دراسة المعادلات (2-15) و (2-19) ملاحظة أن
 التعويض بكل من $x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$ (او باختصار $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$) فإن وضع
 معادلة شريدنجر سوف لا يتغير إذا كانت

$$V(-x, -y, -z) = V(x, y, z) \quad (2-109)$$

إن التعويض $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ يسمى بتأثير التناظر . ان الجهد الذي له الخاصية المبنية
 بالمعادلة (2-109) يسمى جهد « حافظ للتناظر » Parity
 Conserving Potential ويبدو أن جميع الجهود الفيزيائية بما في ذلك الجهود التي
 تولدها القوى النووية تملك هذه الخاصية .

ان دالة الموجة ψ في المعادلة 2-19 بالنسبة للجهود المعروفة بالمعادلة (2-109)
 يجب أن تكون لها الخاصية

$$\psi(-\mathbf{r}) = +\psi(\mathbf{r}) \quad (2-110)$$

$$\psi(-\mathbf{r}) = -\psi(\mathbf{r}) \quad (2-111)$$

اضافة الى ذلك فان دالة الموجة لأية مجموعة مهما كانت معقدة لا يمكن مطلقاً
 أن تتغير من نوع الى نوع آخر (طالما بقي التفاعل داخل المجموعة حافظاً للتناظر
 إن دالة الموجة (2-110) تسمى دالة زوجية التناظر even Parity او
 زوجية كما أن دالة الموجة الاخرى تسمى دالة فردية التناظر odd parity

إن حفظ التناظر في التفاعلات النووية يضع قيوداً كثيرة على ديناميكية
 العمليات النووية (الانحلالات والتفاعلات) ولهذا فإنه من المهم معرفة تناظر
 الحالات النووية سواء كان ذلك بالطرق النظرية او بالطرق العملية . إن تناظر
 دالة موجة مستقرة يمكن معرفته من خلال الاعداد الكمية كما سنوضح ادناه لحالة
 خاصة .

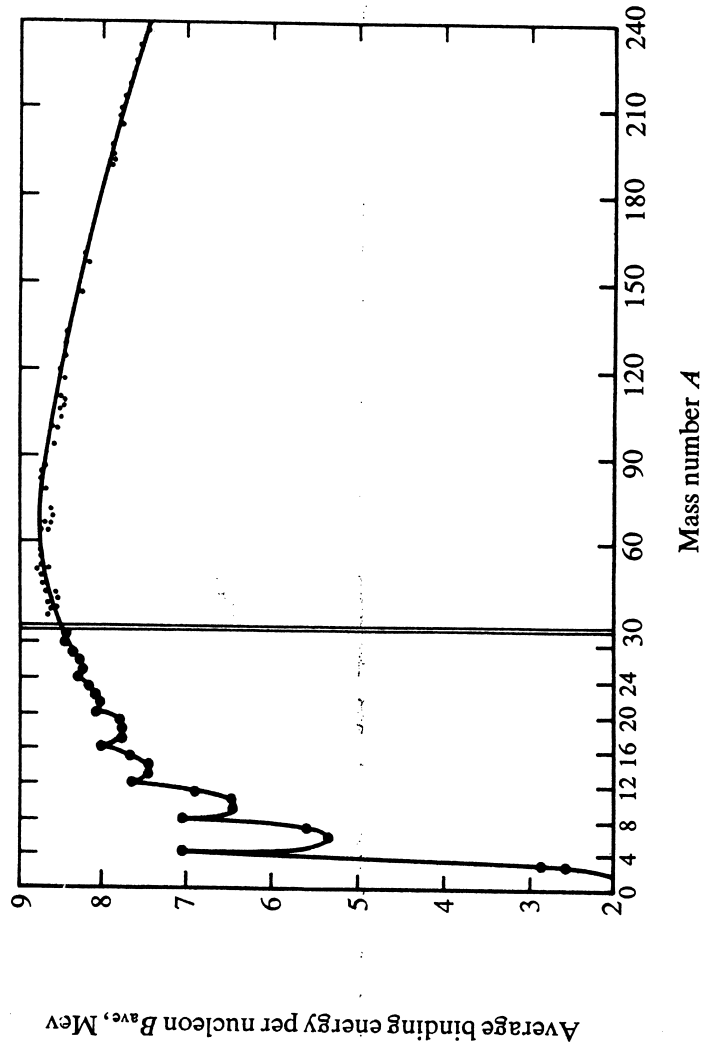
إن تناظر دالة الموجة ψ في مثال الجسيم داخل الصندوق المغلق غير معروف
 ذلك لان $\psi = 0$ خارج الصندوق ومن السهل ملاحظة أن $\psi(-x) \neq \psi(x)$ عند قيم
 $|x| < 0$ وذلك بسبب موقع الصندوق بالنسبة لنقطة الاصل (راجع الشكل 3a-
 2) والذي يؤدي الى أن تكون V غير منسجمة مع الخاصية (2-109) اما اذا تم
 تحويل نقطة الاصل الى مركز الصندوق فان V سوف تكون محققة للخاصية
 (2-109) وفي هذه الحالة فان دالة الوجه سوف تتخذ الشكل (2-112)

$$\psi = \left(\frac{2}{L}\right)^{1/2} \sin \left(\frac{n_x \pi x'}{L} + \frac{n_y \pi y'}{L} + \frac{n_z \pi z'}{L}\right) \sin \left(\frac{n_x \pi z'}{L} + \frac{n_y \pi y'}{L} + \frac{n_z \pi x'}{L}\right) \quad (2-112)$$

2 - 3b معدل طاقة ارتباط النيوكليون الواحد . الاشباع وقصر مدى القوى النووية

Average binding energy per nucleon. Saturation and short range of nuclear forces.

ان قياس B_{tot} يتم عملياً بواسطة قياسات دقيقة للكتل M باستخدام ما يسمى بمطياف الكتلة او من خلال ايجاد S من دراسة التفاعلات النووية ان الخواص العامة للمقدار B_{ave} ملخصة في الشكل 2 - 8



الشكل 8 - 2 علاقة معدل طاقة ارتباط النيوكليون مع العدد الكتلي للنوى الموجودة في الطبيعة (ونواة Be^8) . لاحظ ان القياس على المحور السيني يتغير عند $A = 30$

ان اكثر خواص B_{ave} اثاره هي انها لا تعتمد على A تقريباً عدا النوى الخفيفة جداً . ولو افترضنا ان طاقة الارتباط (طاقة الناصر بالاصطلاح الكيميائي) لكل نيوكليون مع نيوكليون آخر في النواة هي تقريباً مقدار ثابت C فان النواة التي تحتوي على A من النيوكليونات سوف تحتوي على $\frac{1}{2}A(A-1)$ من الاواصر وبذلك فان

$$B_{\text{tot}} \approx \frac{1}{2}CA(A-1) \quad (2-122)$$

2 - 3a تعريف Definitions

ان احدى اكثر الكميات اهمية في دراستنا هي الكتلة النووية ويجري عادة قياس الكتلة بوحدات الكتلة النووية والتي رمزها u وتعرف على اساس ان كتلة ذرة C^{12} الواحدة تساوي بالضبط $12.0000 u$ ويعطى الملحق C كتل النوى المستقرة مقاسة بهذه الوحدة .

ان الفرق بين الكتلة الحقيقية للنواة وبين مجموع كتل مكوناتها في النيوكليونات يسمى طاقة الارتباط الكلية $\text{total Binding energy}$. وهي تمثل مقدار الشغل اللازم لتحليل النواة (A, Z) الى النيوكليونات او بالعكس فهي مقدار الطاقة المتحررة عند جمع النيوكليونات لبناء النواة وللسهولة فإن الكتل الذرية تستخدم هنا بدلاً من الكتل النووية لان هذا لا يؤدي الى اية صعوبة عدا وجوب اخذ طاقات ارتباط الالكترونات الذرية بنظر الاعتبار اثناء اجراء الحسابات وللسهولة فان هذه تحذف عادة وبهذا فاننا نستطيع ان نكتب

$$B_{\text{tot}}(A, Z) = [ZM_H + NM_n - M(A, Z)]c^2 \quad (2-115)$$

حيث ان تعريف الكميات اعلاه مطابق لما جاء في المعادلة (1 - 1) و (2 - 1) ان معدل طاقة الارتباط لكل نيوكليون هو :-

$$B_{\text{ave}}(A, Z) = \frac{B_{\text{tot}}(A, Z)}{A} \quad (2-116)$$

ان الكميات ادناه تكون احياناً مفيدة مع أننا سوف لا نستعملها (الا في الملحق C)

$$\text{Mass excess} = M - A \quad (2-117)$$

$$\text{Packing fraction} = \frac{M - A}{A} \quad (2-118)$$

إن مقدار الشغل اللازم لفصل بروتون او نيوترون او ديوترون او جسيم الفا عن النواة يسمى طاقة الفصل $\text{separation energy } S$ وبالعكس فان هذا القدار من الطاقة سوف يتحرر عندما تقوم بإقتناص احد هذه الجسيمات . إن طاقة الفصل بالنسبة للنيوترونات هي

$$S_n = [M(A-1, Z) + M_n - M(A, Z)]c^2 \quad (2-119)$$

إن جميع طاقات الفصل يمكن أن نكتب بدلالة طاقات الارتباط للنوى المشتركة وذلك بالتعويض عن الكتلة من المعادلة (2 - 115) في معادلات مشابهة للمعادلة (2 - 119) وبذلك نحصل على

$$S_n = B_{\text{tot}}(A, Z) - B_{\text{tot}}(A-1, Z) \quad (2-120)$$

$$S_p = B_{\text{tot}}(A, Z) - B_{\text{tot}}(A-1, Z-1) \quad (2-121)$$

وهذا يشكل تناقضاً واضحاً مع الشكل 8 - 2 حيث ان الثبوت التقريبي للطاقة يدل على ان كل نيوكليون لا يرتبط باواصر متساوية مع جميع النيوكليونات الاخرى بل ان القوة النووية بين النيوكليونات لا يسري تأثيرها الى ابعد من بضعة نيوكليونات . ان هذا يعني انه اما ان القوى النووية هي ذات مدى قصير جداً يبلغ في حدود قطر النيوكليون الواحد او ان هذه الاواصر تصل الى حد الاشباع كما هي الحالة في الاواصر الكيميائية . ان الاشباع يعني ان طاقة الارتباط او التآصر بين نيوكليون وباقي النيوكليونات تصل الى حد ثابت عندما يصل العدد الكلي للنيوكليونات المتجمعة الى حد معين ويظهر من الشكل 8 - 2 ان حد الاشباع يبدأ بالظهور بالنسبة لاربعة نيوكليونات فاكتر

ان من الممكن معرفة فيما اذا كانت اي من التأثيرات اعلاه اكثر اهمية ان مدى القوة النووية يمكن تقديره من خلال دراسة استقطارية نيوكليونين (p, p او n, p) ومن معرفة طاقة ارتباط الديوترون وقد وجد ان مدى القوى النووية هو في حدود $2F$ وهذا مقارب لقطر النيوكليون . ان هذه القيمة لوحدها يمكن ان تؤدي الى ان تكون B_{ave} ثابتة اذا كان كل نيوكليون متأصراً مع اقرب نيوكليون مجاور له فقط ولكن حجم النواة في هذه الحالة سوف لا يتناسب مع A اي ان $R_0 A^{\frac{1}{3}} \neq R$ وهذا يناقض المعادلة (5 - 1) . ان السبب في هذا هو ان النيوكليونات الموجودة في نواة معينة سوف ترتب نفسها بطريقة تؤدي الى ان تكون الطاقة الكلية للمجموعة اقل ما يمكن . ان اقل طاقة كامنة ناتجة عن وجود القوى النووية اعلاه تكون في الحالة التي تتزاحم فيها النيوكليونات بحيث يكون كل نيوكليون داخل منطقة حدودها $2F$ من بقية النيوكليونات ان الطاقة الحركية تكون اقل ما يمكن عندما يتحرك كل نيوكليون داخل اكبر حجم ممكن وبما ان الطاقة الكامنة هي الاكثر تأثيراً فان النواة سوف تنهار في هذه الحالة الى قطر يبلغ حوالي $2.F$ ولذلك فانه لا بد من وجود تأثيرات اخرى الى جانب وجود القوى القصيرة المدى .

ان النظريات الحديثة للتركيب النووي تعزو عملية الاشباع الى تأثيرين الأول : - الاثبات العملي ان القوة بين نيوكليونين تصبح ذات طبيعة تنافرية شديدة عند مسافة في حدود $\frac{1}{2}F$. ويمكننا القول ان للنيوكليونات قلباً صلباً $hard\ core$. ومع ان هذا وحده سوف يؤدي الى اعتماد نصف القطر على $A^{\frac{1}{3}}$ الا ان قيمة الثابت R_0 المحسوب للمعادلة (5 - 1) يبدو صغيراً جداً . ان السبب الثاني هو قاعدة الانفراط لپاولي والتي لا تسمح لنيوكليونين من نفس النوع

كبروتونين مثلاً ان يحتلا حالات لها نفس الاعداد الكمية وهذا ينتج عنه تأثيرات تحاول ابعاد النيوكليونات عن بعضها .

وباختصار فان ملاحظة عامة لخواص طاقة الارتباط والحجوم النووية قد ادت الى ظهور دلائل حول طبيعة القوة النووية . وقبل ان نحاول الدخول في تفاصيل اكثر حول هذا الموضوع فانه من المفيد في ان نشير الى مجموعة فيزيائية اخرى يكون فيها معدل طاقة الارتباط ثابتاً وهي المواد الصلبة والسائلة حيث ان حرارة التبخر وهي مقدار الشغل اللازم لتجزئة m غرام من المادة الى n من الجزيئات المنفصلة عند درجة حرارة ثابتة . فاذا كانت كتلة الجزيئة الواحدة هي M_0 فان

$$m = nM_0 \quad (2 - 124)$$

ان معدل طاقة ارتباط الجزيئة الواحدة هو

$$\frac{Q}{n} = \frac{QM_0}{m} \quad (2 - 125)$$

وقد وجد عملياً ان Q تتناسب طردياً مع m ويسمى القدار Q/m بالحرارة الكامنة للتبخر $latent\ heat\ of\ vaporization$ والتي هي للماء عند $100^\circ C$

$$\begin{aligned} \frac{Q}{m} &= 540\ cal/g = 2.26 \times 10^{10}\ ergs/g \\ M_0 &= \frac{18}{6.02 \times 10^{23}} = 2.99 \times 10^{-23}\ g \end{aligned}$$

$$\frac{Q}{n} = 6.75 \times 10^{-13}\ ergs = 0.42\ ev$$

وبهذا فان

ان مقارنة هذه النتيجة مع B_{ave} تدلنا ايضاً على ان الطاقات الذرية والنووية هي في مرتبة الالكترون فولت والميكالالكترون فولت على التوالي وكما هو مبين ايضاً في نهاية البند $2f - 2$ (المعادلات (94 - 2) و (95 - 2) في مجال اخر ان الشكل (8 - 2) يبين انه في حالة النوى الخفيفة والتي يكون فيها عدد النيوكليونات مساوياً لعدد كامل من جسيمات الفا فان طاقات ارتباط النيوكليون الواحد فيها تكون عالية وهذا يمكن فهمه فقط على اساس ميكانيك الكم باستخدام نموذج للتركيب النووي يؤخذ فيه بنظر الاعتبار الاعتماد القوة النووية على الدوران الذاتي للنيوكليونات ولكننا نرى انه من المغربي لنا ان نقترح نموذجاً للنواة تكون

فيها جسيمات الفا مكونات اساسية للنواة ويكون التآثر بين هذه الجسيمات بدلاً من التآثر بين النيوكليونات نفسها .

ان نموذجاً كهذا قد اثبت نجاحاً محدوداً .

ان الخاصية الثانية التي تجدر ملاحظتها في الشكل (8 - 2) هي ان B_{ave} تقل كلما ازدادت A وهذا سببه التأثير المتزايد لقوة كولوم كما سنرى لاحقاً

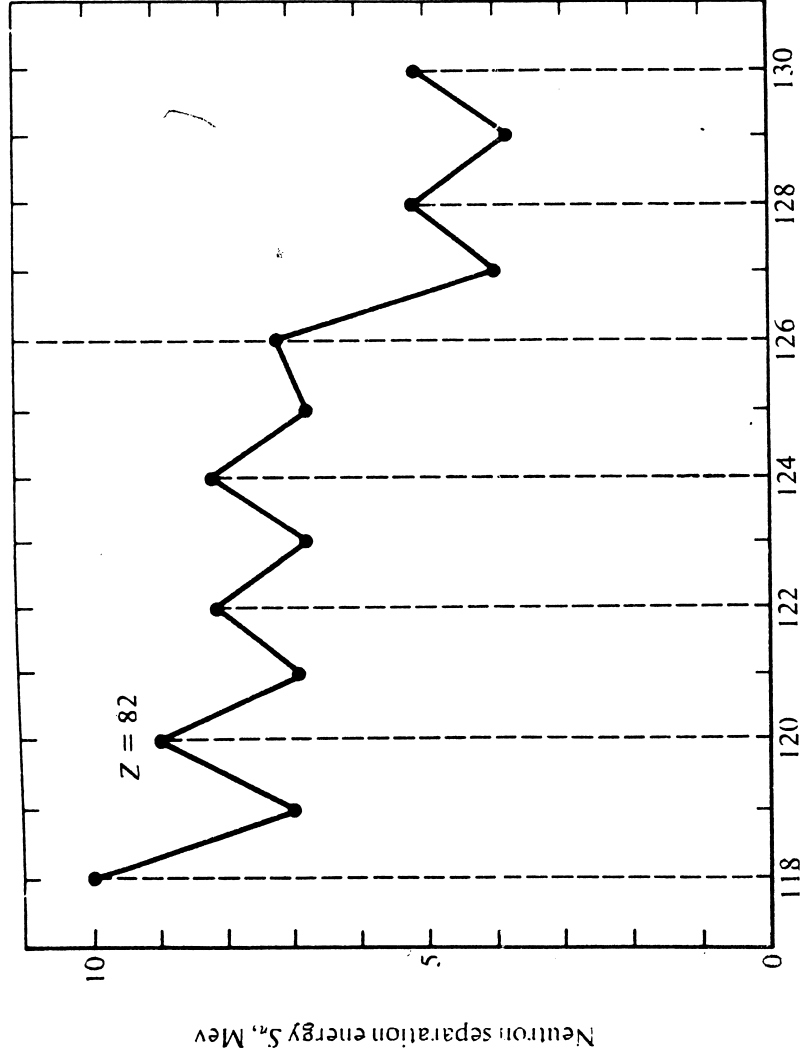
3c - 2 نظميات طاقة الفصل Neutron separation energy systematics

ان النظاميات المثالية لطاقت فصل النيوترون S_n واضحة في الشكل 9 - 2 حيث انه ولقيمة معينة للعدد الذري Z فان S_n تكون اكبر - (في النوى التي تكون فيها N زوجية) - مما هي عليه في النوى التي تكون فيها N فردية وكذلك فانه ولقيمة معينة لعدد النيوترونات N فان S_n تكون اكبر - في النوى التي تكون فيها Z زوجية - مما هي عليه في النوى ذات Z الفردية . ان هذا ناتج عن احدى خواص القوى النووية التي ينتج عنها ارتباط اضافي بين كل زوج من النيوكليونات المتشابهة الموجودة في الحالة نفسها والتي يكون لها زخم زاوية كلية تعمل من اتجاهين متعاكسين وهذا هو ايضا السبب في الاستقرار العالي لتركيب جسيمات الفا الذي سبق ذكره وسنقوم بذكر دلائل اخرى على تأثير هذا الازدواج $pairing$ في بنود لاحقة . ان الفرق

$$S_n(A, Z, \text{even } N) - S_n(A - 1, Z, N - 1) \quad (2 - 126)$$

يسمى طاقة ازدواج النيوترون neutron pairing energy وهي تتغير تقريباً وتتراوح ما بين 2 الى 4 ميكا إلكترون فولت مع زيادة A وتظهر قيم مشابهة لذلك بالنسبة للبروتونات .

ان الازدواج يؤدي الى ان تكون النوى الزوجية الزوجية $even-even$ (Z زوجية و N زوجية) اكثر استقراراً من النوى الزوجية الفردية والنوى الفردية الزوجية وهذه بدورها اكثر ارتباط من النوى الفردية - الفردية وهذا يتضح ايضا من ملاحظة نظميات الوفرة الطبيعية للنوى المستقرة .



الشكل 9 - 2 طاقات فصل النيوترون في نظائر الرصاص بدلالة عدد النيوترونات الموجودة في النواة .

3d - 2 نظميات الوفرة الطبيعية للنوى المستقرة

Abundance systematics of stable nuclides.

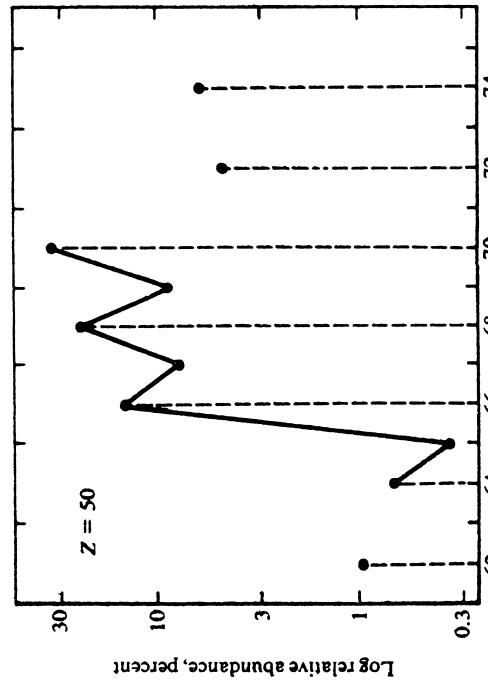
ان النوى الموجودة في الكرة الارضية هي اما مستقرة او ذات نشاط اشعاعي باعمار نصفية تزيد على 10^9 تقريباً وذلك لانها قد تكونت قبل 5×10^9 سنة مضت على الاقل حسب النظريات السائدة الان . ان الشكل 10 - 2 يوضح العلاقة بين Z و N لجميع النوى المعروفة مقسمة الى ايزوبارات فردية وزوجية . ان معدل خط الاستقرار $line of stability$ يتركز حول $N = Z$ بالنسبة للنوى الخفيفة اما بالنسبة للنوى الاثقل فان الاستقرار يشذ عن ذلك بسبب زيادة اهمية قوة كولوم . وعندما تكون A فردية فانه يوجد فقط ايزوبار واحد (عدا 123 و 113 = A وعندما تكون A زوجية فانه توجد فقط نوى زوجية زوجية) عدا 14 و 10 و 6 و 2 . ان الجدول 2 - 2 يوضح ملخص تكرار وفرة النوى في الطبيعة .

الجدول 2 - 2 وفرة تواجد النوى المستقرة

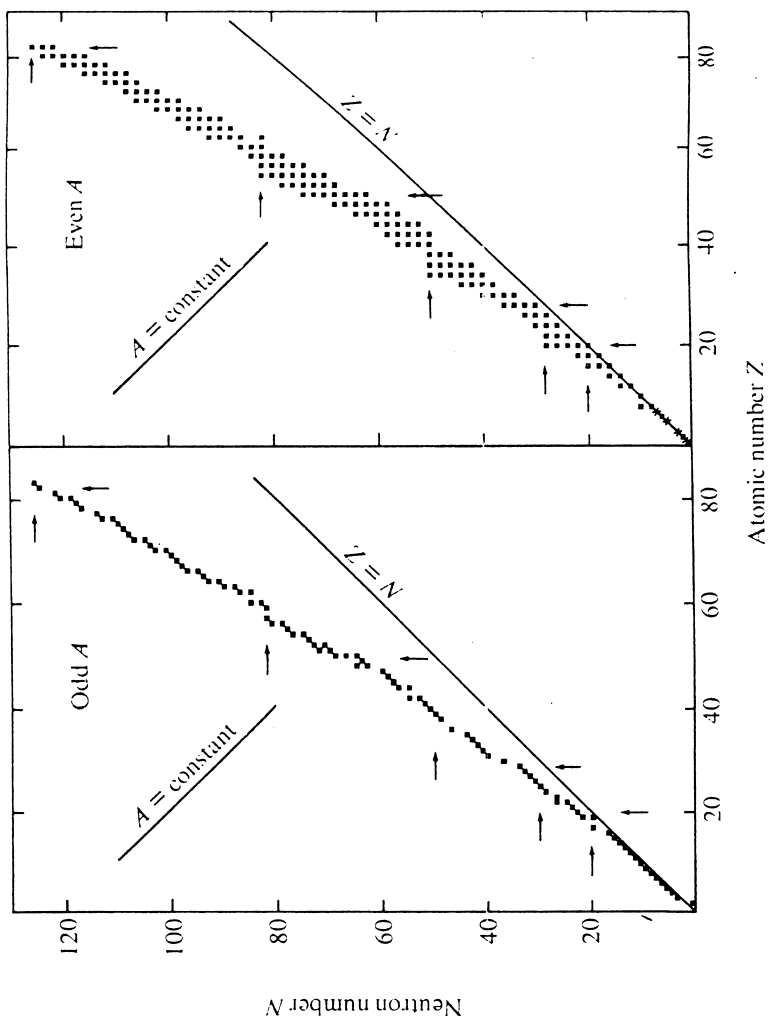
	N				Z			
	even	odd	even	odd	even	odd	even	odd
Number of nuclides	160	53	49	4				

ان الوفرة النسبية للنظائر والتواجد الكوني للنوى يحتوي على تكراريات ملفنة للنظر كما هو مبين في الشكل 11 - 2 والذي يوضح الوفرة الطبيعية النسبية لعنصر الزنك ($Z = 50$). ان الوفرة الطبيعية الواطنة للنظير الذي تكون فيه N فردية واضح جداً وهذا ايضاً مرتبط بحقيقة ان عملية توليد النوى تفضل النوى التي لها طاقات ارتباط اعلى كما ان دراسة تفصيلية للوفرة الكونية تؤدي الى الاستنتاجات نفسها.

ان استقرارية متميزة بالارتفاع تصاحب النوى التي تكون فيها N او Z مساوية للاعداد 2 و 8 و 20 و 28 و 50 و 82 و 126 ويمكن ملاحظة بعض تأثيرات هذه الاعداد السحرية من خلال ملاحظة الشكل 10 - 2 كما اننا سنورد ادلة اخرى حول وجودها لاحقاً. ان الاعداد السحرية تعكس تأثيرات في النوى مشابهة لتلك التي تصاحب امتلاء القشرة الالكترونية في الذرات وهناك اسباب جيدة لعدم توافق هذه الاعداد مع دورات الجدول الدوري 2 و 8 و 18 و 32 وقبل ان نناقش نموذج القشرة للنوى فاننا سنقوم بحث نموذج قطرة السائل وذلك لانه من السهل فهمه ومن الممكن بواسطته تفسير اكثر النتائج العملية التي ذكرت لحد الان



الشكل 11 - 2 الوفرة الطبيعية النسبية للنظائر بدلالة عدد النيوترونات ان النظائر التي تكون فيها $N = 63$ و 71 و 73 ليست مستقرة



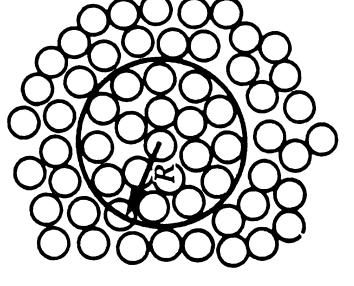
الشكل 10 - 2 العلاقة بين عدد البروتونات وعدد النيوترونات في النوى المستقرة. ان الايزوبارات الفردية مبينة في يسار الشكل والزوجية في يمينه. ان الاسم يؤثر في اتجاه الاقتراب من « الاعداد السحرية » عند قيم N و $Z = 20$ و 28 و 50 و 82 و 126 والايوبارات الفردية عند قيم $A = 2$ و 6 و 10 و 14

ان النوى الزوجية الزوجية تظهر بوفرة اكبر. ولو اعتبرنا ان النوى المستقرة تتولد بطريقة بحيث تؤدي الزيادة في طاقة الارتباط الى زيادة في نسبة الوفرة الطبيعية فاننا نستنتج ان النوى الزوجية - الزوجية اكثر استقراراً اي اننا يمكن ان نكافئ الوفرة الطبيعية بالاستقرار وهذا يتفق مع الاستنتاجات التي تم التوصل اليها من دراسة نظاميات طاقات الفصل. ان عملية تكوين العناصر في الطبيعة كانت عملية معقدة على الاغلب الا ان احدى عمليات التوليد المحتملة وهي نظرية انفجار السوبر نوفا *supernova explosions* تعتمد على الدور الرئيس الذي تلعبه طاقة الارتباط في التحكم في الوفرة الطبيعية ان الاعتقاد السائد حالياً هو ان اكثر النوى (وان كانت ليست الاكثر تواجداً) قد تولدت بالتأكد بطريقة كهذه :-

4 - 2 نموذج قطرة السائل . القانون شبه التجريبي للكتلة ان نظرية مفصلة للارتباط النووي تعتمد على اسس فيزيائية وتستخدم في اشتقاقها رياضيات عالية قد تم تطويرها من قبل برشر وجماعته (1961 - 1954) كما يوجد ايضاً نموذج تقريبي جداً تهمل فيه الخصائص الدقيقة للقوى النووية ولكن يؤكد فيه التجاذب بين النيوكليونات وقد تم اشتقاقه من قبل وايسكر (1935) Weizsäcker على اساس تشابه المادة النووية مع قطرة السائل كما اقترح بور . ان الفرضيات الاساسية في هذا النموذج هي (راجع البند 39 - 2) .

- (1) النواة تتكون من مادة غير قابلة لان تضغط وبذلك فان $A \sim R$.
- (2) القوى النووية متساوية لجميع النيوكليونات وبالذات فانها لا تعتمد على كونها بروتونات او نيوترونات .
- (3) القوة النووية تنتشر

ان تأثير كولوم وتأثيرات ميكانيك الكم سوف يتم اخذها بنظر الاعتبار بصورة منفصلة . والان لو اخذنا نواة غير متناهية الحجم تحتوي على A من النيوكليونات فان الفرضيات 2 و 3 تؤدي الى ان يكون الجزء الرئيس من طاقة الارتباط متناسباً مع A . ان القوى الحقيقية هي ذات حجم محدود ويفترض انها كروية عادة كما في الشكل 12 - 2 وبذلك فان النيوكليونات الموجودة على السطح سوف لا تكون متجاذبة بالدرجة التي تم تقديرها اعلاه وبذلك فانه يجب طرح حد يتناسب مع مساحة السطح من مقدار طاقة الارتباط التي قمنا بتقديرها لنواة غير متناهية . كذلك فان الارتباط سوف يقل بسبب التنافر بين ازواج البروتونات (ان قوة كولوم هي قوة طويلة المدى ولا تنتشر) اضافة الى ذلك فانه يجب ادخال حد يحاول اعطاء اكبر ارتباط للنوى التي تكون فيها $Z = N$ وهذا الحد هو نتيجة مباشرة لتأثيرات تصرف البروتونات والنيوترونات بالنسبة لميكانيك الكم . واخيراً فان حداً تصحيحياً يجب اضافته لاعطاء اكبر ارتباط للنوى الزوجية - الزوجية واقل ارتباط للنوى الفردية - الفردية ويعكس كذلك تأثيرات القشرة التي تم ذكرها سابقاً



الشكل 12 - 2 نواة كروية داخل مادة نووية لا متناهية

ان اهمية هذا النموذج تكمن في حقيقة قابليته على تفسير الخواص العملية للكتل النووية . ان هذا يدلنا على صحة الحد الرئيس لطاقة الارتباط والذي يتناسب مع A . وبما ان هذا الحد يستند الى فرضية عدم الاعتماد على الشحنة بالاضافة الى اعتماده على اشياء اخرى فاننا نستطيع ان نستنتج ان القوى بين $p-p$ و $p-n$ و $p-n$ متساوية . ان هذا الدليل المهم حول طبيعة القوى النووية سيتم دعمه لاحقاً .

واذا تذكرنا العلاقة (115 - 2) فان طاقة الارتباط الكلية للنواة يمكن ان تكتب على النحو التالي

$$B_{tot}(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{\pi} \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta + \eta \quad (2-127)$$

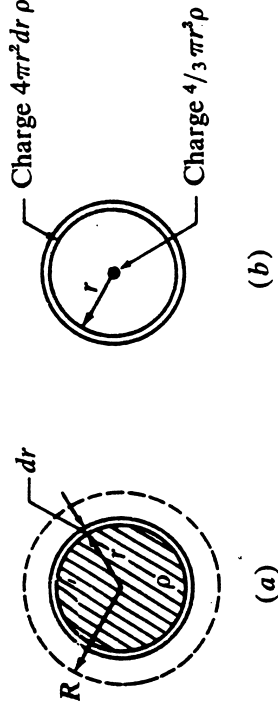
حيث ان $a_v A$ = الحد الذي يمثل الحجم

$-a_s A^{2/3}$ = الحد الذي يمثل تأثير النيوكليونات الخارجية ويتناسب مع مساحة السطح $4\pi R^2$

$\pm \delta$ = الحد الذي يمثل طاقة الازدواج وتكون قيمته مساوية للصفر للنوى التي تكون فيها A فردية وتستخدم الاشارة الموجبة للنوى الزوجية - الزوجية والاشارة السالبة للنوى الفردية - الفردية

η = الحد الذي يمثل تأثير القشرة وهو موجب اذا كانت N او Z قريبة من عدد سحري .

ان الحدين الاخرين وهما الحد الذي يمثل تأثير كولوم والحد الذي يمثل تأثير الا تناظر النيوكليوني ستم مناقشتها ادناه



الشكل 13 - 2 طاقة كولوم لكرة متجانسة الشحنة a التوزيع الحقيقي للشحنة وبين اضافة طبقة سمكها dr على الكرة التي نصف قطرها (b) التوزيع المكافئ للشحنة والمستخدم لحساب الطاقة الكامنة . ان كثافة الشحنة هي ρ

على الرغم من أن قوى كولوم تعمل بين أزواج البروتونات إلا أنه يمكن اعتبار النواة كرة متجانسة الشحنة وشحنتها هي Ze وكثافة الشحنة فيها هي

$$\rho = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (2 - 128)$$

وفي هذه الحالة فإنه يمكننا حساب طاقة كولوم بالطريقة التالية. لو افترضنا أن كرة مشحونة نصف قطرها r كما في الشكل $2 - 13a$ فإن الشغل اللازم لإضافة طبقة أخرى من الشحنة سمكها dr إلى هذه الكرة يمكن حسابه باعتبار أن الشحنة الأصلية للكرة $\frac{4}{3}\pi r^3 \rho$ متمركزة في مركز الكرة (راجع الشكل b 2 - 13) أن الجهد الكهربائي للنواة في هذه الحالة هو.

$$\begin{aligned} V_{\text{coulomb}} &= \int_0^R \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \cdot 4\pi r^2 dr \cdot \frac{1}{r} \\ &= \frac{16}{15}\pi^2 \rho^2 R^5 \\ &= \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \quad (2 - 129) \end{aligned}$$

وذلك باستخدام العلاقة (2 - 128). لقد افترضنا هنا أن شحنة كل بروتون «موزعة» على النواة وهذا يتفق مع تصورنا لدالة الموجة. أن العلاقة (2 - 129) تحتوي على جزء زائد مقداره $3e^2/(5R)$ والذي يمثل الطاقة الذاتية لكل بروتون (وقد تم حسابه بالتعويض $Z = 1$) وبطرح هذا الحد من طاقة Z من البروتونات فإن المقدار الصحيح لطاقة كولوم بين جميع أزواج البروتونات يصبح

$$V_{\text{coulomb}} = \frac{3}{5} \frac{Z(Z-1)e^2}{R} \quad (2-130)$$

أن مقارنة هذه العلاقة مع العلاقات (1 - 6) يمكننا من حساب مقدار قيمة الثابت a_c في المعادلة (2 - 127) حيث

$$a_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_0} \quad (2 - 130)$$

وهذا يساوي 0.62 Mev لحالة $R = 1.4 \text{ F}$ أو 0.72 Mev لحالة $R_0 = 1.2 \text{ f}$

$$= 0.62 \text{ or } 0.72 \text{ Mev for } R_0 = 1.4 \text{ or } 1.2 \text{ F} \quad (2-131)$$

أن حد كولوم من المعادلة (2 - 127) يحمل إشارة سالبة وذلك لأن طاقة كولوم للموجة تؤدي إلى تقليل طاقة الارتباط النووية.

طاقة الالتناظر

Asymmetry energy.

أن نموذجاً بسيطاً يعتبر كافياً لتوضيح صيغة حد اللا تناظر في المعادلة (2 - 127). وبما أن البروتونات والنيوترونات تخضع لقوانين ميكانيك الكم فإنها يجب أن تكون في حالات محدودة للطاقة مشابهة لتلك التي توجد في حالة الصندوق المغلق (البند 2f).

ولسهولة الحسابات فلننصّر أن المسافات بين المستويات متساوية ومقدار كل منها هو Δ ونتيجة لقاعدة الانفرد لپاولي فإن هناك نيوكليون واحد مشابه في كل مستوى وبالاغتماد على الفرضية القائلة أن القوى بين البروتونات هي نفس القوى بين النيوترونات فيما عدا ما يتعلق بتأثير كولوم (راجع البند 4 - 2) فإن من المتوقع أن تكون طاقات البروتونات والنيوترونات متطابقة.

أن طاقة اللا تناظر هي الفرق بين الطاقات النووية لنواة يكون فيها عدد البروتونات والنيوترونات هو Z و N على التوالي وبين نواة ايزوبار يكون فيه عدد كل من البروتونات والنيوترونات هو $A/2$. وإذا قمنا ببناء النواة الأولى من الثانية فإن ν من البروتونات يجب تحويلها إلى نيوترونات أي أن

$$N = \frac{1}{2}A + \nu \quad Z = \frac{1}{2}A - \nu \quad \text{or} \quad \nu = \frac{1}{2}(N - Z)$$

أن مقدار الشغل الذي يجب أن يبذل في هذه الحالة هو

$$\nu^2 \Delta = \frac{1}{4}(N - Z)^2 \Delta \quad (2 - 132)$$

أن هذا يمكن استنتاجه من الشكل (2 - 14). وتجب ملاحظة أن كلاً من البروتونات وعددها ν يجب أن يرفع من طاقته بمقدار $\nu \Delta$ وبما أن العلاقة (2 - 132) موجبة دائماً فإن طاقة الارتباط النووية تكون دائماً أقل في النواة التي تكون فيها $N \neq Z$ بالمقارنة مع نواة فيها $N = Z$. أن من الممكن إثبات أن Δ تتناسب مع $1/4$ وذلك من خلال الطاقة E_{max} والتي تمتلئ عندها مستويات الطاقة لتحتوي على N من النيوترونات ووضع $E_{\text{max}}/N \approx \Delta$ بعد ذلك

المعادلة (2 - 131) نجد أن القيمة المتوقعة للثابت a_8 هي

$$a_8 \approx 20 \text{ to } 23 \text{ Mev} \quad (2 - 135)$$

ومن المعادلة (2 - 134) يمكننا أن نستنتج أن شذوذ خط الاستقرار عن

المستقيم $N = Z$ أو $Z = A/2$ ناتج عن التنافس الموجود بين طاقة كولوم التي تحاول أن تجعل $Z_A < A/2$ وبين طاقة الانتاظر التي تحاول جعل $Z_A = A/2$

إن $\delta = 0$ في الايزوبارات التي تكون فيها A فردية وبذلك فإن المعادلة (2 - 133) تمثل معادلة قطع مكافئ، واحد في هذه الحالة كما هو مبين في الشكل 2 - 15a وسرى لاحقاً (البند 4 - 6b) أنه إذا كانت

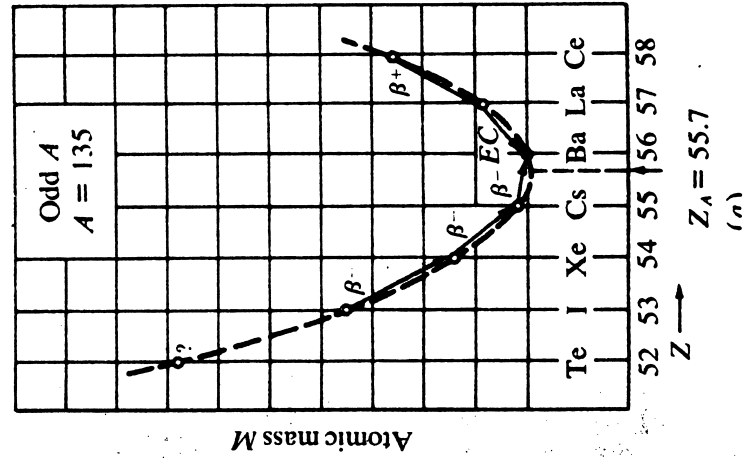
$$(2 - 136)$$

فإن هذا يعطينا انحلال بيتا الاكتروني من الحالة $Z + 1$ الى الحالة Z وإذا

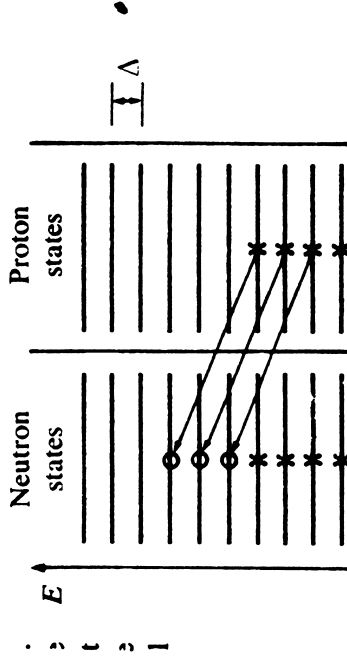
$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) \quad (2 - 136)$$

$$(2 - 136)$$

فإن هذا يعطينا اقتصاصاً الكترونياً أو قد يؤدي الى حدوث انحلال بيتا البوزتروني من الحالة Z الى الحالة $Z - 1$



الشكل 2 - 15 (a) القطع مكافئ، الكتلة للأيزوبارات. a. النوى ذات A الفردية b. النوى ذات A الزوجية. ان الدوائر الكاملة تمثل نوى مستقرة والدوائر المفتوحة تمثل نوى مشعة. ان قيمة كل تقسيم على الاحداثي الصادي هي تقريباً 1 Mev.



الشكل 2 - 14 نموذج لحساب طاقة الا تناظر. ان البروتونات والنيوترونات قد تم اعتبارها في مستويات تفصلها مسافات متساوية. ان العلامات المتقاطعة تمثل الحالات التي كانت مسؤلة اصلاً وفي عملية التحول فانه تم تحويل ثلاثة من البروتونات الى الحالة النيوترونية وذلك ببذل شغل مقداره $3 \times 3\Delta$

2 - 4c قطع مكافئ الكتلة. خط الاستقرار Mass parabolas. Stability line يمكننا بعد اجراء اعادة ترتيب بسيطة لحدود المعادلة (2 - 127) أن نكتب

$$M(A, Z)c^2 = xA + yZ + zZ^2 \mp \delta - \eta \quad (2-133)$$

$$x = M_n c^2 - a_v + a_s + \frac{a_8}{A^{1/3}}$$

$$y = -4a_8 - (M_n - M_H)c^2 \approx -4a_8$$

$$z = \frac{4a_8}{A} + \frac{a_c}{A^2}$$

حيث وعندما تكون $A = \text{ثابت فان المعادلة (2 - 133) هي معادلة قطع مكافئ، ان اقل قيمة للكتلة هي عندما تكون } Z = Z_A \text{ (عدد غير صحيح عادة) . ان رسم } Z_A \text{ بدلالة } A \text{ او } N \text{ يعطي الخط الذي يمثل اعلى حالات الاستقرار النووي. ان التعويض بالمقدار } \partial(Mc^2)/\partial Z = 0 \text{ يعطي}$

$$Z_A = \frac{-y}{2z}$$

$$\approx \frac{A/2}{1 + \frac{1}{4}(a_c/a_8)A^{2/3}} \quad (2-134)$$

إن هذا يمثل بالضبط شكل خط الاستقرار stability line في الشكل (10 - 2) وتطبيق النتائج العملية نجد أن $\frac{1}{4}(a_c/a_8) = 0.0078$ وبهذا وباستعمال

2-4d ملخص . تأثيرات القشرة

إن الثوابت الموجودة في المعادلة شبه العملية للكتلة (2-127) يمكن ايجادها بالمقارنة مع النتائج العملية المتوفرة . ان التطابق ليس كاملاً ابداً وبهذا فان عدداً من مجموعات الثوابت قد تم استخدامها . ان مجموعتين من هذه الثوابت (بالميكاكترون فولت حيث ميكاالكترون فولت $1 \text{ u} = 931$) هي

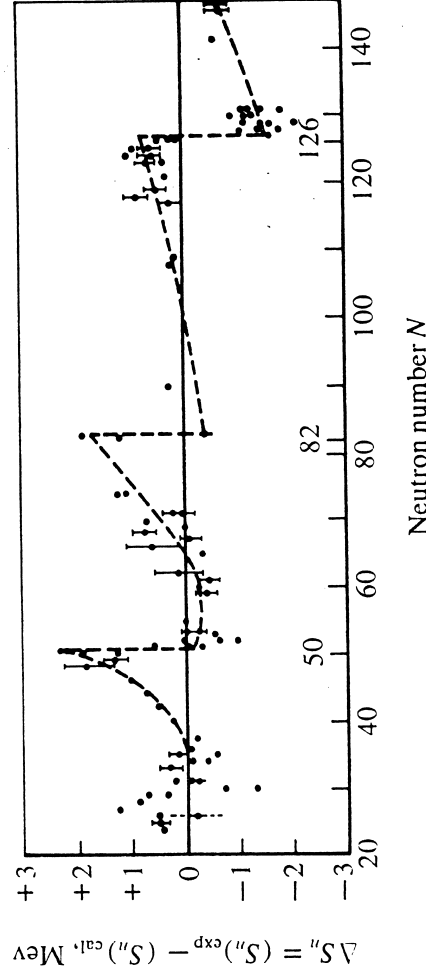
$$\begin{aligned} a_v &= 14 & a_s &= 13 & a_c &= 0.60 & a_a &= 19 & \delta &= 34/A^{1/2} \\ a_v &= 16 & a_s &= 18 & a_c &= 0.72 & a_a &= 23.5 & \delta &= 11/A^{1/2} \end{aligned} \quad (2-137)$$

إن حد الازدواج δ يجب أن يكون مساوياً تقريباً لنصف مقدار طاقة الازدواج (2-126) . ان المعادلات التي مر ذكرها لها بعض البربرات النووية . كما أن توزيع معدل طاقة الارتباط على مختلف (الحدود ممين في الشكل 2-16)

ان استخدامنا للمعادلة (2-127) بدون الحد الذي يمثل تأثير القشرة η لحساب طاقات فصل النيوترونات (المعادلة (2-120)) يؤدي بنا الى ملاحظة تكراريات ملفته للنظر بالمقارنة مع النتائج العملية . ان الشكل 2-17 يبين الكمية (2-138) $\Delta S_n = S_n(A,Z)_{\text{exp}} - S_n(A,Z)_{\text{calc}} \approx \eta(Z,A)$

$$(2-138)$$

وفيه يتوضح مقدار الزيادة في طاقة الارتباط عند اقترابنا من الاعداد السحرية 28 و 50 و 82 و 126 .

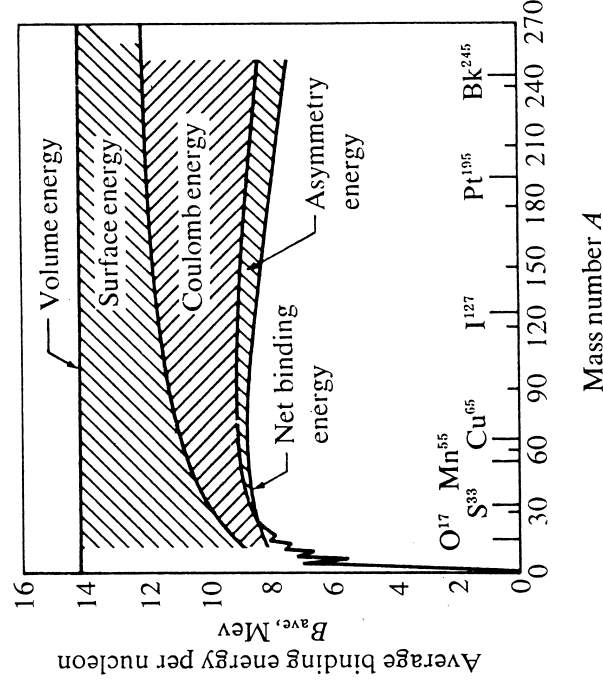


الشكل 2-17 مقارنة بين طاقات فصل النيوترون القاسية والحسوبة .

ومن الواضح في الشكل 2-15 a أنه في حالة النوى التي تكون فيها A فردية فإنه يمكن أن يوجد ايزوبار مستقر (واحد لا تتوفر فيه الشروط اعلاه .

إن الشكل 2-10 يبين أن هذا ايزوبار موجود بالتأكيد . ان وجود الاستثناءين عند 123 و 113 هو بلا شك ناتج عن حقيقة انه في كل من هاتين الحالتين فان عمر ايزوبار عال جداً (ان 10^{12} سنوات هو الحد الأدنى المقدر عملياً) وذلك لان الفرق في الكتلة في هذه الحالات صغير جداً

إن ايزوبارات التي تكون فيها A زوجية تتطلب وجود قطعي مكافئ، للمعادلة (2-133) يختلفان في الكتلة بمقدار 2δ . ان حالة كهذه مبنية في الشكل 2-15 b واعتماداً على مقدار تحذب قطعي المكافئ، والبعد الفاصل بينها 2δ . فإنه يمكن ان يوجد عدد من ايزوبارات الزوجية - الزوجية المستقرة . ان اكبر عدد موجود من هذه ايزوبارات في الطبيعة هو ثلاثة (راجع الشكل 2-10) كما انه لا يمكن أن يوجد ايزوبار فردي - فردي مستقراً . أما الشذوذ عن ذلك في كل من H^2 و Li^6 و B^{10} و N^{14} فناتج عن عدم ثبوت طاقة الارتباط بالنسبة للنوى الخفيفة وذلك لان تأثير التركيب النووي لم يؤخذ بنظر الاعتبار في نموذج قطرة السائل . ان الشكل 2-15 b يبين انه ولبعض النوى الفردية - الفردية فان كلاً من الشريطين (2-136) يمكن أن يتوفرا وبهذا فإنه يمكن ان نحصل على انحلال بوزتروني والكتروني من نفس النوى إن هذا يحدث بالتأكد (راجع الشكل 2-28 بالنسبة للنواة Cu^{64})



الشكل 2-16 ملخص توزيع معدل طاقة الارتباط على مختلف الحدود في نموذج قطرة السائل

إن تأثير انفلاق القشرة على طاقات الفصل واضح هنا مع أننا قمنا بتطبيق نموذج قطرة السائل على النوى في الحالة الأرضية فإنه يمكن أن يطبق أيضاً على الحالات المتهبجة وهذه يمكن انتاجها بتصور اهتزاز قطرة السائل او اعتبار أن هناك موجات تتحرك على سطحه . ان هذه الفكرة تعتبر ناجحة في تفسير بعض خواص الانشطارات النووية خاصة والتي سيتم ذكرها في البند 7 - 5

إن نموذج قطرة السائل يؤكد التأثير التعاوني لعدد كبير من النيوكليونات في النواة وبعدها أساساً للنماذج التجميعية *collective models* للتركيب النووي حيث تدخل فيه بصورة ضمنية المشاركة السريعة للطاقة بين النيوكليونات والتي تعد أساساً نظرية بوهر في تكون النواة المركبة في التفاعلات النووية

SHELL MODEL القشرة نموذج 2-5

ان الجدول الدوري للعناصر يعتمد في الاساس على التكراريات الموجودة في
الخواص الفيزيائية للذرات (المستويات الخارجية ونوع الاطياف الضوئية وجهد
التأين الخ) . ان الدورية تنتج عن امتلاء تكراري للمستويات الالكترونية مع زيادة
الطاقة وباعتماد على قاعدة الانفراد لپاولي والتي تعدد عدد الالكترونات في كل
مستوى ثانوي . واذا اعتبرنا أن القوى بين الالكترونات يمكن تمثيلها تقريباً
بمجال مؤثر باتجاه مركز الذرة فان كل مستوي ثانوي يمكن أن نعرفه بثلاثة اعداد
كمية وهي العدد الكمي الكلي او الاساسي n_{tot} quantum principal or total
number العدد الكمي المداري او الرأسي quantum azimuthal or orbital
number العدد الكمي المغناطيسي m magnetic quantum number
ان العددين الاخيرين قد مر ذكرهما في المعادلات (2 - 44) و (2 - 45) كما

$$n_{\text{tot}} = n + l \quad (2-139)$$

حيث أن العدد الكمي نصف القطري n يساوي عدد الاصفار (بضمنها الذي عند $r=0$) للدالة نصف القطرية $u(r)$ والمعروفة بالمعادلة (48-2).

يجب ان يكونا من اتجاهين متعاكسين وذلك لكي لا يتناقض وجودهما مع قاعدة الانفراد لياولي

بعد اكتشاف النيوترون بفترة وجيزة اقترح وجوب وجود تكرارات في الخواص النووية (بارلت وككنهم والساسر وافرون 1933) (Bartlett, Guggenheimer, Elsasser, and others . ان تكرارات كهنه قد وجدت في طبيعة النوى وفي طاقات انحلال الفا والذي يدل على وجود تكرارات في طاقات الارتباط . كما لوحظ ايضاً ان النوى التي تحتوي على 2 و 8 و 20 من النيوكليونات يكون لها استقرارية عالية جداً وبما ان هذه الاعداد تقابل الاعداد التكرارية للاكترونات الذرية فان تركيباً للقشرة في النواة يبدو موجوداً وبصورة عامة فانه لم تكن هناك دلائل عملية كافية المحبين الاوائل لنموذج القشرة النووي . ان نجاح تطبيق نموذج قطرة السائل على النوى حوالي عام 1934 ونجاح تطبيق نموذج النواة المركبة على التفاعلات النووية قد ادى الى الاعتقاد ان القوى بين النيوكليونات قوية جداً داخل النواة بحيث انها تحجب ظهور اي اثار لتركيب القشرة ويمكننا تقدير قيمة النص المتقدم اذا قمنا باستخدام احد صيغ قاعدة هاسينبرك في اللاتين والتي تنص على انه في اية فترة زمنية تجريبية t فان طاقة اي مجموعة لا يمكن قياسها بدقة تزيد على مقدار اللاتين Γ بحث

$$\Gamma t \approx h$$

والان لو فرضنا ان النيوكليونات تتفاعل مع بعضها بقوة داخل النواة وان معدل الفترة الزمنية بين تصادمين هو t وحاولنا حساب طاقة النيوكليون في الفترة ما بين التصادمات فان المعادلة (140 - 2) تدل على ان النتيجة ستكون محتوية على لا تعيين مقداره h/t . ان اطوال فترة زمنية بين تصادمين والناسبة لنواة نصف قطرها R هي .

$$t \approx \frac{R}{n} \quad (2-141)$$

حيث ان v هي سرعة النيوكليون داخل النواة وحسب المعادلة (27 - 2)

$$v = \frac{p}{m_0} = \frac{k\hbar}{m_0}$$

وبما ان النيوكليون محصور من مسافة خطية مقدارها R فان علاقة مشابهة للعلاقة (81 - 2) يمكن ان تطبق وهذه العلاقة هي :-

$$k \approx \frac{\pi}{R} (2 - 143)$$

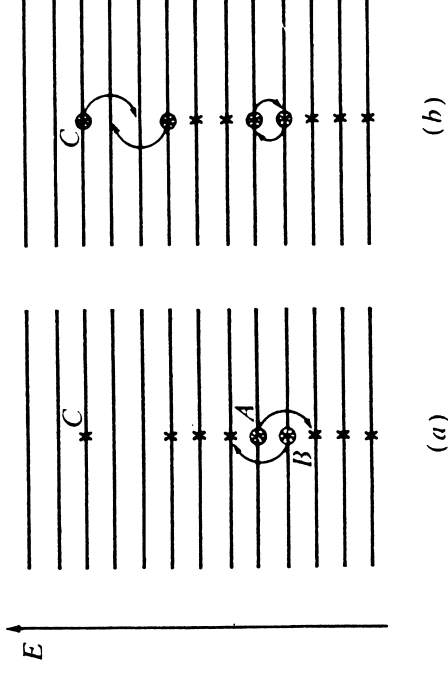
وبإهمال العوامل العديدة نحصل على

$$t \approx \frac{m_0 R^2}{h} \quad (2-144)$$

وبما ان 1 هي اكبر فترة زمنية بين تصادمين فان اقل لا تعيين في طاقة النيوكليون الواحد هو :-
(2 - 145)
$$\Gamma \approx \frac{h^2}{m_0 R^2}$$

ولكن هذه النتيجة هي بالضبط من نفس مرتبة الفرق في الطاقة بين المستويات النووية (راجع العلاقة (90 - 2) والحسوبة في المعادلة (95 - 2)) لهذا فان مستويات الطاقة النووية تكون متصلة مع بعضها وبذلك فانه لا يمكن ان يظهر تركيب واضح للقشرة .

ان خطأ المنطق اعلاه قد تمت ملاحظته من قبل وايسكوف (1951) Weisskopf حيث انه اوضح ان قاعدة الانفراد لپاولي تحدد بقسوة احتمال التصادم بين النيوكليونات وبذلك فان الفترة الزمنية بين تصادمين هي في الحقيقة اكبر بكثير مما تعطيه المعادلة (141 - 2) وبهذا فان سمك المستويات يجب ان يكون اقل مما في المعادلة (145 - 2)



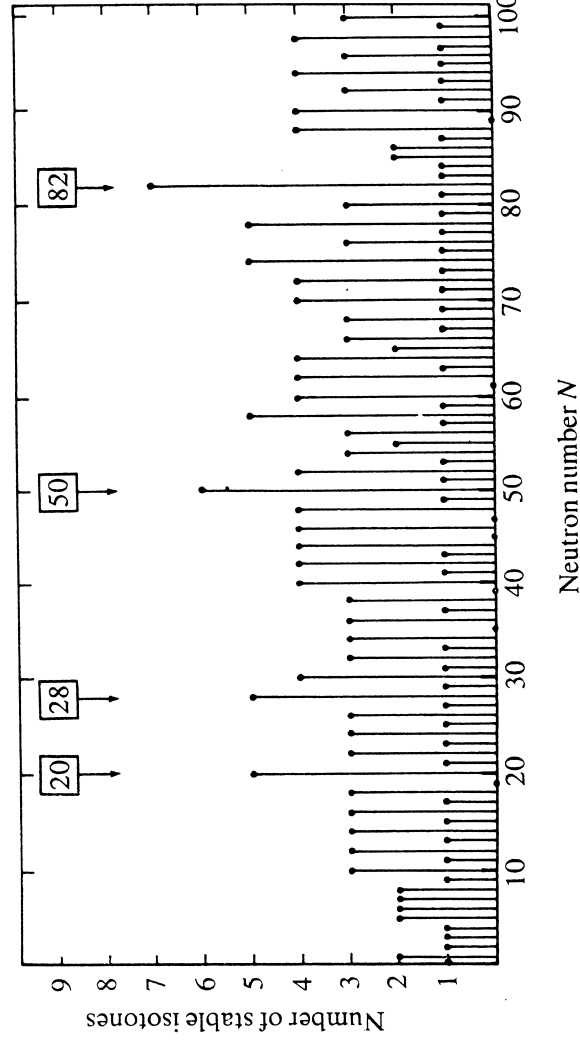
الشكل 18 - 2 تحديد التصادمات النيوكليونية داخل النواة (a) ان التصادم بين الجسيم A والجسيم B هو غير ممكن مع انه يحقق حفظ الطاقة وذلك لان الحالات النهائية مشغولة أصلاً بالجسيمات (b) أن التصادمات الممكنة هي تلك التي تتضمن تبادل المواقع او تهيج الجسيمات مثل C .

ويمكننا تتبع حجج اوايسكوف بالرجوع الى الشكل 18a - 2 وللسهولة فلنتصور ان المسافات بين مستويات الطاقة هي متساوية وكل مستوي يحتوي على نيوكليون واحد . والان لو اخذنا التصادم بين الجسيمين A و B فانه وفي اكثر

التصادمات التي تحصل بين جسيمين يكون هناك تغير في الطاقات الحركية لكل منهما واذا كان هناك حفظ كلي للطاقة وكان الجسيمان يشغلان حالتين معينتين من الطاقة اصلاً كما هو مبين في الشكل 18a - 2 فانهما لا يمكن ان يتصادما لان حالات الطاقة التي سينتقلان اليها مشغولة ايضاً وبذلك فهي غير متوفرة لهما . ان التصادمات الوحيدة الممكنة هي تلك التي يحدث فيها تبادل في الواقع او تلك التي يشترك فيها جسيماً متهيئاً مثل C كما في الشكل 18b - 2 . ان هذه التصادمات نادرة الحدوث نسبياً ولذلك فان التفاعلات القوية بين النيوكليونات لا تسبب تناقضاً مع وجود تأثير للقشرة (فترات زمنية طويلة بين التصادمات) .

5a - 2 الاسس العملية لنموذج القشرة shell model
يتواجد في الوقت الحاضر مقدار جيد من النتائج العملية المتجمعة والتي تظهر فيها بوضوح الخواص النووية التكرارية . ان هذه جميعاً تشير الى وجود انغلاق كامل للقشرة عند الاعداد السحرية 2 و 8 و 20 و 28 و 50 و 82 و 126 والتي مر ذكرها في البند 3d - 2 . وقبل ان تبدأ بوصف نموذج القشرة فاننا سنقوم بتقديم بعض الادلة العملية التي تؤيد صحة مثل هذا النموذج على ان نناقش التفاصيل الاخرى لاحقاً .

ان احدى مجموعات التكراريات هي تلك التي تتضمن الطاقات النووية بصورة مباشرة او، وكما في نتائج دراسات التواجد الطبيعي للعناصر بصورة غير مباشرة (الشكل 10 - 2) . ان نتائج دراسات التواجد الطبيعي مبينة في الشكل 19 - 2



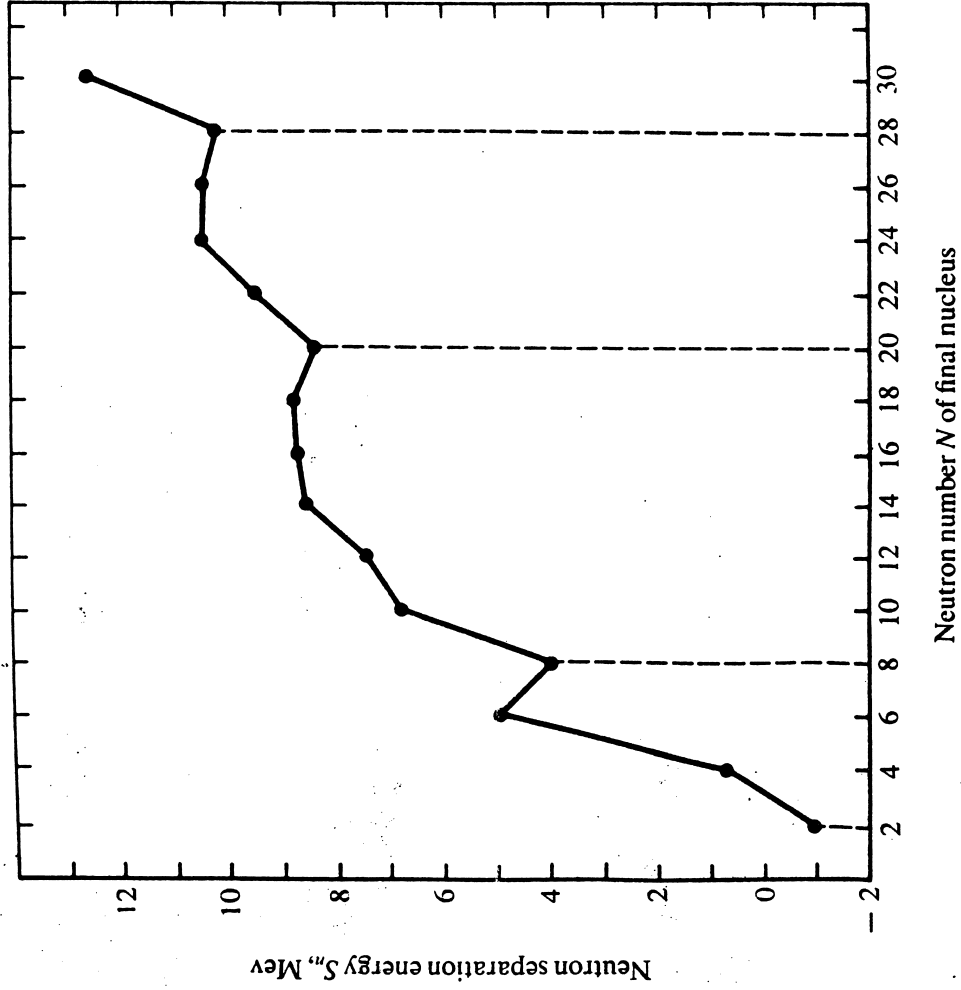
الشكل 19 - 2 علاقة عدد الايزوتونات المستقرة بعد النيوترونات

بحيث تبين تأثير الاعداد السحرية بشكل اكثر وضوحاً على عدد الايزوتونات الموجودة في الطبيعة ويمكننا ان نلاحظ بسهولة ان عدد الايزوتونات (راجع البند 2-1 لاجل التعريف) يكون عالياً عندما تكون N عدداً سحرياً

ويرتبط بما ذكر اعلاه الشكل 17 - 2 والذي يبين أن طاقة فصل النيوترونات في النوى التي تكون فيها $N = 2$ (عدد سحري) (راجع أيضاً الشكل 9 - 2) تكون كبيرة جداً. اضافة الى ذلك فان الشكل 20 - 2 يبين أنه اذا كانت $N = 2$ (عدد سحري + 1) فان طاقة فصل النيوترونات في هذه الحالة ستكون واطنة جداً. وتجب ملاحظة أن المحور السيني في الشكل يمثل عدد النيوترونات في النواة النهائية. ان ظاهرة مماثلة لما ذكر اعلاه تلاحظ في جهود التأين للذرات حيث تكون هذه الجهود عالية بالنسبة للغازات الخاملة واطنة بالنسبة للغازات القلوية كما توجد أيضاً تقطعات في طاقات اشعاعات الفا وبيتا وتعكس هذه أيضاً تقطعات في طاقات الارتباط النووية.

وبما ان النوى السحرية اكثر ارتباطاً فانها تحتاج الى طاقات اكبر لاجل تهيجها مما تحتاجه النوى غير السحرية وهذا مبين في الشكل 21 - 2 حيث رسمت الطاقات لحالات التهيج الاولى للنوى الزوجية - الزوجية بدلالة N و Z . ان تأثير الاعداد السحرية يمتد الى حالات التهيج الاعلى أيضاً وبعبارة اخرى فان المسافات بين مستويات الطاقة تكون اكبر في النوى السحرية مما هي عليه في النوى الاخرى وعند طاقات مقاربة.

ان هذا يؤدي في جملة ما يؤديه الى ان تكون مساحة مقطع عملية الاقتناص للنيوترونات السريعة واطنة (كما في الشكل 22 - 2). ان مساحة القطع هي كمية تتناسب مع احتمال حدوث التفاعل النووي و لاجل ان تكون عملية الاقتناص ممكنة فان اي نيوترون ذا طاقة حركية معينة يجب ان يجد له مستويًا نوويًا خالياً ذا طاقة تهيج مقاربة لطاقته ولهذا فانه كلما كبرت المسافات بين المستويات فان احتمال حدوث التفاعل يكون اقل.



الشكل 20 - 2 طاقة فصل النيوترون الاخير في النواة $(Z, N + 1)$ حيث $Z = N$ (زوجية) بدلالة عدد النيوترونات للنواة النهائية ونلاحظ انه عندما تكون $N = 2$ و 8 و 20 و 28 فان طاقة فصل النيوترون تكون واطنة.

وتوجد أيضاً تكراريات في الخواص النووية التي تعتمد على الزخم الزاوي الكلي وتناظر النواة في الحالة المستقرة او في الحالات التهيجه وسوف نعود الى هذه النقطة في نهاية البند 5c - 2 ولكننا اخيراً نلاحظ ان الغزوم النووية والتي تصنف التوزيع التفصيلي للشحنة وشدة ثنائيات الاقطاب المغناطيسية للنوى تظهر هي أيضاً خواصاً تكرارية. ان دراسة هذه الخواص خارج مجال مناقشتنا مع اننا سنذكر قسمًا منها لاحقاً.

2 - 5b نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد. Single-particle shell model.

ان الفرضية الاساسية في اي نموذج قشرة هي (وعلى الرغم من التفاعل الكلي القوي بين النيوكليونات والذي يولد طاقة الارتباط التي ناقشناها في البند 4 - 2) فان حركة كل نيوكليون لا تعتمد على حركة اي نيوكليون آخر. ان هذا التناقض الظاهري وكما ذكرنا في نهاية البند 4 - 2 يمكن ازالته بتأثير قاعدة الانفراذ لباولي

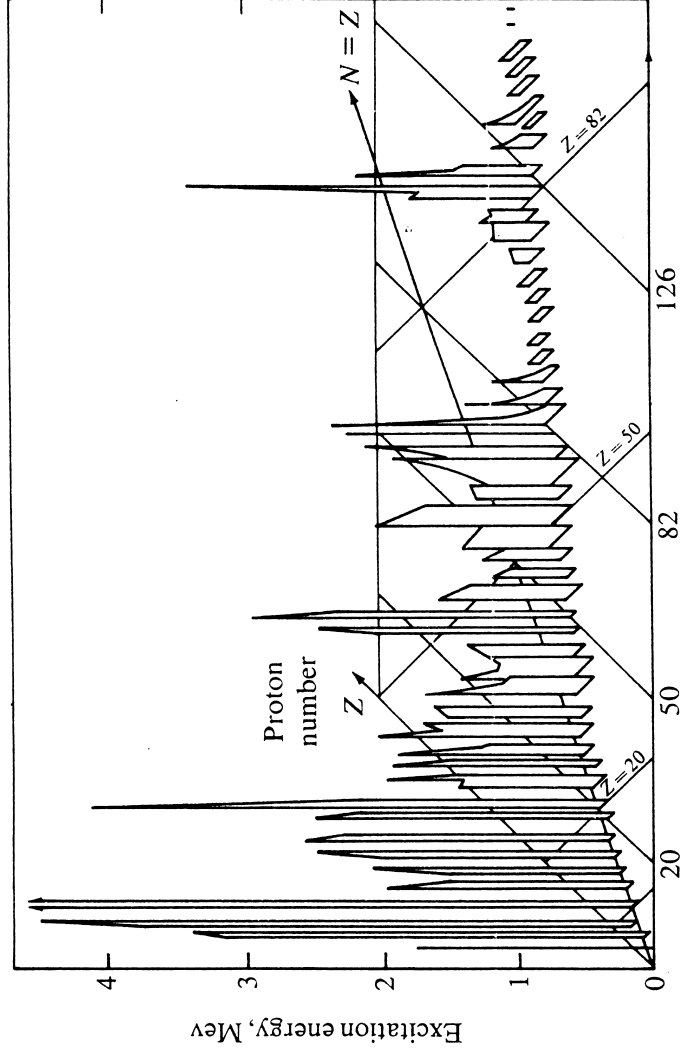
وباھمال ازدواج النيوكليونات فاننا يمكن ان نسمي هذا النموذج نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد. ان وضع هذا الكلام بلغة معادلة شريدنجر (2 - 19) يعني اننا يجب ان نتصور ان كل نيوكليون يتحرك داخل نفس الجهد. ان هذا الجهد يعتبر كروياً في الحالة المبسطة ولكن هناك ادلة جيدة على ان النيوكليونات البعيدة عن القشرة المغلفة تكون تحت تأثير جهد يبضوي الشكل وسنقوم بمناقشة هذا الموضوع لاحقاً.

ان معادلة شويدنجر لاي جهد كروي يمكن فصلها كما هو مبين في المعادلة (2 - 43) بحيث يصبح الحل الزاوي كما ورد في المعادلات (2 - 44) و (2 - 45) - (2 - 46). ان شكل الجهد يؤثر فقط على الحل نصف القطري $R(r)$ او بعبارة اخرى على $u(r) = rR(r)$:

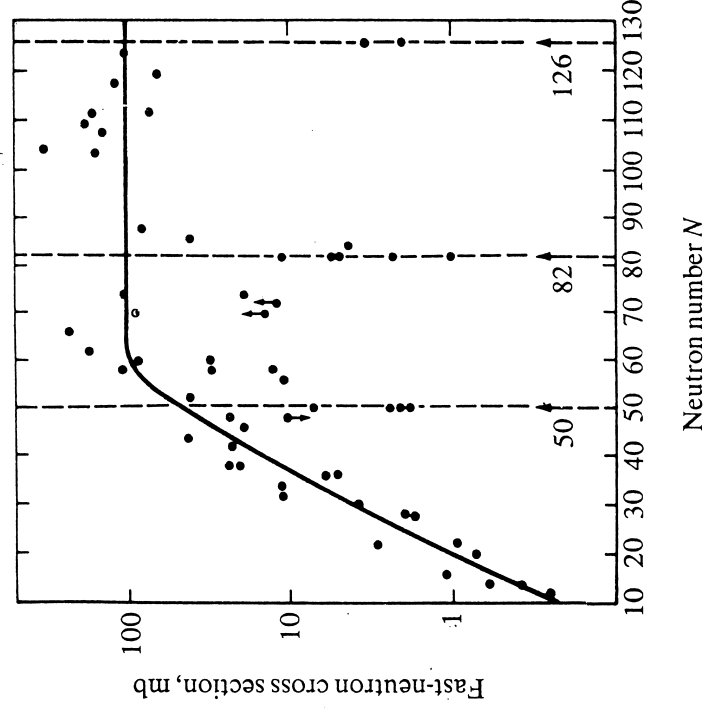
$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{d^2 u}{dr^2} + \left[\frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_0 r^2} + V(r) \right] u = Eu \quad (2 - 146)$$

ان الشروط الحدودية وعلى وجه الخصوص $r \rightarrow \infty$ تؤدي الى ان تكون u عبارة عن متعدد حدود محدود. ان متعدد الحدود يعتمد على عددين كميين وهما العدد الكمي نصف القطري n والعدد الكمي للزخم الزاوي المداري l . وكما بينا في بداية البند 5 - 2 فان n تساوي عدد الاصفار في u . ان حل المعادلة (2 - 146) يمكن اذا كانت قيم u محدودة وتعتمد على l و n وهذا الوضع مشابه لوضع الجسم داخل الصندوق المغلق حيث انه في تلك الحالة ايضاً فان الشروط الحدودية هي التي تحدد الاعداد الكمية لدالة الموجة (المعادلة (2 - 89)) وتؤدي الى تكميم الطاقة

ان التسميات المتبعة في وصف حالات الطاقة هي مشابهة لتلك المستعملة في الفيزياء الذرية فبينما تعرف كل حالة في الفيزياء الذرية بالعدد الكمي الكلي n_{tot} راجع (المعادلة (2 - 139)) و l فان الحالات في الفيزياء النووية تعرف بكل من n و l وكذلك فانه عندما تكون 5 و 4 و 3 و 2 و 1 و $l = 0$ فان



الشكل 21 - 2 طاقات حالات التهييج الاولى في النوى الزوجية - الزوجية



الشكل 22 - 2 مساحة مقطع امتصاص النيوترون عند طاقة 1-Mev

الحروف s, p, d, f, g, h المستعملة في تحليل الطيف تستخدم على التوالي لذلك فان الحالة $2p$ تعني ان $n=2$ و $l=1$
 ان بعض الجهود السهلة والمفيدة المستعملة هي جهد النخض المربع اللانهائي
 infinite square well potential
 الذي نصف قطره R

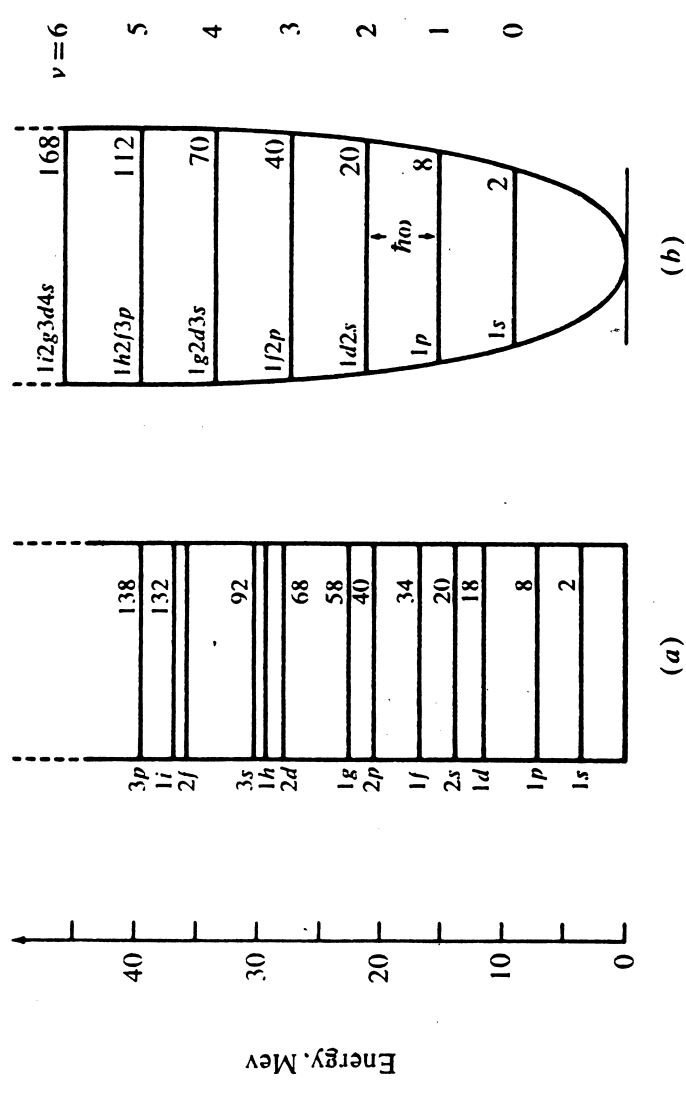
$$V = \begin{cases} 0 & r < R \\ \infty & r = R \end{cases} \quad (2-147)$$

أوجد التذبذب التوافقي harmonic oscillator potential
 $V = \frac{1}{2}m_0\omega^2r^2$ (2-148)

حيث تمثل ω تردد التذبذب الذي كتلته m_0 . إن الجهود الأكثر واقعية تشمل جهد النخض المربع المحدود finite square well potential

$$V = \begin{cases} -V_0 & r \leq R \\ 0 & r > R \end{cases} \quad (2-149)$$

أو جهد النخض المحدب rounded well potential : والذي يأخذ بنظر الاعتبار الاضمحلال التدريجي لكثافة النيوكليونات المبين في الشكل 1-1



الشكل 2-23 مستويات طاقة النيوكليونات (a) في جهد النخض الكروي المربع ($R=8F$) (b) في جهد التذبذب التوافقي. ان الرمز الطيفية (n, l) والعدد الكلي للنيوكليونات في كل مستوى مبينة ايضاً وكذلك العدد التذبدي ν في المعادلة (2-150)

إن مستويات الطاقة المحسوبة للجهود (2-147) و (2-148) مبينة في الشكل 2-23 و b على التوالي. إن التسميات الطيفية مبينة في الجانب الايسر من الشكل وكما هي الحالة في الصندوق المغلق فان طاقة أوطأ الحالات لا تمثل طاقة حركية تساوي صفراً للأسباب نفسها. ان موقع مستويات الطاقة بالنسبة لجهد النخض اللا محدود لا يمكن كتابته بواسطة معادلة رياضية سهلة ولكن توجد معادلة كهذه بالنسبة لجهد التذبذب التوافقي وهذه المعادلة هي

$$E = (n_x + n_y + n_z + \frac{3}{2})\hbar\omega = (v + \frac{3}{2})\hbar\omega \quad (2-150)$$

حيث n_x, n_y, n_z هي ثلاثة اعداد كمية صحيحة موجبة والتي من الممكن ان تساوي صفراً ايضاً. إن مستويات الطاقة في هذه الحالة متساوية الابعاد عن بعضها كما هو مبين في الشكل 2-23 فان عدداً كبيراً من المستويات يكون « مشترك » الطاقة degenerate اي اننا نحصل على قيمة الطاقة نفسها من اكثر من مجموعة واحدة من الاعداد الكمية. ان العدد الكمي ν يسمى بالعدد الكمي التذبدي oscillator quantum number.

ان من المفيد ايضاً ان نحاول دراسة دالة الموجة نصف القطرية. فمثلاً للحالة s ($l=0$) فإن التطابق الرياضي بين المعادلات (2-53) و (2-22) يسمح لنا بكتابة دالة الموجة لجهد النخض اللا متناهي بالشكل

$$u = rR(r) = C \sin \frac{n\pi r}{R} \quad (2-151)$$

حيث ان الثابت C هو ثابت العيارية. إن الحالات التي تكون فيها $l \neq 0$ هي اكثر تعقيداً ولكن يمكن القول ان الدالة $u(r \rightarrow \infty)$ لاي جهد النخض لا متناهي يكون من شكل مقارب للعلاقة

$$u \sim e^{-\kappa r} \quad (2-152)$$

في الحالات المرتبطة التي تكون فيها ($E < 0$) حيث تعرف κ بالمعادلة $|E| = \frac{1}{2}\hbar^2\kappa^2/m_0$ ان بعض دالات الموجات لجهد النخض المحدود مرسومة تخطيطياً من الشكل 2-24

ان الفضل يعود الى ماير Mayer وهاسكل Haxel من جهة وجنسن Jensen وسويس Suess. من جهة اخرى في انهم اكتشفوا - وبصورة مستقلة - الحلقة المفقودة في نموذج القشرة الذي عرضناه لحد الان لقد اقترحوا وجود تفاعل قوي بين الزخم الزاوي المداري وبين البرم الذاتي لكل نيوكليون. ان قواعد ميكانيك الكم تحدد الزخم الزاوي الكلي $j\hbar$ والنتائج عن الجمع الاتجاهي للزخم الزاوي المداري $l\hbar$ والبرم الذاتي $s\hbar$ بالقيم

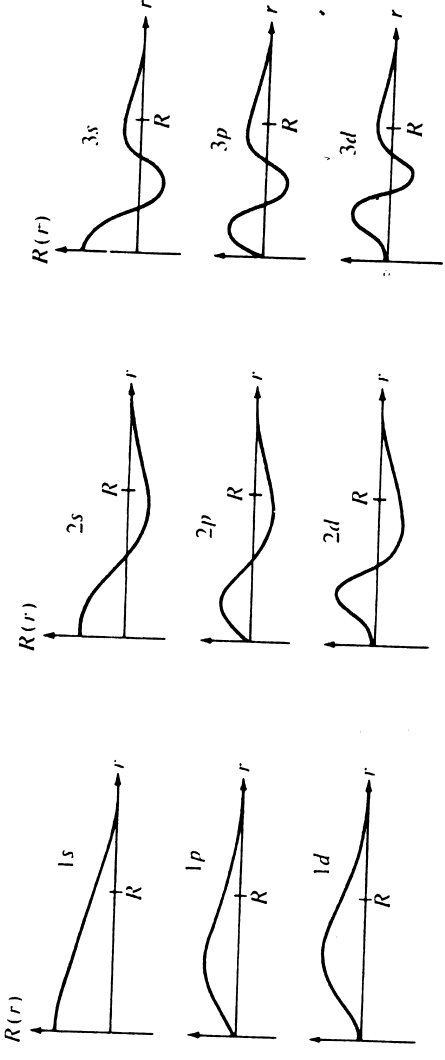
$$j = l + \frac{1}{2} \quad \text{or} \quad j = l - \frac{1}{2} \quad (2 - 154)$$

وإذا كان التفاعل بين البرم والمدار موجوداً فان طاقات كل حالة من هذه الحالات سوف تختلف باختلاف المقدار وهذا يؤدي الى انقسام في مستويات الطاقة. وباستخدام لغة الطيف فان قيمة j تكتب تحت رمز (n,l) . فمثلاً في حالة المستوي $1p$ فاننا نحصل على انقسام بين المستويات $1p_{3/2}$ و $1p_{1/2}$. وقد وجد عملياً بأن مستويات الطاقة ذات القيمة الاكبر للمقدار j تقع دائماً تحت المستويات التي تكون لها القيمة الاصغر للمقدار

ان الشكل 2 - 25 يوضح تأثير الانقسام الناتج عن شد البرم بالمدار على مستويات الطاقة لجهد المنخفض المحدود وجهد المنخفض المحدث. ان اكبر عدد احتواء كل مستوي (n,l) هو $(2j + 1)$ وذلك لانه وحسب قواعد ميكانيك الكم فان كل متجه زخم زاوي يمكن ان يكون له $m\hbar$ من المساقط على اي محور معين بحيث

$$m_s = -\nu, -\nu + 1, -\nu + 2, \dots, \nu - 2, \nu - 1, \nu \quad (2 - 155)$$

وبمراجعة الشكل 2 - 25 نلاحظ أنه إذا تم ضبط مقدار الانقسام الناتج عن البرم والمدار بصورة صحيحة فإن القشر الرئيسة سوف تتكسر عند القيم الملاحظة عملياً للاعداد السحرية. اضافة الى ذلك اذا تصورنا ان الزخم الزاوي للنوى المستقرة ذات A الفردية يمكن ايجاده بصورة كاملة بواسطة النيوكليون المفرد فاننا نحصل على توافق ملفت للنظر بين قيم البرم النووي (وكذلك التناظر) لهذه النوى وبين توقعات نموذج شد البرم بالمدار. ان هذا التوافق مبين في الشكل 2 - 26 a و b للنوى ذات N الفردية وذات Z الفردية. إن استخدام النتيجة العملية حول كون



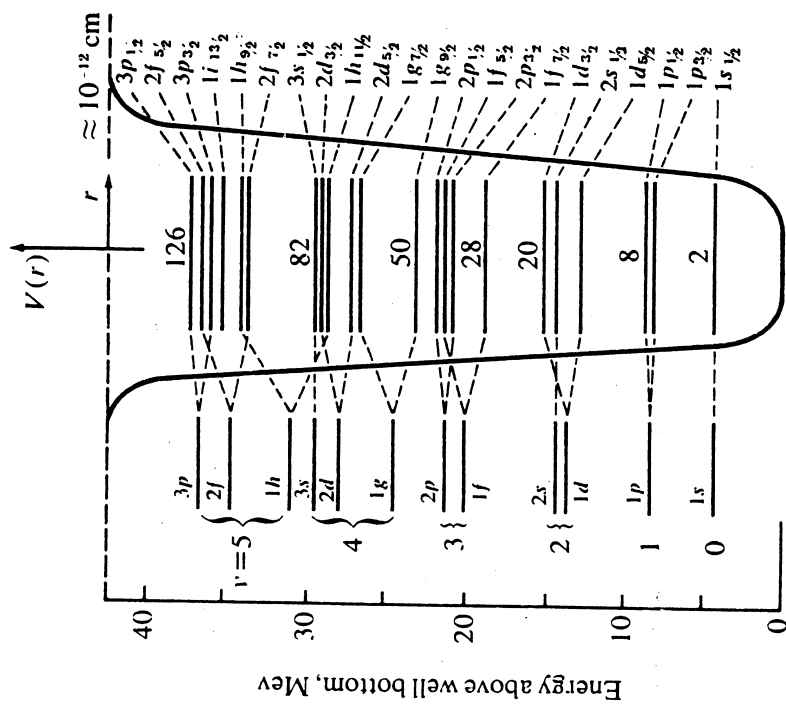
الشكل 2 - 24

ولتحقيق قاعدة الانفرد لياولي فإن كل مستوي يمكن ان يكون محتوياً على نيوكليونات متشابهة بحيث انه لا يجوز لنيوكليونين ان يكون لهما نفس الاعداد الكمية

$$n \quad l \quad m \quad m_s \quad (2 - 153)$$

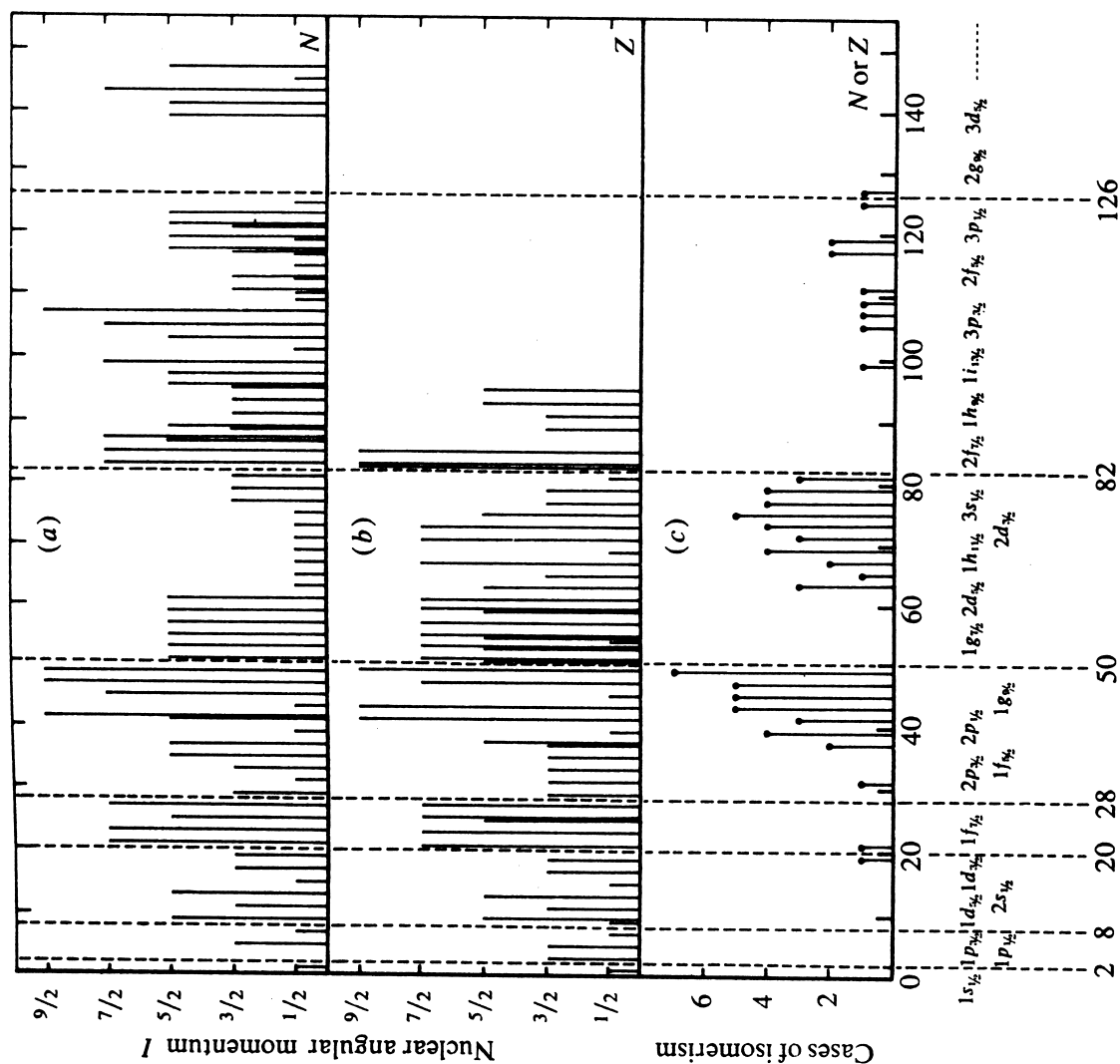
حيث ان $m_s = m \pm \frac{1}{2}$ او $-\frac{1}{2}$ وهو العدد الكمي الذي يحدد اتجاه الدوران الذاتي للنيوكليون فمثلاً وللحالة $l=3$ فان قيم m الممكنة هي $3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$ ويمكن وضع نيوكليونين في كل مستوي مغناطيسي ثانوي بحيث تكون $m_s = m \pm \frac{1}{2}$ و $-\frac{1}{2}$ على التوالي وبهذا فان اكبر عدد احتواء occupation number في هذه الحالة هو $2 \times 7 = 14$ وبصورة عامة فانه يساوي $2(2l+1)$. ان الشكل 2 - 23 يبين ايضاً عدد الاحتواء الكلي لاي مستوي معين لكل من الجهدين وفي هذه الحالة فاننا نتوقع انه كلما امتلأ مستوي معين تماماً بالنيوكليونات فان النواة سيكون لها استقرار عالٍ وذلك لان عدد النيوكليونات سيكون زوجياً ويظهر تأثير الازدواج. كذلك المسافة بين القشرة المملوءة والقشرة الخالية التي تليها كبيرة فان طاقة التهييج ستكون اعلى مما لو كانت هذه المسافة صغيرة ولهذا فان تأثير الاعداد السحرية سوف يظهر عند هذه المسافات ومع ان الاعداد السحرية 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 لا تظهر حتى باستخدام الجهد الاكثر واقعية (2 - 149) او جهد البرم المحدث حيث لم يمكن التغلب على هذه المشكلة في جميع النماذج القشرية الاولى التي استخدمت فيها هذه الجهود ولهذا فان هذه النماذج اعتبرت ذوات فائدة محدودة في حينها.

البرم النووي لجميع النوى الزوجية - الزوجية في الحالة الارضية يساوي صفراً يمكن ان يقودنا الى ان نستنتج وبدرجة معقولة من القناعة أنه وللحالات المستقرة فان الزخم الزاوي الناتج عن N زوجية او Z زوجية يساوي صفراً



الشكل 5 - 2 مستويات الطاقة في جهد منخفض المحذب مع وجود انفصال قوي

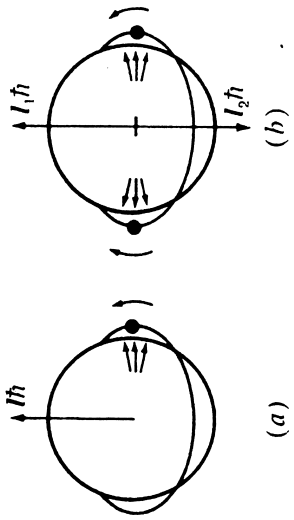
ان النتيجة الطبيعية لنموذج القشرة بالبرم والدار هي انه تقريباً من التقطعات الرئيسية في القشرة . فإن المستويات التي يكون زخمها الزاوي كبيراً تقع قريباً جداً من بعضها البعض . فمثلاً وقريباً من العدد النيوكليوني 50 فإن النيوكليون يكون في المستوي $2p_{1/2}$ وبهذا فاننا نتوقع وجود حالة تهيج في المستوى $1g_{7/2}$. القريب . ان هذا يؤدي الى وجود عدد كبير من الحالات الايزوميرية *isomeric* قرب حافات القشرة (لاحظ الشكل 26c - 2) . ان تسلسل المستويات قد يتغير احياناً ايضاً مؤدياً الى تغير بسيط في طاقة الارتباط



الشكل 26 - 2. (a, b) الزخم الزاوي I للحالات الأرضية للنوى ذات A الفردية مرسومة بدلالة العدد النيوكليوني الفردي N أو Z (c) عدد الحالات الأيزوميرية في النوى ذات A الفردية بدلالة العدد النيوكليوني الفردي ان الخطوط المتقطعة على المحور السيني تبين الاعداد السحرية 2 و 8 و 20 و 28 و 50 و 82 و 126 المتوقعة من نموذج القشرة لماير وهاكسل وجنسن وسوس. ان التفاصيل الطيفية مبينة ايضاً (راجع البند 5 c - 2)

مع ان النموذج المستويات المتعددة بشد البرم والمدار قد ادى الى اكثر التأثيرات تشجيعاً في فيزياء التركيب النووي الا ان الصيغة المبسطة لهذا النموذج والتي سبق شرحها اعلاه لا يمكن ان تكون كافية. ان هذا النموذج لا يستطيع مثلاً ان يفسر حقيقة ان البرم النووي للنوى الزوجية - الزوجية يساوي صفرأ دائماً للحالة الارضية او بصورة اعم لماذا يكون الناتج النهائي لازدواج عدد زوجي من النيوكليونات يساوي صفرأ. من الواضح ان هناك تفاعلاً اضافياً بين نيوكليون ونيوكليون يؤدي الى تحييد هذا الازدواج بحيث يكون بزخوم زاوية متعاكسة ولهذا فإنه يجب اضافة عنصر تجاذبي اخر الى تفاعل البرم والمدار بحيث يؤدي الى زيادة طاقة الازدواج التي لاحظناها في البند 3c - 2 ان دراسات نظرية تفصيلية قد اظهرت انه من المحتمل جداً ان يكون مقدار طاقة الازدواج متناسباً مع 1 للزوج ولهذا السبب فان الحالة ذات البرم العالي (h^2, h^2) التي نتوقعها من نموذج المدار - البرم (الشكل 25 - 2) لم تلاحظ في الحالة المستقرة للنوى ذات A الفردية. فمثلاً تكون حالة الطاقة لسته نيوكليونات تملأ القشرة $2d_{5/2}$ مع وجود نيوكليون واحد في الحالة $1h_{11/2}$ اكبر من طاقة الحالة التي فيها خمسة نيوكليونات في القشرة $2d_{5/2}$ مع نيوكليونين مزدوجين من الحالة $1h_{11/2}$ على الرغم من ان المستوي يقع تحت المستوي $1h_{11/2}$.

ان خواص تفاعلات الازدواج يمكن فهمها بدرجة معقولة باستخدام حجج كلاسيكية. فلو تصورنا وجود قوة تجاذبية اضافية تعمل بين نيوكليونين مشابهيين اي وبعبارة اخرى فان هناك قوة اضافة الى تلك التي اخذت بنظر الاعتبار بواسطة جهد نموذج القشرة واذا كانت هذه القوة ذات مدى قصير وتجاذبية فان الطاقة الكلية للنواة ستقل اذا كان النيوكليونات في اقرب وضع ممكن من بعضهما او ان يتصادم النيوكليونات اكبر عدد ممكن من المرات مع بعضها في مداراتها بالمعنى الكلاسيكي او ان تتلاحم دالتي موجتيهما الى اكبر درجة ممكنة بلغة ميكانيك الكم. ان هذا الوضع يمكن الحصول عليه اذا كان (1) الجسمان لهما القيم نفسها (n, l) وكان زخمهما الزاويان $l_1 \hbar$ و $l_2 \hbar$ متعاكسين كما هو مبين في الشكل 27b - 2 حيث في هذه الحالة سيتصادم الجسمان اكبر عدد ممكن من المرات او تتلاحم دالتي موجتيهما بدرجة اكبر



الشكل 27 - 2 التأثير المشوه للنيوكليون الاضافي على نواة مقفلة القشرة (a) لنيوكليون واحد (b) لنيوكليونين اضافيين بزخوم زاوية مدارية متعاكسة.

اذا كانت قوى الازدواج ليست قصيرة المدى بل يمتد تأثيرها الى كل النواة مثلاً فإن حسابات الطاقة لا يمكن ان تجند وجود المسافات الصغيرة بين نيوكليونين متفاعلين لان طاقة التفاعل سوف لا تعتمد تقريباً على المسافة بينهما او ان التلاحم بين دالات الموجات سيكون تاماً في جميع الاحوال بلغة ميكانيك الكم وبهذا فإنه سوف لا يكون مهماً ان تكون $l_1 + l_2 = 0$ هي الوضع المفضل على الاوضاع الاخرى لمتجه الزخم الزاوي وبما ان الحالات $l_1 + l_2 = 0$ هي التي لوحظ عملياً انها السائدة فاننا نستطيع ان نعكس الحجج اعلاه لنقول ان قوى تجاذب الازدواج هي قوى ذات مدى قصير بالمقارنة مع قطر النواة.

ان هناك خاصية اخرى لم يتم اخذها بنظر الاعتبار في نموذج القشرة المبسط وهذه الخاصية هي التأثير الذي يشوه شكل النواة والناتج عن النيوكليونات الخارجية وتأثيرها على النيوكليونات الاخرى. فلو تصورنا اننا قمنا باضافة نيوكليون واحد الى نواة ذات قشرة مقفلة فان قيمة l لهذا النيوكليون ستكون كبيرة (الشكل 25 - 2) ولهذا فإن دالة موجته ستكون لها قيمة قصوى قريباً من نصف قطر النواة او بالمعنى الكلاسيكي فاننا نستطيع ان نقول ان النيوكليون سيدور حول القلب الذي يكون القشرة المثقلة للنيوكليونات كما هو مبين في الشكل 27a - 2. ان التفاعل القوي بين النيوكليونات والقلب سوف يؤدي الى تشويه شكل القلب حيث ان القلب سيؤثر بقوة مركزية على النيوكليون وكرد فعل لهذه القوة فإن قوة مركزية طاردة سوف تؤثر على القلب اما اذا كان هناك نيوكليون خارج القشرة فانها سوف يتحركان في مدار واحد (ولكن باتجاهين متعاكسين بسبب تأثير الازدواج) وبهذا فان التشوه سوف يزداد. ان اضافة عدد اكبر من النيوكليونات خارج القشرة المثقلة

سوف يؤدي بنا الى أن نصل الى نقطة تصبح فيها القشرة مشوهة بصورة دائمة مع ظهور تأثيرات مرافقة لذلك على المدارات ومع ان مناقشة هذا الموضوع بالتفصيل هي خارج نطاق العرض في هذا المجال الا انه من المفيد مناقشة نتيجة واحدة لذلك . ان الجسم الذي له محور تناظر في ميكانيك الكم كاليضوي الدوار مثلاً تكون له القابلية على الدوران حول محور عمودي على محور تناظره . ان طيف مستويات الطاقة لهذا الدوار هو ثابت الخواص ومن التأثير للانتباه ان عدداً كبيراً من النوى الزوجية - الزوجية قد اثبتت عملياً انها تعطي هذا الطيف فعلاً وهذا يؤدي الى الاستنتاج ان النوى الدائمة التشوه موجودة بالتأكيد كما بينا .

ان من الممكن اشتقاق طيف الطاقة هذا بواسطة استخدام الحجب الكلاسيكية ان

$$E = \frac{1}{2} \hbar \omega^2$$

الطاقة الحركية الدورانية هي
حيث \hbar هي عزم القصور الذاتي للجسم حول محور الدوران و ω هي السرعة الزاوية للدوران ويمكن كتابة هذه المعادلة بدلالة الزخم الزاوي $L = \hbar$ بالشكل
(2 - 157)

$$E = \frac{L^2}{2\hbar^2}$$

واذا انتقلنا في النموذج الكلاسيكي الى النموذج الكمي فاننا يجب ان نبدل L^2

بالقادر $I(I+1)\hbar^2$ حيث I هي عدد صحيح زوجي للنوى الزوجية الزوجية واقل

$$E = \frac{2\hbar^2}{I(I+1)\hbar^2}$$

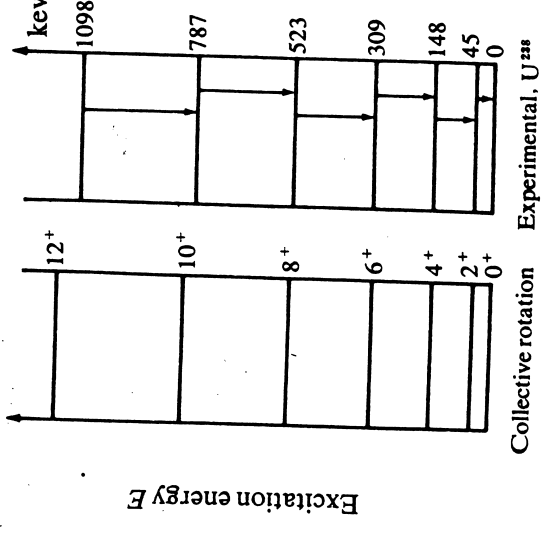
قيمة لها هي الصفر
ويمكننا مقارنة هذه العلاقة البسيطة مع النتائج العملية للطيف . ان الفرق الذي

يظهر عند طاقات تهييج عالية يمكن فهمه لأن تردد الدوران الكلاسيكي يزداد

بزيادة قيمة I وبهذا فان النواة سوف تتشوه قليلاً بقوة طاردة مركزية اكبر وهذا

سيؤدي الى زيادة عزم القصور الذاتي لها وقد تم الكشف عن طاقات تهييج تقل

بالضبط حسب المعادلة (2 - 158) كما هو مبين في الشكل 2 - 28



الشكل 2 - 28 طيف الطاقة لنواة مشوهة

(a) الطيف النظري لدوار كمي

b طيف نواة U^{238}

(a) Collective rotation

(b) Experimental, U^{238}

يظهر مما سبق اعلاه ان نموذج القشرة ذات الجسم الواحد يكون صحيحاً بالقرب من القشر المقلمة وكلما شذ عدد النيوكليونات عن الاعداد السحرية فان تأثيرات تعاونية تبدأ بالظهور بين النيوكليونات وهذه يمكن اخذها بسهولة بنظر الاعتبار في النماذج التجميعية *collective models* التي تحتوي في اساسها على الحركة الدورانية التي ذكرت اعلاه وكذلك على الحركة الاهتزازية . ان التقدم النظري قد اثبت ان التأثيرات التجميعية يمكن الحصول عليها باجراء تحويلات على نموذج القشرة ايضاً وفي هذه الحالة فان الجهد المستعمل في نموذج القشرة يجب ان يكون محتوياً على الحدود التالية

جهد كروي رئيسي

حد يمثل تفاعل البرم والدار .

حد ذو مدى قصير جداً يحاول جعل النواة كروية ويعمل على ازدواج النيوكليونات

حد طويل المدى يحاول تشويه النواة .

ان اية نظرية للقوى النووية يجب ان تحتوي على جميع الخواص اعلاه ومن

المؤمل ان تكون نظرية الميزونات (الفصل 6) قادرة على تفسير هذه الخواص

بدرجة اكبر .

2 - 6 مستويات الطاقة النووية ENERGY LEVELS OF NUCLEI

يحتوي جهد اي منخفض محدود مثل المبين في الشكل 25 - 2 و 29 - 2 على

مستويات مرتبطة للطاقة تمثل الحالات $E < 0$ ومستويات غير مرتبطة او تسمى

حالات خيالية Virtual states للطاقة تمثل الحالات $E > 0$ (راجع البند c .

2 - 2) ان الحالات غير المستقرة لا يمكن فهمها على اساس اي نموذج كلاسيكي

بل هي ناتجة من حقيقة ان موجة دي بروي للنيوكليون تنعكس عند حافة

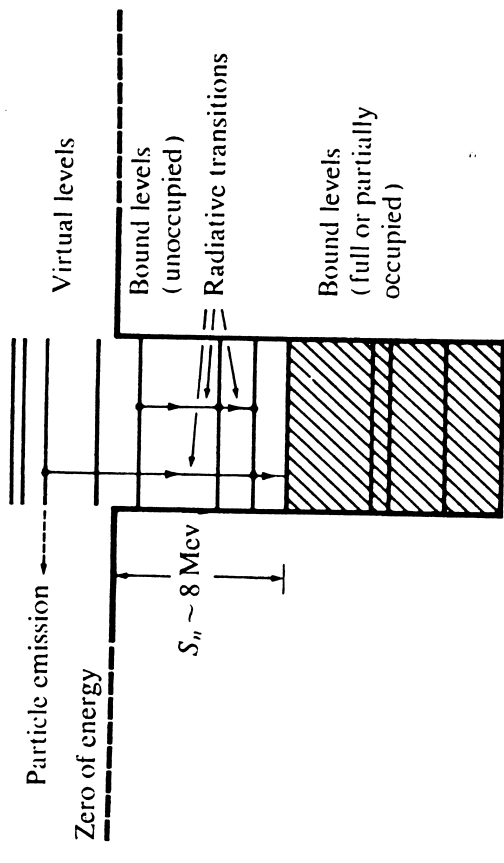
منخفض الجهد حتى في الحالة التي تكون فيها الطاقة الكلية للجسم اكبر من

الطاقة الكامنة في جميع المناطق . واذا صادف ان كان طول موجة دي بروي بحيث

انها تولد موجات مستقرة داخل المنخفض فان سعة دالة الموجة يمكن ان تكون كبيرة

جداً داخل البر وبهذا تتولد حالات خيالية غير مستقرة وهذا يعني ان هناك

احتمالاً كبيراً ان يكون هناك نيوكليون ذا طاقة موجبة معينة داخل النواة



شكل 29 تخطيط للمستويات النووية

ان معامل الانعكاس لجهد على شكل درجة سلم يمكن اشتقاقه باستخدام الطريقة المبينة في البند 2g - 2. ففي الشكل 5 - 2 لو فرضنا ان $L \rightarrow \infty$ وباعتبار ان $E > V_0$ فإن :-

$$\begin{aligned}\psi_I &= \psi_{I+} + \psi_{I-} = a_I e^{ikx} + b_I e^{-ikx} \quad (2-159) \\ \psi_{II} &= \psi_{II+} = a_{II} e^{ik'x} \quad (2-160)\end{aligned}$$

$$k' = \left(2m_0 \frac{E - V_0}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{and} \quad k = \left(\frac{2m_0 E}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-161)$$

وبتطبيق الشروط الحدودية عند النقطة $x=0$ ينتج

$$\begin{aligned}a_I + b_I &= a_{II} & \text{from } \psi_I &= \psi_{II} \\ a_I - b_I &= a_{II} \frac{k'}{k} & \text{from } \frac{d\psi_I}{dx} &= \frac{d\psi_{II}}{dx}\end{aligned}$$

ومن هذه المعادلات نجد ان معامل الانعكاس هو

$$\frac{|b_I|^2}{|a_I|^2} = \left(\frac{1 - k'/k}{1 + k'/k} \right)^2 \quad (2-162)$$

وإذا كانت $k'/k \ll 1$ فإن معامل الانعكاس يساوي $1 - 4k'/k$ تقريباً فإذا كانت $E/V_0 = 1.01$ فإن معامل الانعكاس هو حوالي 0.7
وسوف نثبت لاحقاً (راجع البند 3 - 4) عند دراستنا للخواص الحركية للنوى ان النيوكليون يترك الحالة غير المستقرة بعد معدل عمر مقداره τ وينتج عن ذلك

ان يكون للحالة سمك معين. لانبعاث الجسم بحيث
(2 - 163)
 $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$
وكما هو مبين في الشكل 29 - 2 فان الحالة غير المستقرة ايضاً يمكن ان تنحل الى حالة أوطأ بانبعاث اشعة كاما بطريقة مشابهة لانبعاث الاشعة الضوئية من الذرات المثيرة. ان المستويات المرتبطة في النواة تستطيع فقط ان تنحل بانبعاث اشعة كاما.

حسب نموذج القشرة ذات الجسم الواحد فإن اية نواة معينة (Z,N) تتكون من Z من البروتونات و N من النيوترونات وتكون هذه موجودة عادة في مستويات مرتبطة (البروتونات والنيوترونات كل في جهد النخفض الخاص به) وحسب قاعدة الانفراد لپاولي . عندما تكون النواة في الحالة الارضية فان جميع النيوكليونات تكون في اوطأ حالات ممكنة من الطاقة . ان ابسط حالة تهيج نووية تتكون برفع النيوكليون الخارجي (الاقل ارتباطاً) الى حالة اعلى .

الواحد وبمستويات كال المبينة في الشكل 25 - 2

ان الطيف الحقيقي للمستويات مثل المبين في الشكل 30 - 2 يحتوي كما نلاحظ على عدد اكبر بكثير من المستويات مما هو متوقع في طيف الجسم الواحد المبين في الشكل 25 - 2 هذا مع انه من المحتمل انه لم يتم ايجاد جميع المستويات النووية بصورة كاملة . ان النظريات الحالية تدل على ان طيف الجسم الواحد يتحلل في الحقيقة الى عدد كبير من المستويات تتكون من تهيجات معقدة لأكثر من جسيم واحد . ان توزيع مستويات الجسم مبينة تخطيطياً في الشكل 30 - 2

ان الشكل 30 - 2 يظهر ان كثافة حالات الطاقة (عدد الحالات لكل وحدة طاقة) تزداد بزيادة طاقة التهيج . ان هذا ناتج عن امكانية الوصول الى طاقة تهيج معينة بعدد اكبر من عمليات التهيج للنيوكليونات كلما ازدادت الطاقة . ان حججاً نظرية غير كاملة قد استعملت لحساب توقع تغير كثافة مستويات الطاقة وقد وجدت العلاقة
 $\rho = 1/\Delta = \rho_0 e^{a\sqrt{E}}$

حيث ρ = كثافة المستويات

Δ = المسافة بين مستويين

$\rho_0 = 0.01$ الى 1 (Mev)⁻¹ عندما تكون A = 200 الى 20

a = 7 الى 1 (Mev)^{-1/2} عندما تكون A = 200 الى 20

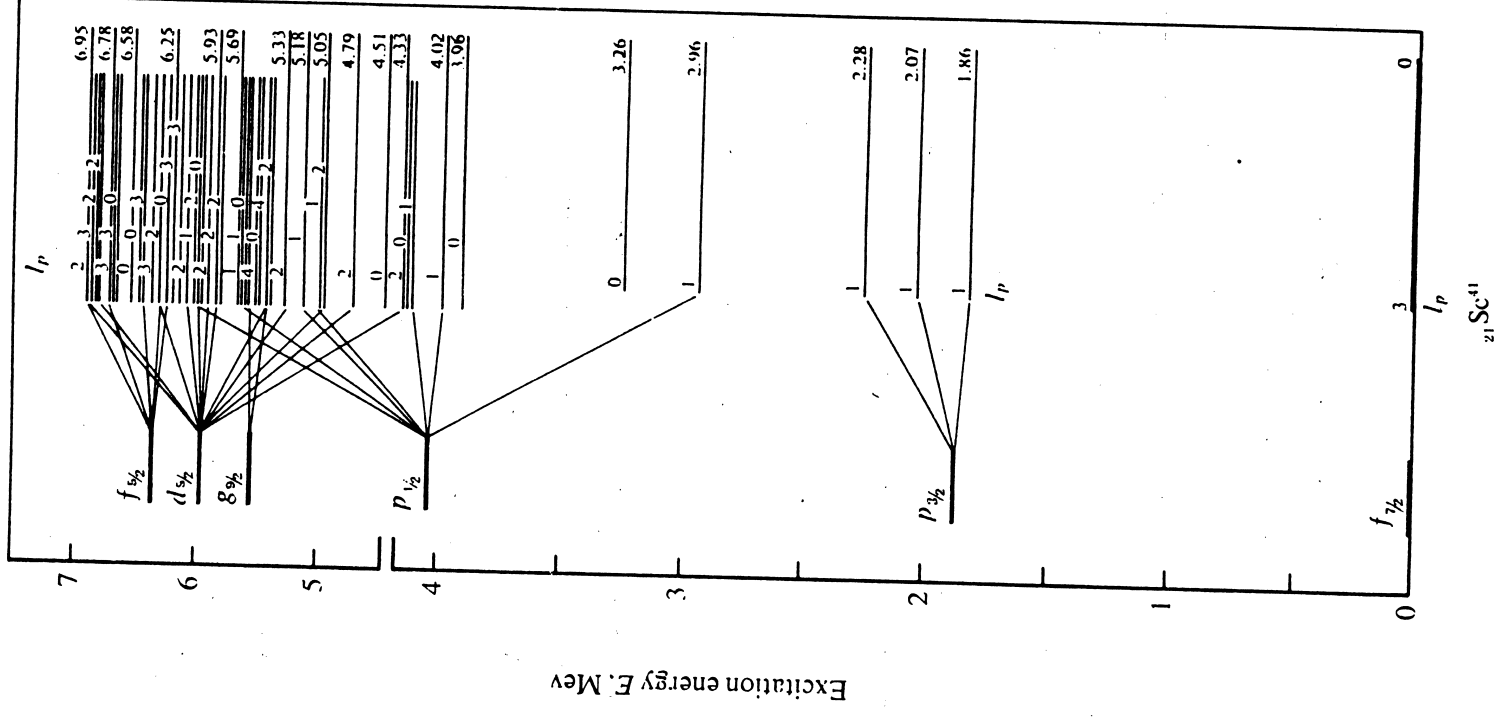
ومع انه لا يمكن اعطاء وصف تفصيلي لحالات التهييج العالية للنوى فيما عدا بعض الحالات القليلة الا انه تمت ملاحظة تكراريات واضحة في الحالات الواطئة . ان الحالات الواطئة في النوى ذات A الفردية يمكن ربطها بنموذج القشرة خصوصاً عندما يكون عدد النيوكليونات مقارباً لاعداد سحرية ونلاحظ في هذا المجال ان ليس فقط قيمة الطاقة يمكن تفسيرها بل ان البرم النووي والتناظر يمكن تفسيرها ايضاً . اما عندما يكون عدد النيوكليونات واقماً بين عددين سحريين فانه يكون من الاكثر فائدة بصورة عامة دراسة الحالة بدلالة نموذج تجميعي . اما بالنسبة للنوى الزوجية - الزوجية فان حالات التهييج يمكن ان تنتج عن تحطم ازدواج نيوكليوني وهذا يحتاج الى طاقة عالية بحيث انه حتى الحالات الواطئة تكون مكونة من تهيجات معقدة من الاسهل وصفها بناء على نموذج اهتزاز ودوران النواة بدلاً من نموذج القشرة . ان الوضع المنتظم لحالات التهييج الاولى هذه واضح من الشكل 21 - 2 ولكنه لم يمكن الحصول على وضع سهل كهذا بالنسبة للنوى ذات A الفردية . ان حالات التهييج الواطئة في النوى الفردية الفردية يمكن تصورها على اعتبار ان البروتون الاخير المنفرد يكون زخمه الزاوي I_p/\hbar والنيوترون I_n/\hbar وبذلك فان الزخم الزاوي للنواة سيكون

$$I = I_p + I_n \quad (2 - 165)$$

حيث تكون حسب قواعد ميكانيك الكم : $I = I_p + I_n$ هي $I_p + I_n, \dots, |I_p - I_n|$

في خطوات مكونة من اعداد صحيحة وتتكون الحالة الارضية اذا كان البرم الذاتي للنيوترون المنفرد الاخير موازياً للبرم الذاتي للبروتون المنفرد الاخير اما حالات التهييج الاخرى فتتكون من حالات الميل الاخرى بين I_p و I_n

ان دراسة تركيب المستويات للنوى الفردية - الفردية تتطلب ان تتضمن القوة النووية التي سبقت مناقشتها في نهاية البند 5d - 2 على حد اخر يحاول جعل البرم الذاتي للنيوكليونات في ان يكون متوازياً . ان اوسط النوى الفردية - الفردية هي H^2 وفيها $I_p = \frac{1}{2}$ و $I_n = \frac{1}{2}$ وبهذا فان حالتها المستقرة هي $I = 1$ وحالتها المتهيجة الخيالية هي $I = 0$ ان الفرق في الطاقة بين هاتين الحالتين هو 2.3 Mev وهذا يبين مقدار تفاعل البرم بالبرم ويجب علينا ان لا نخلط بين هذا التأثير وبين تأثير تفاعل الازدواج الذي يحاول توجيه الزخم الزاوي المداري لنيوكليوين متساويين بحيث يصبح الزخم الزاوي الكلي مساوياً للصفر .



$^{41}_{21}\text{Sc}$

الشكل 30 - 2 طيف مستويات الطاقة للنواة $^{41}_{21}\text{Sc}$. لاحظ تغير تدريج محور الطاقة بين 5.4 Mev . ان الزخم الزاوي I_p للبروتون المنفرد الاخير مبين في الشكل ان انفصال تركيب الجسيم الواحد الى المستويات الحقيقية مبين أيضاً

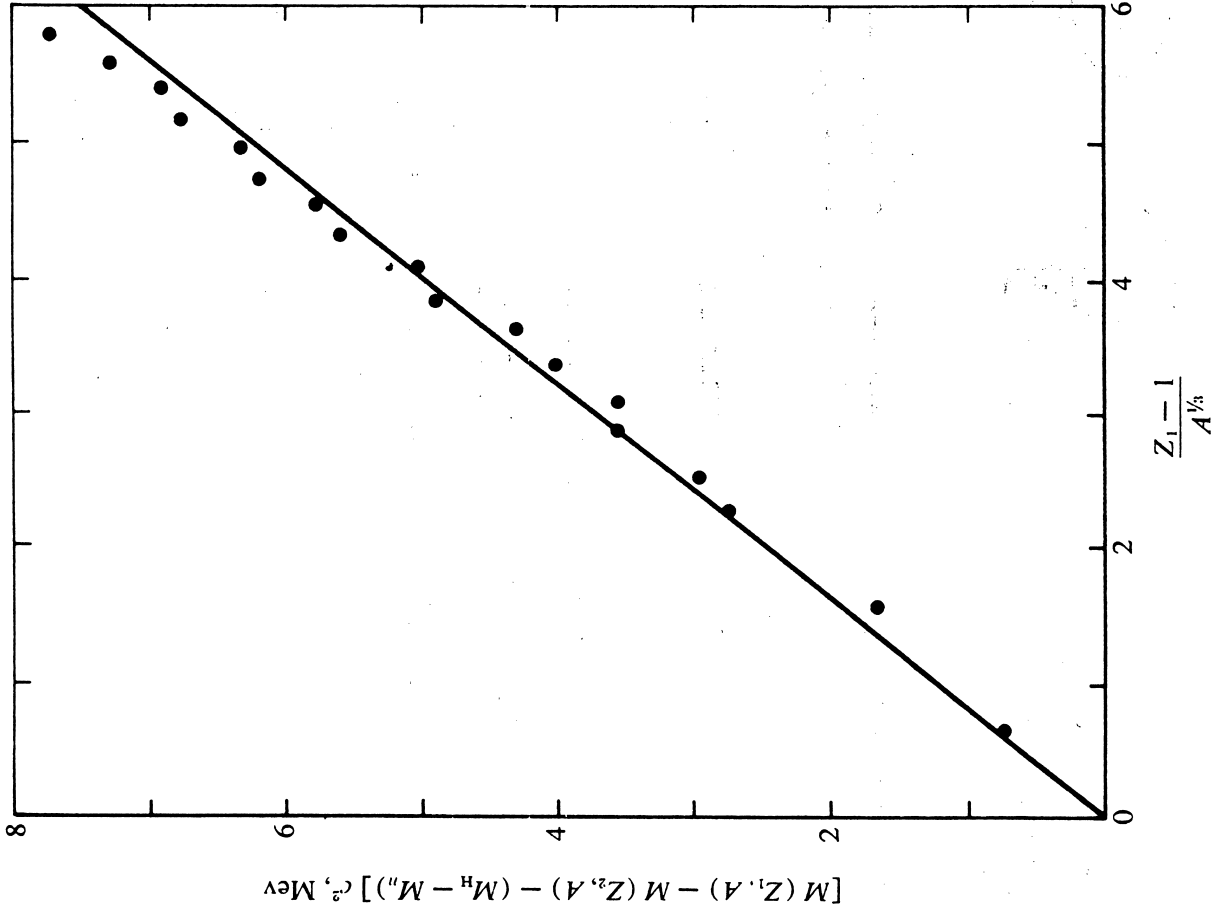
ان الطرف الايسر من هذه المعادلة يمكن حسابه اما مباشرة او من خلال طاقة الانحلال البوزتروني بين الايزوبارين (راجع البند 4-6b) كما يمكن حساب الطرف الايمن من المعادلة (5-1) وهو يتفق مع الطرف الايسر ولهذا فان تناظر الشحنة الذي ذكرناه هو صحيح بالتأكيد. ان الشكل (2-33) يلخص النتائج العملية لقياسات كثيرة. ان رسم الفرق في الكتلة مع الاخذ بنظر الاعتبار التصحيح $(M_H - M_n)c^2 (= -0.78 \text{ Mev})$ بدلالة $(Z_1 - 1)/A^{1/2}$ يجب ان يمر بنقطة الاصل اذا كان تناظر الشحنة صحيحاً. ان الشذوذ الظاهر في الشكل 2-33 ناتج عن تأثيرات القشرة والتي تؤدي الى انصاف اقطار مؤثرة مختلفة بعض الشيء في النوى (A) و (Z_1) وذلك لان دالة موجة البروتون تكون مختلفة عن دالة موجة النيوترون كما يمكننا ايضاً ملاحظة تناظرات مهمة بين مستويات الطاقة من خلال دراسة النوى المراتية الثلاثية mirron triads

$$(Z_1 = n - 1, N_1 = n + 1) \quad (Z_2 = n, N_2 = n) \quad (Z_3 = n + 1, N_3 = n - 1)$$

في حالاتها الارضية والتهيجة. ان الشكل 2-34 يبين حالات الطاقة للثلاثي

C^{10} و B^{10} و Be^{10} والتي تكون فيها $n=5$ وبعد تصحيح كل كتلة بالنسبة لطاقة كولوم فاننا نلاحظ مرة اخرى ان مستويات الطاقة للنوى C^{10} و Be^{10} متطابقة عملياً ولكن تكون بعض مستويات B^{10} مقابلة لهذه المستويات واذا قمنا بتحليل هذه النتيجة بواسطة الاوصار الموجودة كما في الشكل 2-35a فاننا نجد ان المستويات المتطابقة في Be^{10} و B^{10} و C^{10} تعني ان القوى بين $p-p$ و $n-n$ على عدد اكبر بكثير من المستويات مما في Be^{10} و C^{10} وهذا هو نتيجة مباشرة لقاعدة الانفراد لياولي

ولاجل الحصول على وضوح اكثر فلنصور ابسط حالات المراتية الثلاثية n^2 و H^2, He^2 (ومع ان n^2 و He^2 هي تراكيب ليست مستقرة الا ان الحجم المعطاة تبقى صحيحة) ان اوطأ الحالات هي الحالة $1s$ وبما ان قاعدة الانفراد لياولي تتطلب ان يكون البرم الذاتي في n^2 و He^2 متعاكساً ولكن هذا ليس ضرورياً في H^2 فان هذا يعني بان مجموعة $n-p$ لها عدد اكبر من الحالات مما في $n-n$. ان هذا المثال يعني ايضاً ان عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة يكون صحيحاً فقط اذا كانت النيوكليونات في حالات متطابقة من حيث زخمها الزاوي (المداري والبرم الذاتي).



الشكل 2-33 الفرق في الكتلة بين النوى المراتية بدلالة $(Z_1 - 1)/A^{1/2}$ حسب المعادلة (2-168)

$$\begin{aligned} [M(Z_1, A) - M(Z_2, A)]c^2 &= [Z_1(Z_1 - 1) - Z_2(Z_2 - 1)] \frac{3e^2}{5R} + (M_H - M_n)c^2 \\ &= (Z_1 - 1) \frac{6e^2}{5R} + (M_H - M_n)c^2 \end{aligned} \quad (2-168)$$

اسئلة

2-1

برهن ان الجسم الذي كتلة سكونه m_0 وطاقته الحركية T فان زخمه يكون دائماً اكبر من زخم الفوتون الذي له طاقة $h\nu = T$ بغض النظر عن قيمة T

2-2

اذا اردنا استخدام العلاقة غير النسبية للطاقة الحركية لغرض حساب انطلاق جسم كتلة سكونه m_0 فما هي اعلى طاقة مسموح بها ومقاسة بوحدات $m_0 c^2$ يمكن ان نستعملها بحيث يكون الخطأ الناتج في حساب الانطلاق هو في حدود 1 %.

2-3

ما هو انطلاق جسيم طاقته الحركية تساوي طاقة سكونه

2-4

احسب طول موجة دي بروي لالكترون طاقته 10 eV ، جسيم الفا طاقته 10 MeV ورصاصة كتلتها 10 g تتحرك بسرعة 1000 m/sec

2-5

ما هو معدل تحول المادة (بوحدات g/sec) الى طاقة في مفاعل نووي ينتج 2 ميكرواوط من القدرة

2-6

(أ) شخص يرمي قرص كتلته 3 kg في دائرة نصف قطرها 0.5 متر بحيث يدور القرص دورة واحدة في الثانية ما هو الزخم الزاوي للقرص بوحدات \hbar ؟ اذا كان نيوترون يتحرك داخل نواة بنصف قطر مقداره 5 F وزخمه الزاوي المداري هو ثلاث وحدات فكم تكون سرعته (ان هذه الصورة الكلاسيكية للحركة النووية ليست صحيحة ويجب ابدالها بمفهوم دالة الموجة)

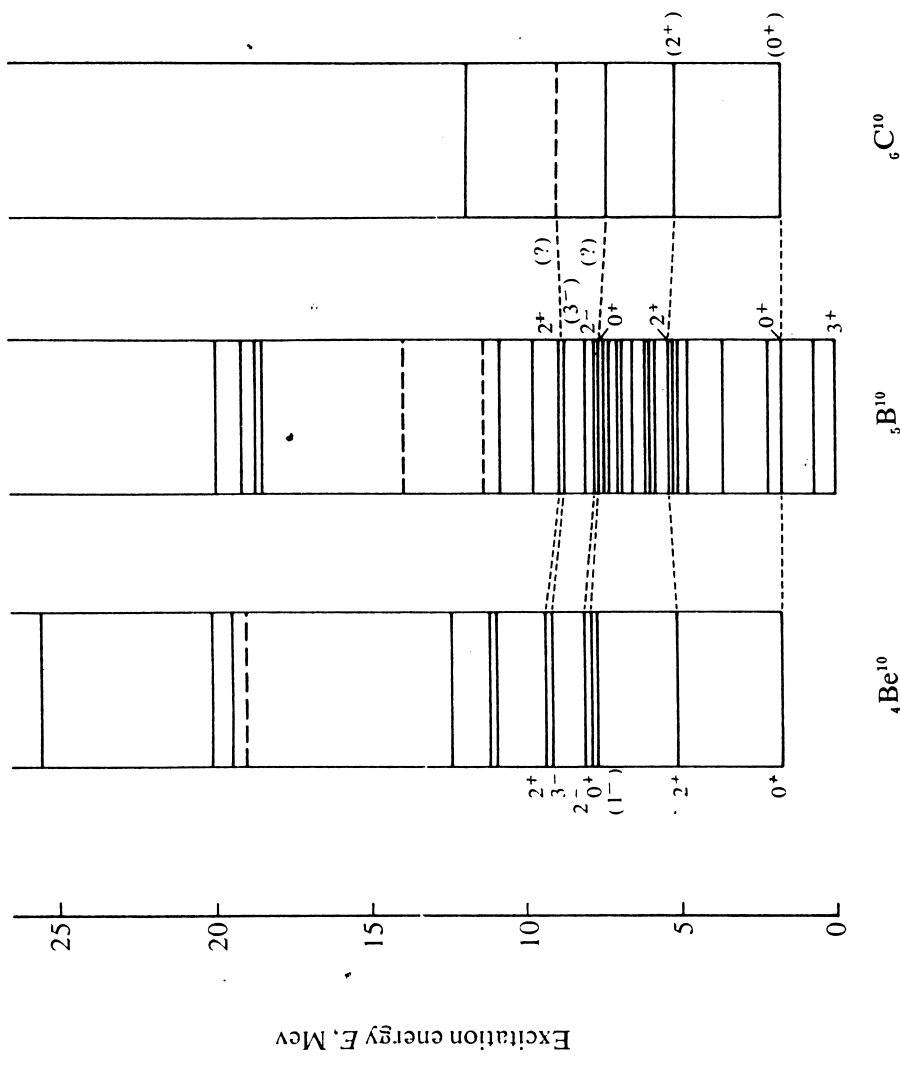
2-7

في الاحداثيات الكروية فان صيغة $\nabla^2 \psi$ في المعادلة (2-19) هي

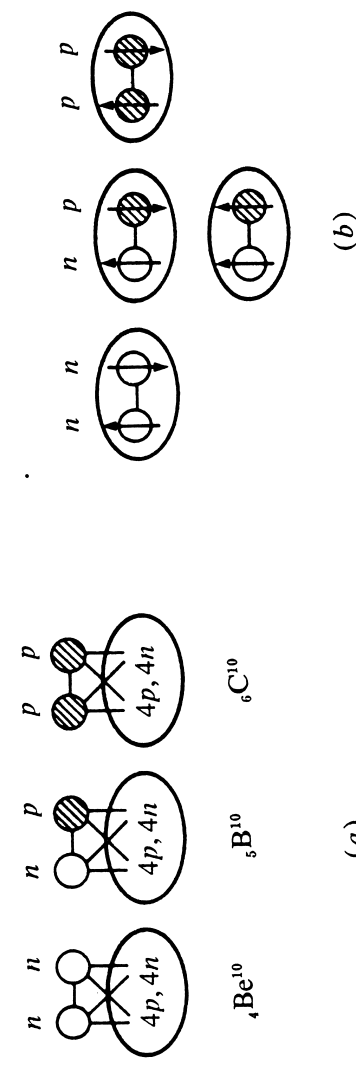
$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2}$$

(أ) برهن على ان تعويضاً من النوع (2-43) يؤدي الى فصل المتغيرات (ب) برهن على ان المعادلة نصف القطرية يمكن ان توضع بالشكل (2-47) باستعمال تعريف مناسب لثابت الفصل (ج) اكتب معادلة التغير ψ واثبت ان لها حلاً من النوع (2-45) اذا كان تعريف ثابت الفصل مناسباً

ان هذا قد تم تأكيده بواسطة دراسات مستفيضة لكل من استطارات $n-p$ و $p-p$ وهذه خاصية ذات اهمية كبيرة في القوى النووية



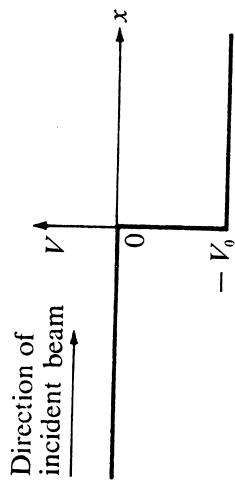
الشكل 2-34 مقارنة بين ثلاثي المزة Be^{10} و B^{10} و C^{10} ان كلا من الكتلت قد تم تصحيحها بالنسبة لطاقة كولوم وفرق الكتلة بين البروتون والنيوترون. ان المستويات غير المؤكدة مبيّنة بخطوط منقطعة كما ان المستويات المتناظرة متصلة بخطوط منقطعة ان البرم والتناظرات لكل حالة مبيّنة ايضاً



الشكل 2-35 مقارنة بين الاواصر في Be^{10} و B^{10} و C^{10} مقارنة بين الحالات

جسيم كتلته m_0 يكاد يرتبط بجهد منخفض عرضه $2a$ وعمقه $-V_0$ ما هي القيمة الصغرى للمقدار V_0 الذي لا يساوي صفراً (تلميح : ان هذا السؤال يمكن حله باستخدام المفهوم البسيط لموجة دي بروي ولكن اسباباً مقنعة يجب ان تعطى لذلك وبعبكسه فانه يمكن استخدام الطريق الاطول بالتعويض بالشروط الحدودية عند $x = a$ و $x = -a$ وفي اي من الاحوال فان السؤال الذي عليك ان تسأله لنفسك هو ماذا يعني الشرط « يكاد يرتبط » .

حزمة متوازية من الجسيمات طاقتها الحركية T_0 ارسلت من فوق انخفاض من الجهد كالذي مبين في الشكل ص (84) احسب معامل الانعكاس للجسيمات عند درجة الجهد بدلالة T_0 و V_0



(أ) احسب الطاقات الحركية لاولاً حالتين $l = 0$ لجسيم (كتلته m_0) داخل صندوق كروي مقفل نصف قطره R واكتب دوال الموجة العيارية لهذه الحالات .

(ب) احسب الطاقات بوحدات Mev اذا كانت $m_0 =$ كتلته نيوترون

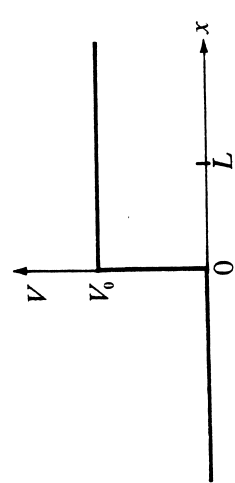
$$R = 5 F$$

افرض ان N من الجسيمات المتشابهة قد وضعت في صندوق مكعب مغلق بحيث يكون جسيم واحد في كل حالة وان الحالات قد تم اشغالها حسب تسلسل زيادة طاقتها (ا) اوجد العلاقة بين N و

$$(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)_{\max}$$

(تلميح : ان كل مجموعة من الاعداد الصحيحة n_x, n_y, n_z تمثل حالة واحدة ولهذا فانه اذا رسمنا الحالات المشغولة كنقاط في الاحداثيات الكارتيزية بحيث تكون المحاور باتجاه n_x, n_y, n_z فان حجم الفراغ المشغول هو بالضبط العدد الكلي للحالات المشغولة (ب) ما هي اقصى طاقة للمستويات المشغولة ؟ (ان هذا السؤال ككل هو صعب) .

حزمة من الجسيمات كتلة سكونها m_0 وطاقتها الحركية T يعترضها مرتفع جهد ارتفاعه $V_0 (> T)$ كما هو مبين احسب (أ) دالة الموجة عندما تكون $x > 0$ (ب) معامل الانعكاس عند درجة الجهد (اجب بدون حسابات اذا اردت) (ج) هل تتغير دالة الموجة عند $x > 0$ اذا تم تقليل مرتفع الجهد الى الصفر عند $x > L$ (د) هل يتغير معامل الانعكاس عند $x = 0$ تحت هذه الظروف .



اثبت انه لجهد كروي $V(r)$ بحيث ان $V(r \rightarrow \infty) = 0$ فان الصيغة المعاذية لحل المعادلة النصف قطرية في معادلة شردينكر هي

$$u(r \rightarrow \infty) \sim e^{-\kappa r} \quad \text{حيث } \kappa \text{ مبنية بالعلاقة } \frac{1}{2} \hbar^2 \kappa^2 / m_0 = |E|$$

اثبت ايضاً ان المعادلة (2 - 47) تتحقق عند $r \rightarrow 0$ بالحل

$$R(r \rightarrow 0) \sim r^l$$

(أ) استخدم الشكل 2 - 8 لتقدير الطاقة الكلية (بوحدات Mev) التي تتحرر من انشطار نواة U^{238} الى جزيئين متساويين مع تحرير اربعة نيوترونات واذا كانت نواتج الانشطار تنحل الى نواتج نهائية مستقرة (ينطبق عليها الشكل 2 - 8) .

(ب) ما هي نسبة كتلة U^{238} التي تتحول الى طاقة .

راجع الملحق C (أ) ما هي طاقة الارتباط الكلية لنواة Ca^{40} بوحدات Mev وما هو معدل طاقة ارتباط النيوكليونات الواحد (ب) ان طاقة الارتباط الكلية للالكترونات في ذرة عددها الذري Z تكون تقريباً $1507 Z^2$ ev ما هي النسبة المئوية للتصحیح الذي يجب ان يجرى على الجواب في الفرع (أ) اذا اردنا حساب طاقة الارتباط الكلية ومعدل طاقة ارتباط النيوكليونات الحقيقية

احسب طاقة ارتباط النيوكليونات الاخير لنوى كل من Pb^{208} و Pb^{207} باستخدام المعادلة شبه العملية للكتلة . استعمل اي مجموعة متجانسة من ثوابت الطاقة .

استعمل المعادلة شبه العملية للكتلة لتعيين أي من الايزوبارات التي لها $A = 102$ ستكون مستقرة واحسب قيمة Z الأكثر استقراراً (المعادلة (134 - 134)). استعمل أي مجموعة متجانسة من ثوابت الطاقة.

راجع الملحق C لمعرفة الايزوبار الحقيقي المستقر.

استخدم المعادلة شبه العملية للكتلة لحساب فرق الكتلة بين $^{64}_{29}\text{Cu}$ و $^{64}_{30}\text{Zn}$ (قارن مع الشكل 28 - 4).

(أ) استعمل المعادلة شبه العملية للكتلة لحساب طاقة الانحلال في انحلال الفا (ان طاقة انحلال الفا تساوي طاقة فصل الفا مع الاشارة السالبة) (ب) طبق المعادلة التي تحصل عليها من انحلال $^{212}_{84}\text{Po}$ الى $^{208}_{82}\text{Pb}$ باستعمال أي مجموعة متجانسة من ثوابت الطاقة (قارن مع الشكل 17 - 4). استعمل القيمة العملية 28.3 Mev لطاقة ارتباط جسيم الفا

(أ) استعمل المعادلة شبه العملية للكتلة لحساب العلاقة بين N و Z لقيمة معينة للعدد الكتلي A لنواة تكون طاقة فصل البروتون لها تساوي صفر (ب) احسب N/Z للحالة $A = 100$ وباستخدام أي مجموعة متجانسة من ثوابت الطاقة (راجع الشكل 11 - 4).

استعمل المعادلة شبه العملية للطاقة لحساب النسبة المئوية في كل من الحد الذي يمثل الحجم والحد الذي يمثل النيوكليونات السطحية وحد كولوم وحد الا تناظر في معدل طاقة ارتباط النيوكليون الواحد.

على اساس نموذج القشرة ذات النيوكليون الواحد وباعتبار شد البرم بالمدار ما هي التسميات الطيفية للنوى التالية:



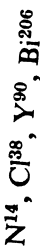
ان البرم المقاس لكل نواة هو على التوالي:

$$\frac{7}{2}, \frac{3}{2}, \frac{9}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{1}{2}, \frac{5}{2}$$

وإذا لاحظت أي اختلاف بين توقعاتك وبين القيم المقاسة حاول اعطاء تفسير.

في النوى الفردية - الفردية يكون هناك تفاعل بين النيوترون الاخير والبروتون الاخير وذلك لاجل أن تتمكن من تفسير برم الحالة الارضية إن الازدواج يحاول جعل البرم الذاتي لهما متوازيين (ان هذا يجب أن لا يختلط مع الازدواج بين نيوكليونين متشابهين الذي يحاول

جعل الزخم الزاوي المداري لهما لا متوازيين). على هذا الاساس احسب القيم المتوقعة لبرم النواة للحالات الارضية للنوى التالية:



إن القيم المقاسة للبرم هي على التوالي 6 و 2 و 4 و 1

ان الطاقات بوحدات Mev والبرم لاوطاً حالات التهييج من نواة هي ^{182}Ta

البرم	الطاقة Mev
2	0.100
4	0.329
6	0.680

(a) هل تتفق هذه القيم مع النموذج الدوراني للنوى دائمة التشوه.

(b) ما هو غزم القصور الذاتي للنواة حول محور الدوران بوحدات g cm^2 .

2-25 استخدم الشكل 30 - 2 لحساب كثافة المستويات Level density في ^{41}Sc بدلالة طاقة التهييج. قسم تدريجات طاقة التهييج الى اقسام

كل منها 1-Mev واحسب عدد المستويات لكل Mev . دقق فيما اذا كانت المعادلة (164 - 2) تتحقق بصورة تقريبية واذا كان كذلك

احسب الثابت a و p_0 ان النوى المرآتية التالية تنحل ببعث بوزترونات طاقتها القصوى

بوحدات Mev هي.

ارسم رسماً مشابهاً للشكل 33 - 2 واحسب ثابت نصف القطر R_0 باعتبار ان كل نواة هي كرة متجانسة الشحنة (راجع المعادلة (4.122) للحصول على العلاقة بين طاقة الانحلال البوزتروني وبين فرق الكتلة).

^{11}C	0.97	^{29}P	3.95
^{13}N	1.18	^{31}S	4.40
^{15}O	1.73	^{35}A	4.96
^{17}F	1.75	^{39}Ca	5.49
^{23}Mg	3.09	^{41}Sc	5.95
^{25}Al	3.24		

الفصل الثالث

تفاعل الاشعاعات النووية مع المادة

INTERACTION OF NUCLEAR RADIATION

WITH MATTER

1 - مقدمة INTRODUCTION

ان الفصول التالية سنتناول فيها بالدراسة الخواص الحركية وهذه الخواص هي الانحلال الاشعاعي والتفاعلات النووية وفي هذا الفصل فاننا سنحاول بحث الطرق العملية المستخدمة لدراسة هذه الخواص . ان هذه الطرق تتطلب دائماً الكشف عن الجسيمات والاشعاعات الكهرومغناطيسية او التي يطلق عليها اختصاراً اسم الاشعاعات النووية حيث تجري عادة عملية قياس شدة الاشعة (وهي عبارة عن عدد الحوادث المسجلة في وحدة الزمن) وكذلك الطاقة الحركية للاشعاعات . ان اكثر قياسات الشدة تعتمد في الاساس على قياس مقدار التأين الحاصل عند مرور الاشعاع خلال مادة . ان قياس الطاقة يعتمد اما على التأين او على التهيجات الذرية او على انحراف الجسيمات المشحونة خلال مرورها في مجالات كهربائية ومغناطيسية ان قياس الطاقات الواطئة للنيوترونات واشعاعات كاما يمكن ان يتم بطريقة الحيود خلال البلورات والذي يمكن ان يعطي نتائج دقيقة لقياس الطاقة . ان هذه المراضيع تقع خارج مجال موضوع الفيزياء النووية ولكنها مع ذلك تعتبر اساسية لغرض دراسة الموضوع بحيث يتوجب علينا على الاقل مناقشة بعض المبادئ المهمة المتعلقة بها ولاجل الحصول على شرح وافٍ عنها ينصح القارئ بالرجوع الى مصادر اخرى . ان مواضع تفاعلات الجسيمات المشحونة والنيوترونات واشعاعات كاما سوف تعالج هنا كلاً على حدة لأن كلاً من هذه العمليات تكون لها خواص اساسية مختلفة عن العمليات الاخرى .

INTERACTION OF CHARGED PARTICLES WITH MATTER

إن تفاعل الجسيم المشحون خلال مروره بوسط يتكون من ذرات متعادلة يكون من خلال تأثير الجسيم بقوة كولوم مع الالكترونات الموجودة في الذرات بشكل رئيسي . ومع أن كل الكترون يعترض الجسيم يؤدي الى خسارة في طاقة الجسيم الحركية بمقدار لا يتجاوز بضعة ev فإن التأين وفيهيج الذرات يسبب اكبر مقدار للخسارة في الطاقة لكل وحدة طول من مسار الجسيم . ان الخسارة في الطاقة الحركية من جراء اعتراض نوى الذرات للجسيم تكون اكبر بكثير ولكن احتمال تصادم الجسيم بنوى الذرات هو قليل جداً بالمقارنة مع احتمال تصادمه بالذرات نفسها . ان النسبة بين هذين الاحتمالين تتناسب مع النسبة بين مساحة مقطع النواة الى مساحة مقطع الذرة اي $10^{-8} = 10^{-16} cm^2 / 10^{-24} cm^2$.

ولهذا فان التأثيرات النووية لا تشكل جزءاً مهماً بالنسبة للخسارة الكلية في طاقة الجسيم .

إذا كانت الطاقة الحركية للجسيم تزيد عن القدار $M_0 c^2$ حيث M_0 هي كتلة السكون للجسيم فان الخسارة في الطاقة بواسطة عمليات انبعاث الاشعاع الكهرومغناطيسي تصبح اكثر اهمية ان هذا الاشعاع يسمى (بالاشعاع الناتج عن التباطؤ) وهو ينتج بنفس الطريقة التي تنبعث بها اشعة \times المستمرة . ان العملية الاساسية هنا يمكن تصورها بطريقة كلاسيكية . فحسب معادلات ماكسويل فان أي جسم مشحون وواقع تحت تأثير تعجيل سوف يقوم ببعث اشعاعات كهرومغناطيسية (راجع البند 4b - 4) . إن مرور الجسيم المشحون بالقرب من النواة سوف يؤدي الى تغيير متجه السرعة لذلك الجسم (على الاقل في الاتجاه إن لم يكن في القدار) ولهذا فإن الجسيم في هذه الحالة سيتعرض الى تعجيل ويبدأ بالاشعاع .

إن من الممكن الحصول على صورة مبسطة للمبادئ المهمة في عملية فقدان الطاقة من خلال التصادم (اي تهيج أو تأين) الذرات بتصور أن الجسيم المشحون هو ذو كتلة عالية ويتصادم مع الالكترونات الحرة . إن مقدار الخسارة في الطاقة الحركية للجسيم في هذه الحالة سوف يكون مساوياً لمقدار الزيادة في الطاقة الحركية للالكترون . إن الطاقة الاخيرة يمكن أن تحسب إذا علمنا مقدار الدفع الذي اعطى

للاكترون عند مرور الجسيم المشحون بالقرب منه وإذا قمنا بأختيار الاحداثيات x, y كما هو مبين في الشكل 1 - 3 فان معادلات الدفع للاكترون تكون

$$\int F_x dt \approx 0 \quad (3-1)$$

$$\int F_y dt = P_e \quad (3-2)$$

حيث $P_e = F_x + F_y$ قوة كولوم المسلطة على الالكترون و t هو الزمن و P_e هو الزخم المعطى للاكترون (ان مركبة الزخم في اتجاه y هي التي لا تكون مساوية للصفر فقط) .

إن المعادلة (3 - 1) يمكن اعتبارها كتقريب جيد للواقع وذلك لان سرعة الجسيم الثقيل يمكن اعتبارها بأنها لم تتأثر عملياً باعترض الالكترون لها وإذا كان بعد التصادم $impact\ parameter$ هو b فإنه يمكن حساب قيمة التكامل من المعادلة (3 - 2) خلال الفترة الزمنية التي يستغرقها التصادم $time\ of\ impact$

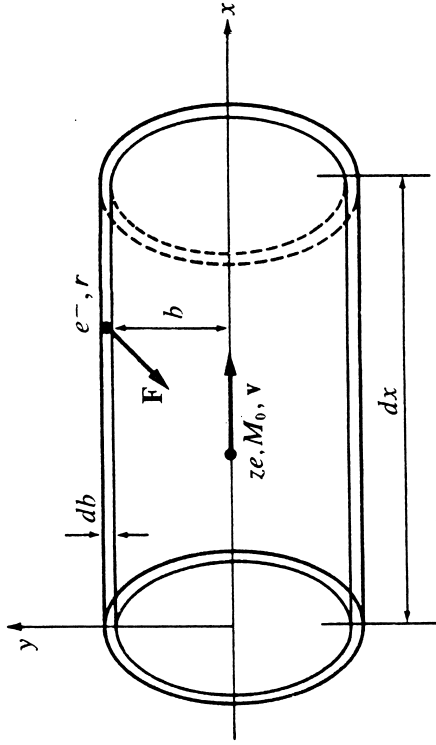
$$\Delta t \approx \frac{b}{v} \quad (3-3)$$

حيث تمثل v سرعة الجسيم الثقيل على اعتبار أن معدل قوة كولوم خلال هذه الفترة هو :-

$$(F_y)_{ave} \approx \frac{ze^2}{b^2} \quad (3-4)$$

حيث ze هي شحنة الجسيم الثقيل ولهذا وباستخدام المعادلة (3 - 2) نحصل على :

$$P_e \approx \frac{ze^2}{bv} \quad (3-5)$$



الشكل 1 - 3 اعتراض الكترون كتلته M_0 لجسيم ثقيل كتلته m_0 وبين الشكل تعريف بعد التصادم

إن من الممكن الحصول على نتيجة أكثر دقة للزخم الذي يكتسبه الإلكترون (المعادلة (3-5)) وذلك بتطبيق قانون كاوس في الكهروستاتيكية (3-6) (بالوحدات الكهروستاتيكية)

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi q \quad (3-6)$$

حيث تمثل E شدة المجال الكهربائي عند السطح الذي يحيط بالفراغ الذي تقع داخله الشحنة q ، $d\mathbf{S}$ هي عنصر مساحة السطح وباستخدام احداثيات يكون فيها الجسم الثقيل ساكناً فإن تطبيق قانون كاوس على سطح اسطواني نصف قطره b ولا متناهي الطول كاليمين في الشكل 3-1 يعطي:

$$\int \frac{F_y}{e} 2\pi b dx = 4\pi ze \quad (3-7)$$

وبما إن الإلكترون سوف يسير مسافة مقدارها $dx = v dt$ على سطح الاسطوانة بالنسبة للجسم الثقيل خلال فترة زمنية مقدارها dt لذلك فإن

$$\int F_y dt = 2 \frac{ze^2}{bv} \quad (3-8)$$

وهذا ينسجم مع المعادلة (3-2) ويعطي كذلك قيمة أكثر دقة للمقدار p_e .

$$p_e = 2 \frac{ze^2}{bv} \quad (3-9)$$

وبهذا تكون الطاقة الحركية التي فقدها الجسم الثقيل واكتسبها الإلكترون هي:

$$\frac{p_e^2}{2m_0} = \frac{2z^2e^4}{m_0b^2v^2} \quad (3-10)$$

وإذا كان عدد الذرات في وحدة الحجم هو n وكانت كل ذرة تحتوي على Z من الالكترونات فإن المسار الذي طوله dx يحتوي على

$$nZ (2\pi b db \cdot dx) \text{ volume} \quad (3-11)$$

من الالكترونات في المنطقة المحصورة بين b و $b+db$ من مسار الجسم الثقيل. وإذا كان الجسم يفقد خلال كل اصطدام بالالكترونات مقداراً من الطاقة يساوي القدار في المعادلة (3-10) فإن مقدار الخسارة في الطاقة لكل وحدة طول من المسار هو:

$$-\frac{dT}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} nZ 2\pi b db \frac{2z^2e^4}{m_0b^2v^2} \\ = \frac{4\pi e^4 z^2 nZ}{m_0v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (3-12)$$

إن هذه العلاقة يمكن اعتبارها تقريبية حيث أن التصادم قد اعتبر تصادماً مباشراً في كل الحالات في المعادلة (3-10) وهو اعتبار غير دقيق ولكن على الرغم من ذلك فأننا يمكن أن نعتبر هذه العلاقة كافية لأغراض دراستنا الحالية.

إن الالكترونات الموجودة داخل المادة المعترضة هي في الحقيقة ليست حرة بل مرتبطة بالذرات (أو بالجسم الصلب اذا كانت المادة في الحالة الصلبة) وبما ان كل ذرة تحتوي على مستويات للطاقة فإن الجسم لن يتمكن من اعطاء طاقة لهذه الالكترونات الا اذا قام بتهييج هذه الذرات الى حالة التهييج الاولى على الاقل. ويمكن القول وباستخدام المبادئ الكلاسيكية أن زمن التصادم (في المعادلة (3-3)) يجب أن يكون اقل من الفترة الزمنية لدوران الالكترون في مداره لكي يحصل انتقال للطاقة الى هذا الالكترون اي ان:

$$\Delta t_{\max} \approx \frac{1}{\nu} \quad (3-13)$$

حيث ν هي تردد الحركة الدورية للالكترون وباستخدام المعادلة (3-3) ينتج أن:

$$b_{\max} \approx \frac{v}{\nu} \quad (3-14)$$

إن قيمة أقل معامل تصادم b_{\min} محددة بواسطة قاعدة اللا تحديد وذلك لان موقع الالكترون لا يمكن تجديده بالنسبة للجسم الثقيل الى دقة تقل عن طول موجة دي بروي للجسم. وإذا قمنا بتطبيق المعادلة (3-93) في الاحداثيات التي يوجد فيها الجسم والالكترون نجد أن:

$$b_{\min} \approx \frac{h}{m_0v} \quad (3-15)$$

وبهذا نحصل على

$$-\frac{dT}{dx} \approx \frac{4\pi e^4 z^2 nZ}{m_0v^2} \ln \frac{2m_0v^2}{I_{ave}} \quad (3-16)$$

حيث تم استبدال المقدار $h\nu$ بمعامل جهد التهييج والتأين I_{ave} للذرات في المادة كما انه تم الضرب بمعامل مقداره 2 للمقدار داخل اللوغاريتم لتصبح النتيجة مطابقة لنتائج الحسابات الدقيقة التي تعتمد ميكانيك الكم. ان تعريف الرموز في المعادلة اعلاه هو وكالسابق.

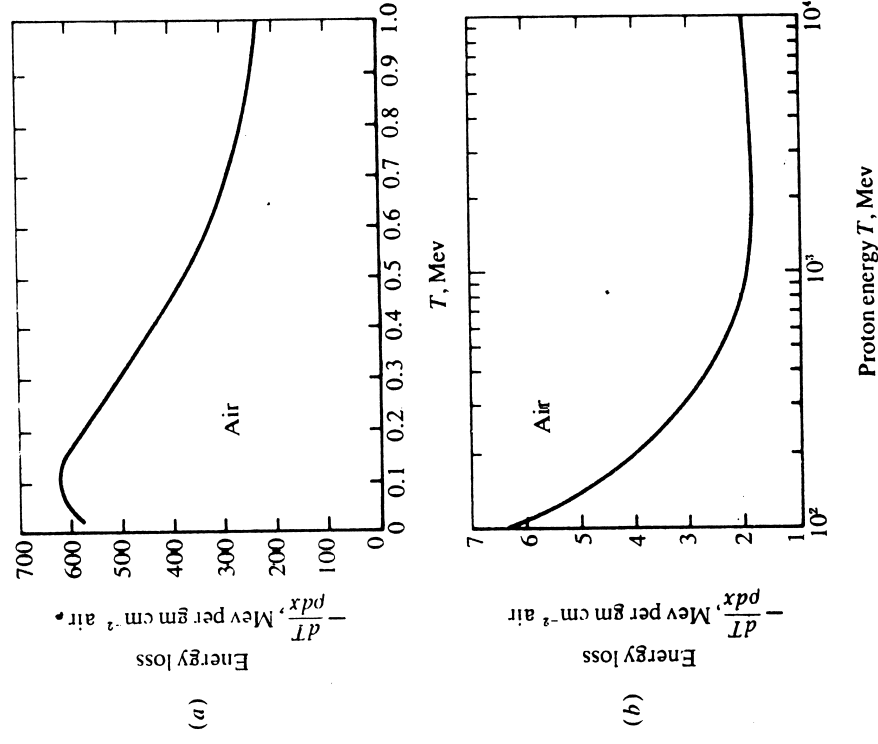
$$ze = \text{شحنة الجسم الثقيل} \\ m_0 = \text{كتلة السكون للالكترون} \\ v = \text{سرعة الجسم الثقيل} \\ nZ = \text{عدد الالكترونات الموجودة في وحدة حجوم المادة المعترضة}$$

ان حساب الفقدان في الطاقة عملياً يتم بواسطة قياس عدد الازواج الايونية ion pairs المتولدة خلال مسار الجسم ونعني بالازواج الايونية الموجب والعنصر السالب الذي ينتج عن تأين المادة المعترضة وإذا كان مقدار الطاقة التي

يفقدها الجسم عند توليد زوج ايونى واحد تساوي W فان عدد الازواج الايونية لكل وحدة طول مابين بالمعادلة .

$$-\frac{dT}{dx} = wi \quad (3-17)$$

إن الكمية w هي نتيجة لعمليات معقدة وهي (١) التبرج الذري اضافة الى التاين (2) الكترونات ايكار Augar electrons والناجمة من عملية التاين الثانوي حيث أن الالكترونات الناتجة من التاين الاول قد تمتلك طاقة كافية (لاحظ المعادلة (3-10)) بحيث تستطيع احداث تاينات ثانوية. ان القيم العملية للكمية W تدل على انها تقريباً لا تعتمد على الطاقة الحركية او طبيعة الجسم حيث ان قيمتها في الهواء هي 35.0 ev للإلكترونات ذات طاقة 5 kev و 35.2 ev لجسيمات الفا ذات طاقة 5.3 Mev و 33.3 ev للبروتونات ذات طاقة 340 Mev.



الشكل 2 - 3 الخسارة في طاقة البروتونات في الهواء (أ) الطاقات الواطئة ان المعادلة 3 - 16 تتفق مع هذا المنحني لحد طاقة 0.3 Mev باعتبار قيمة $T_{ave} = 80$ ev. ما عند طاقات اقل فان الاقتناص والخسارة في عدد الالكترونات يقلل معدل قيمة z (لاحظ الشكل 3 - 3) (ب) الجزء الذي يمثل طاقات عالية. ان اقل فقدان في الطاقة يحصل عند طاقة 1500 Mev. $T \approx$

وقبل البدء باجراء مقارنة للمعادلة (3-16) مع النتائج التجريبية فانه من المناسب ادخال تعريف ما يسمى المدى $mean range$ والذي يمثل معدل طول المسافة التي يسيرها الجسم في اتجاه معين قبل أن يفقد طاقته الحركية T_0 بصورة كاملة.

$$\bar{R} = \int_0^R dx = \int_{T_0}^0 \frac{dx}{dT} dT \quad (3-18)$$

$$= \int_0^{T_0} \left(-\frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT$$

وإذا كان اللوغاريتم في المعادلة 3-16 لا يعتمد على v فان

$$\bar{R} \sim \int_0^{T_0} T dT \sim T_0^2 \quad (3-19)$$

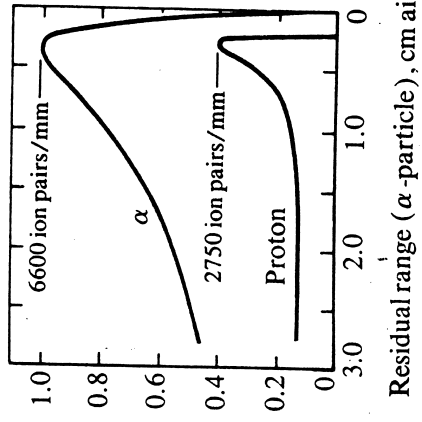
ولكن في الحقيقة فانه ليس هناك عملياً معادلة للمدى بهذه السهولة (لاحظ الشكل 9-3 و 3-10). إن المدى لجسيم بسيط قد يكون اكثر او اقل بقليل مما تعطيه المعادلة (3-18) وذلك لانه توجد دائماً تغيرات احصائية في كمية الطاقة التي يفقدها الجسم لكل وحدة طول من مساره وكذلك في العدد الكلي لازواج الايونات المتكون وهذا التأثير يسمى بالتباين $straggling$.

ان الشكل 2-3 يبين منحنياً عملياً للطاقة المفقودة من البروتونات خلال مرورها في الهواء وبما أن عدد الذرات لكل وحدة حجم n يعتمد على كثافة المادة ρ وعدد افوكادرو N والوزن الذري M من خلال العلاقة

$$n = \frac{N\rho}{M} \quad (3-20)$$

فإن مقدار الطاقة في كثير من الاحيان يعطى بدلالة المقدار $-dT/(\rho dx)$ وذلك لانها في هذه الحالة تصبح غير معتمدة على التركيب الفيزيائي للمادة المعترضة.

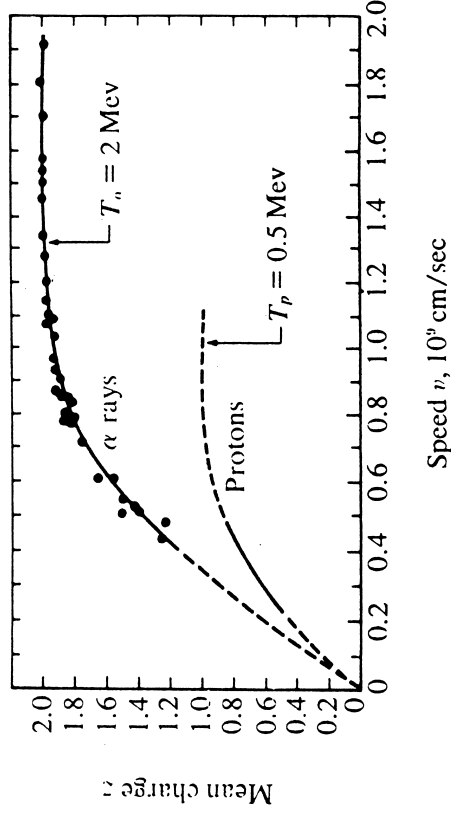
إن المنحني (a) في الشكل 2-3 يبين بأنه عندما تكون طاقة البروتون واطئة جداً فان الفقدان في الطاقة يقل بدلاً من الزيادة كما هو متوقع من العلاقة $1/v^2$ في المعادلة (3-16) وهذا ناتج عن أن البروتونات ذات الطاقات الواطئة تقوم باقتناص الالكترونات اثناء مرورها بها ثم لا تلبث هذه الالكترونات أن تتحرر. ان عملية الاقتناص هذه تؤدي الى تقليل معدل قيمة z في المعادلة (3-16) عندما تقل سرعة البروتونات N (الشكل 3-3) وكلما ابطأ البروتون من سرعته فان



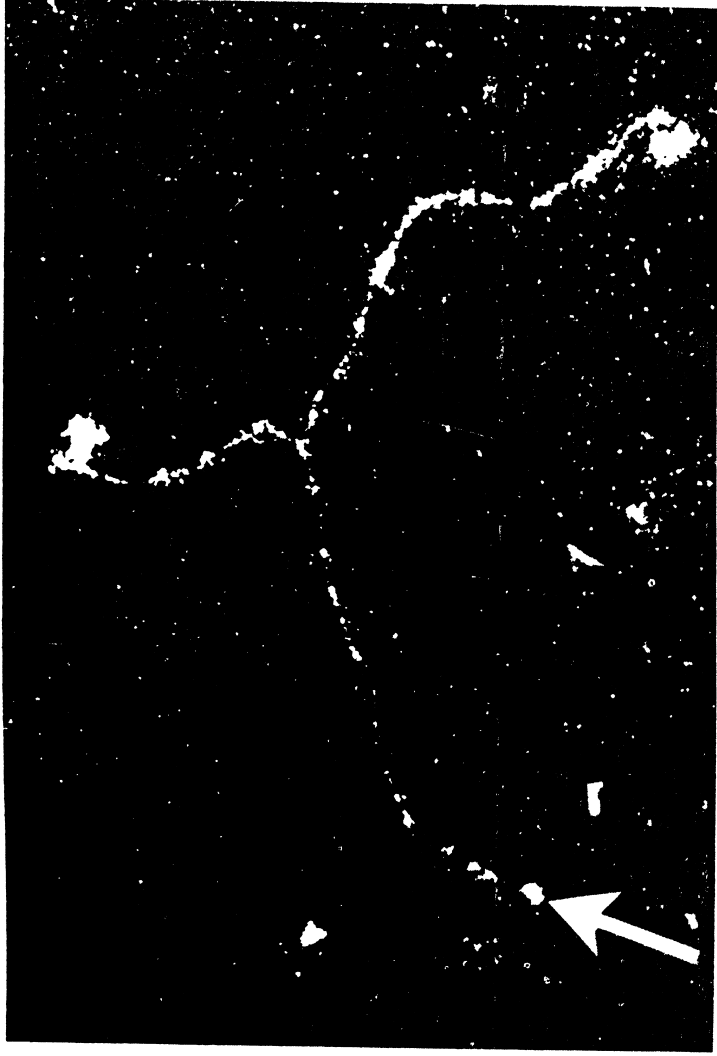
الشكل 4 - 3 عدد أزواج الأيونات لكل وحدة طول من مسار بروتون وجسيم الفا بدلالة المدى المتبقي **residual range**. ان المدى المتبقي هو معدل المسافة التي بقيت للجسيم ليسيروها قبل ان يصل الى السكون. ان المحور الاقي مدرج بحيث ان الجهة اليسرى منه تمثل الجسيمين ولهما نفس السرعة وبهذا فان مدى البروتون هو 0.2 cm أقصر من مدى جسيم الفا.

ان فقدان الطاقة بالنسبة للالكترونات خلال مرورها بالمواد تسببها نفس العمليات التي تؤثر على الجسيمات الثقيلة كما ان معادلة فقدان الطاقة هي عملياً مطابقة للمعادلة (16 - 3) الا ان هناك الفروق التالية التي تجب ملاحظتها وهي (1) بما ان الالكترونات الساقط والالكترونات الموجودة داخل المادة لهما نفس الكتلة فانه سيكون هناك استطارة أكثر للالكترونات الساقط (وفي الحقيقة فانه لا يمكن معرفة اي منهما قد كان الالكترون الساقط) ولهذا فان طول المسار خلال المادة يمكن ان يكون اكبر بكثير من الخط المستقيم او طول المدى والشكل 6 - 3 يوضح هذه الحالة (2) ان الشحنة z للجسيم الساقط لا تتغير اطلاقاً ولهذا فان فقدان الطاقة بواسطة التأين يكون كبيراً جداً حتى بالنسبة للطاقات التي تصل في حدود الالكترونات فولت وهذا يسبب الفقاعات عند نهاية مسار الالكترونات في الشكل 6 - 3 (3) ان الالكترونات ذات طاقة حركية معينة تكون سرعتها اكبر من سرعة الجسيمات الثقيلة ذات نفس الطاقة ولهذا فان فقدان طاقة الالكترونات بواسطة انبعاث الاشعاعات الكهرومغناطيسية يبقى مهماً عند طاقات اقل بكثير من تلك التي تكون للبروتونات مثلاً كما هو موضح في الشكل 7 - 3.

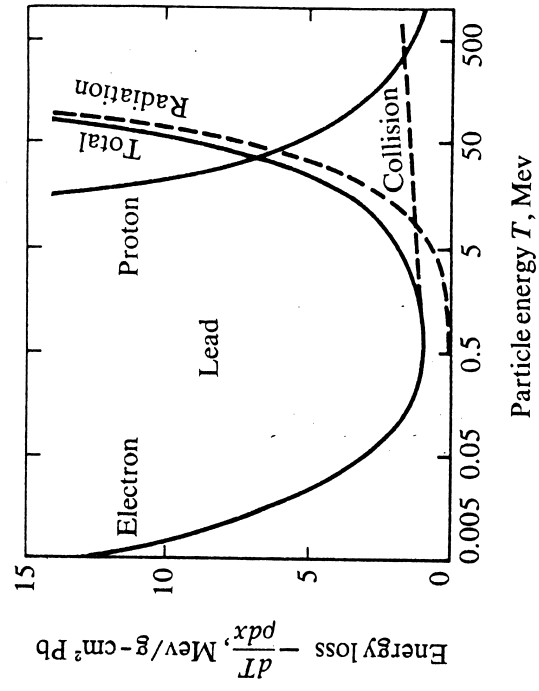
احتمال الاقتناص يزداد الى أن يتحول البروتون في النهاية الى ذرة هيدروجين وفي هذه الحالة فان فقدان الطاقة عن طريق التصادمات المرنه هو الذي سيكون سائداً فقط. وبسبب اقتناص الالكترونات فان عدد ازواج الايونات المتكونة في نهاية المسار سيكون اقل من التوقع لحالة الشحنات السريعة وفقدان الطاقة (الشكل 4 - 3) ان الصورة الفوتوغرافية لحجرة السحاب في الشكل 5 - 3 تبين هذه التأثيرات بوضوح (بالنسبة لجسيم الفا). ففي حجرة السحاب يتم توليد بخار في حالة فوق الاشعاع للماء عادة بصورة اصطناعية. ان عدد الايونات المتكونة بواسطة جسيم مشحون تعمل كمراكز لتكثف البخار وبواسطة توقيت مناسب للاضاءة فانه يمكن تصوير مسارات الجسيمات فوتوغرافياً حيث تكون كثافة القطرات متناسبة طردياً مع عدد الالكترونات المتحررة والتي تسمى باشعة دلتا **delta rays** والتي يمكن مشاهدتها. وكلما فقد جسيم الفا من طاقته فان اشعة دلتا تصبح ذات طاقة اقل وعند نهاية المدى (الشكل 5d - 3) فان التأين يزداد اولاً بصورة ملحوظة كما في الشكل 3 - 3 ثم يقل عندما يقل معدل شحنة جسيم الفا وفي نفس الوقت فان الانكسار الذي يظهر في مسار جسيم الفا بين حدود التصادمات الذرية مع الغاز الموجود في الحجرة.



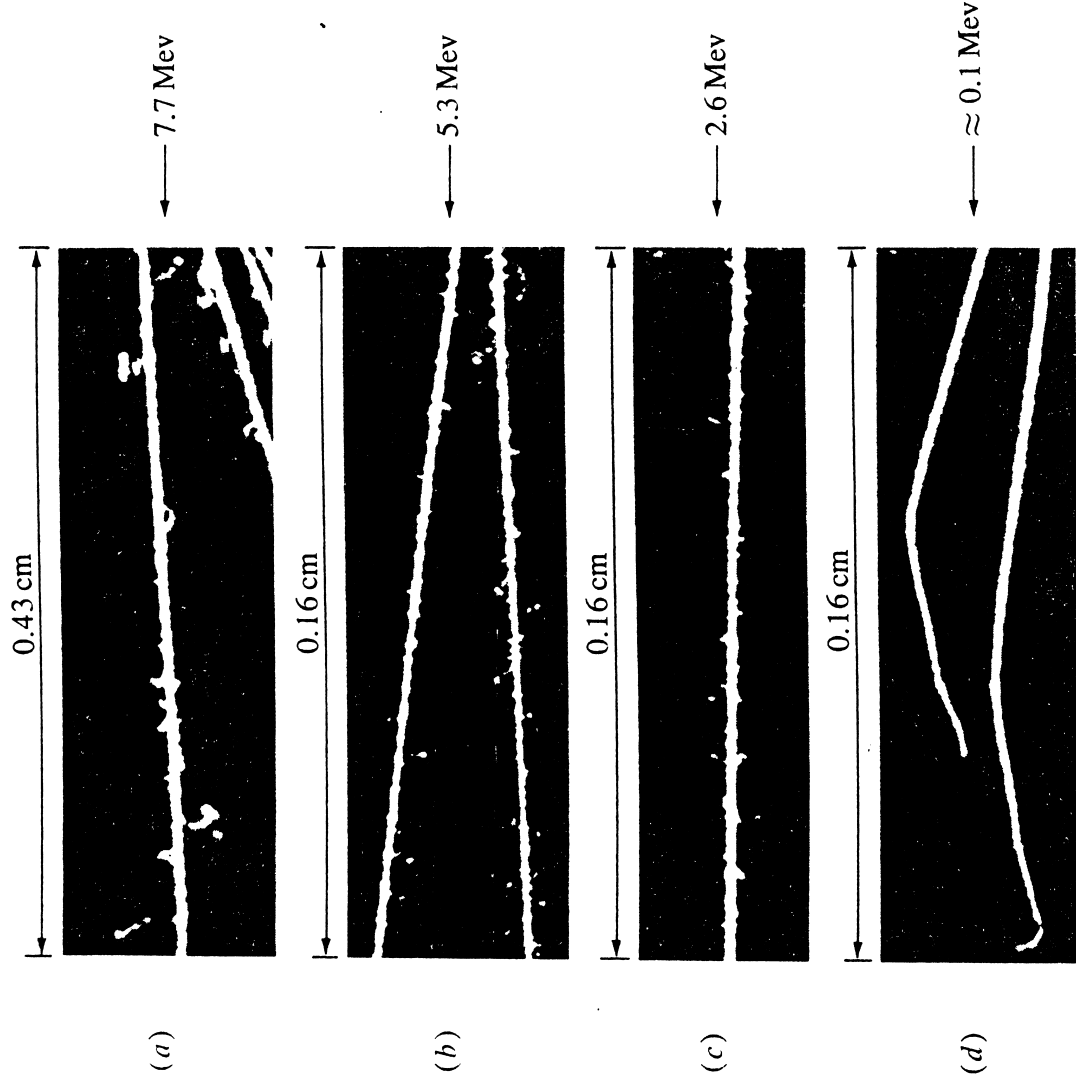
الشكل 3 - 3 معدل الشحنة z لبروتون وجسيم الفا بدلالة سرعتها v



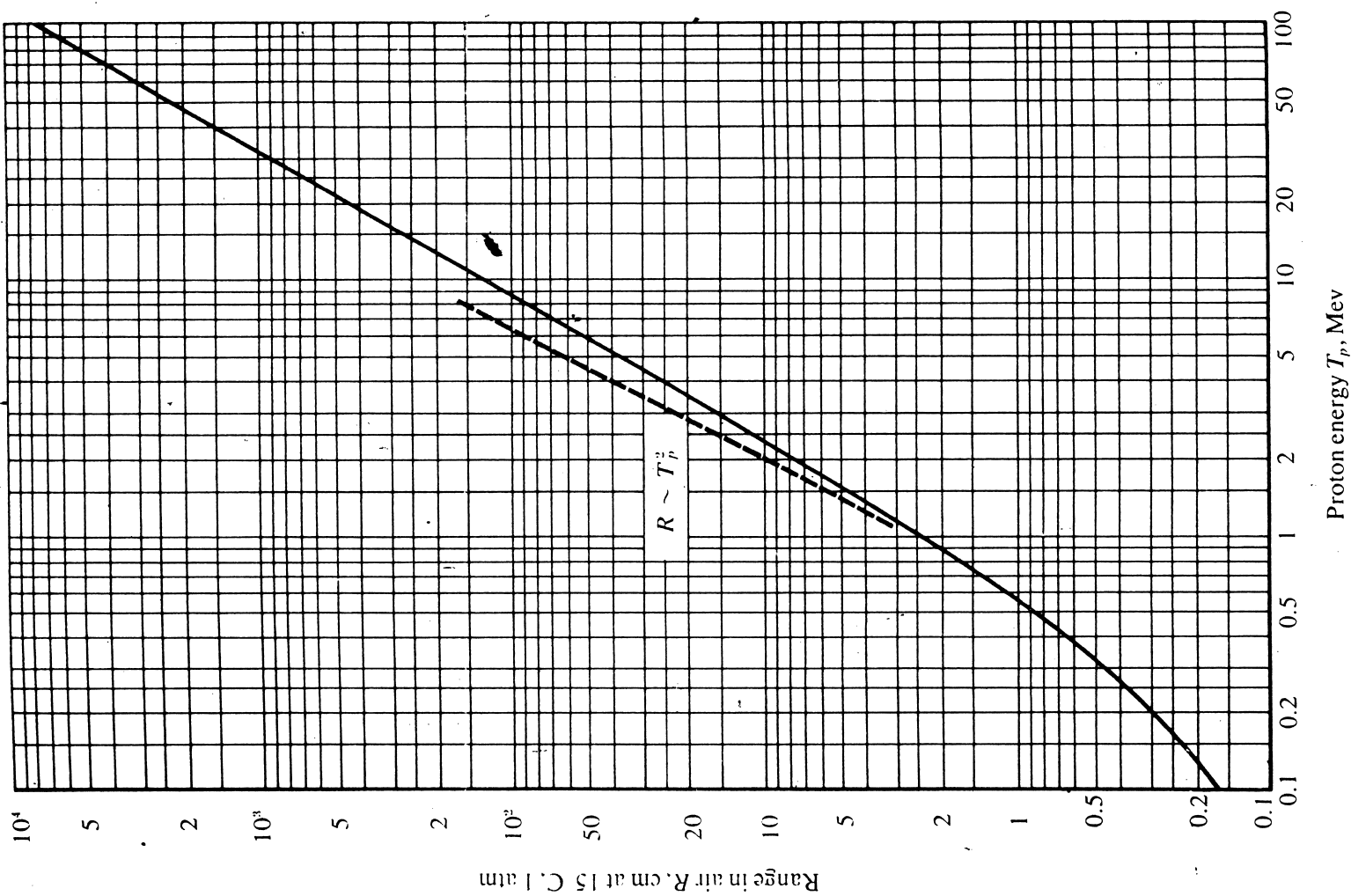
الشكل 6 - 3 مسار الكترون ذو طاقة 56 eV في حجرة سحاب . ان اتجاه السهم يدل على موضع بداية مسار الالكترون وقد استخدمت في هذه الصورة اشعة x ذات طاقة 59 eV لتحرير الالكترون الاصلى مسببة الفقاعة الصغيرة عند بداية المسار بسبب الارتداد . ان هذا موضع اكثر في نهاية البند 4 - 3 .



الشكل 7 - 3 فقدان طاقة البروتونات والالكترونات خلال مرورها بالرصاص .

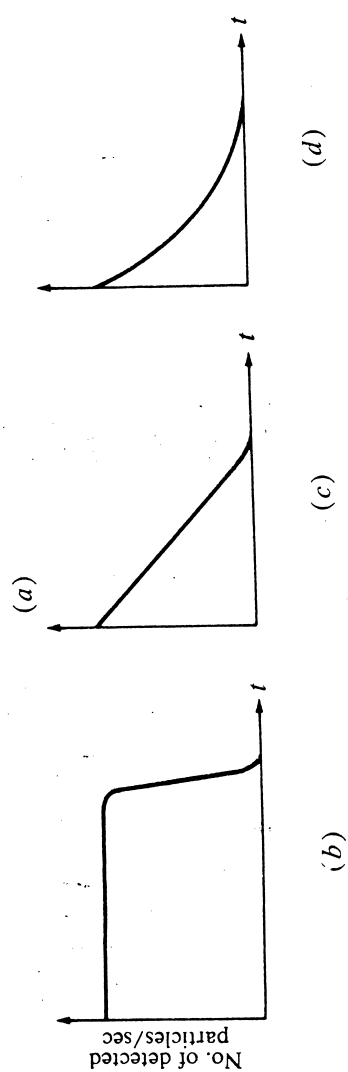
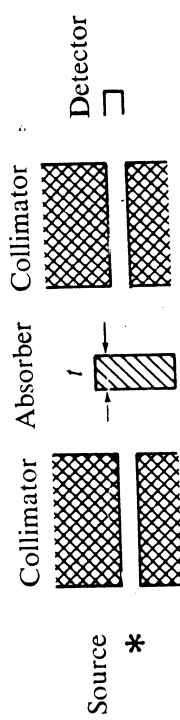


الشكل 5 - 3 مسارات جسيم الفا في حجرة السحاب . وفي كل صورة فانه تم توضيح الطاقة الاصلية وطول مسار الهواء المكافئ تحت ضغط جوي واحد ودرجة حرارة 15°C . لاحظ ان طاقات اشعة دلتا تكون اعلى عندما تكون طاقة الجسيم اكبر .



الشكل 9 - 3 علاقة المدى بالطاقة للبروتونات في الهواء تحت الضغط الجوي الاعتيادي ودرجة 15°C. ان العلاقة التي تعطىها المعادلة 19 - 3 مبنية بشكل خطوط متقطعة.

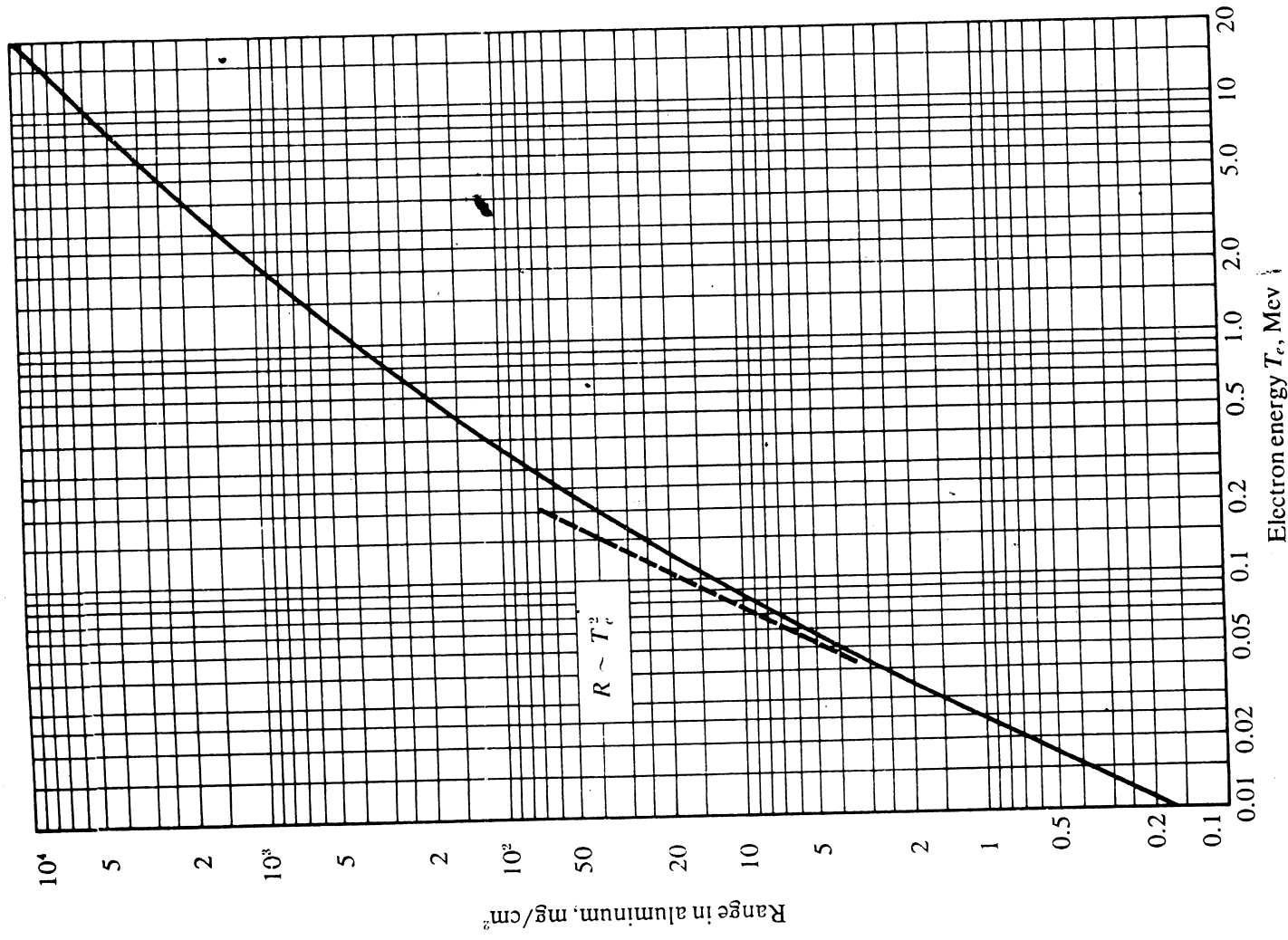
ان تجربة مثالية للكشف عن الجسيمات المشحونة موضحة في الشكل 8a - 3 وعند وضع هندسي جيد *good-geometry* فان المسدات المستعملة collimators تمنع الجسيمات المستطارة من المادة المتصة من الوصول الى الكاشف. ان المنحنى (b) و (c) و (d) تعطي الشكل التخطيطي لمنحنى الامتصاص للجسيمات الثقيلة المشحونة والالكترونات واشعة بيتا على التوالي. ان اشعة بيتا لها توزيع ابتدائي للطاقة (راجع البند 4a - 3) ولهذا فان منحنى امتصاصها يكون من النوع المعقد عملياً.



الشكل 8 - 3

رسوم تخطيطية لمنحنى امتصاص الجسيمات المشحونة الصادرة عن مصدر مشع (a) الترتيب العملي (b) منحنى امتصاص جسيمات ثقيلة (c) منحنى امتصاص الكترونات احادية الطاقة (d) منحنى امتصاص اشعة بيتا.

ان ايجاد مدى جسيم مشحون بطريقة منحنى الامتصاص او خجرة السحاب او الرقوق الفوتوغرافية يعتبر مناسباً ولكن ليس دقيقاً جداً لاجل ايجاد طاقة الجسيم بدقة. ان هذه الطرق محدودة الدقة بسبب تأثير التباين straggling الى دقة تزيد على 1 الى 5 بالمئة. ان الشكل 9 - 3 يبين منحنى علاقة المدى بالطاقة للبروتونات في الهواء تحت الضغط الجوي الاعتيادي ونحصل على منحنى مشابه في الالنيوم الا ان المدى في هذه الحالة هو اقل بحوالي 1/1600 مرة عما هو عليه في الهواء تقريباً. ان الشكل 10 - 3 يبين علاقة المدى بالطاقة للالكترونات وكما يظهر فان اياً من هذين المنحنيين لا يمثل العلاقة البسيطة للطاقة والمدى في المعادلة (19 - 3)



الشكل 10 - 3 علاقة مدى الالكترونات خلال الالنيوم بطاقتها ولحساب المدى بالسنتيمتر يقسم المدى بوحدات الميلي غرام لكل سنتيمتر مربع على كثافة الالنيوم 2700 ملي غرام لكل سنتيمتر مكعب ان العلاقة 19 - 3 مبنية بالخطوط المتقطعة

ان الطرق الاكثر دقة والتي تستخدم في قياس طاقة الجسيمات تعتمد على قياس العدد الكلي لازواج الايونات المتكونة في الوسط المعرض بطرق الكترونية (حجرة التأين والعداد التناسبي الغازي proportional gas counter والعدادات التناسبية التي تعتمد على البلورات الصلبة solid-state proportional counter او بواسطة قياس شدة الاشعاع الضوئي الكلي الذي ينبعث نتيجة عمليات التهييج والتأين (العدادات الوميضية) وفي كل هذه الحالات فانه يجري الاعتماد على فرضية كون w ثابتة تقريباً. ان قياس هذه العدادات يجب ان يعاد تدريجه دائماً باستخدام جسيمات ذات طاقة معلومة. ان طاقة الجسيمات المشحونة يمكن قياسها بدقة بواسطة دراسة مسار هذه الجسيمات خلال مجال مغناطيسي او كهربائي معلوم (مفرغ من الهواء وذلك لتجنب الاستطارة) وفي جهاز بسيط من هذا النوع يسمى المطياف Spectrometes فانه يتم حروف الجسيمات في مسار دائري نصف قطره r بواسطة مجال مغناطيسي متجانس حثه B . وبهذا فزخم الجسيم في هذه الحالة سيكون.

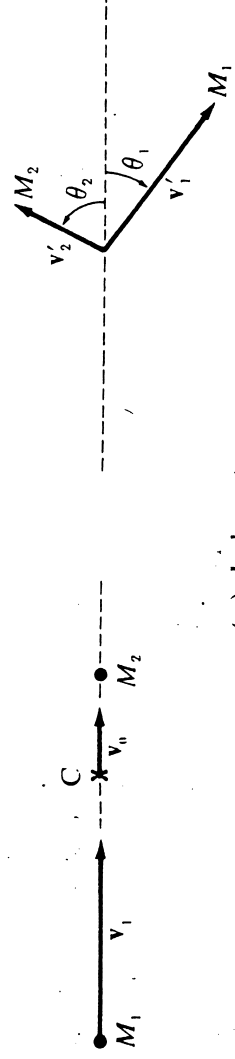
$$p = eBr \quad (3-21)$$

(بوحدات MKS او الوحدات الكهرومغناطيسية) وبهذا فانه يمكن حساب الطاقة من المعادلات (9-2) و (10-2) او باستخدام العلاقة $\frac{1}{2}p^2/m_0$ في الحالات غير النسبية

3 - 3 تفاعل النيوترونات مع المادة

INTERACTION OF NEUTRONS WITH MATTER

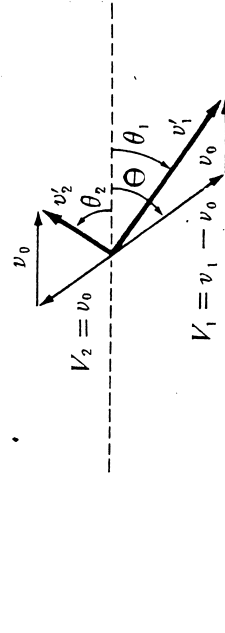
ان دراسة تفاعل النيوترونات مع المادة هو ليس ذا اهمية من الناحيتين العملية والنظرية فحسب بل ان لها تطبيقات مهمة في عمل الفاعلات النووية ايضاً. ان الدراسة الحالية سوف تقتصر على دراسة فقدان طاقة النيوترونات خلال التصادمات المرنة فقط.



(a) Lab. system



(b) C.m. system



(c) Lab. system

الشكل 11 - 3 التصادم المرن لجسيمين (a) احداثيات المختبر (b) احداثيات مركز الثقل

(c) احداثيات المختبر

وتكون V_1 و V_2 هي انطلاقات الجسيمين بعد التصادم أيضاً. كما ان

$$V_2 = v_0 \quad (3-24)$$

وهذا ناتج من بناء احداثيات مركز الثقل. ان زاوية التصادم Θ في احداثيات مركز الكتلة تعتمد على تفاصيل عملية التصادم نفسها وللمودة الى احداثيات المختبر فان السرعة v_0 يجب ان تضاف الى جميع السرع الموجودة في احداثيات مركز الكتلة (الشكل 11-3). وبهذه الطريقة فانه يمكن مباشرة معرفة جميع المعادلات المتعلقة بالانطلاقات والزوايا فشلاً تكون طاقة الجسيم (1) بعد التصادم في احداثيات المختبر هي :

$$\begin{aligned} T_1' &= \frac{1}{2} M_1 v_1'^2 \\ &= \frac{1}{2} M_1 (V_1'^2 + v_0^2 + 2V_1'v_0 \cos \Theta) \end{aligned} \quad (3-25)$$

وهذه لها قيمة كبرى وقيمة صغرى عندما تكون $\Theta = 0^\circ$ و $\Theta = 180^\circ$ على التوالي .

3 - فقدان الطاقة للنيوترونات : Energy loss of neutrons. 3 a

نظراً لكون النيوترونات متعادلة كهربائياً فانها لا تستطيع ان تفقد طاقتها بواسطة عمليات احداث التآين خلال الوسط الذي تمر فيه. ان الاعتراضات النووية رغم كونها نادرة الا انها تعتبر الطريق الوحيد الذي يمكن ان يؤدي الى فقدان الطاقة. ان معظم التصادمات النووية التي تحصل هي تصادمات مرنة اي ان النواة التي يتصادم معها النيوترون سوف لا تنهيج داخلياً ولكن في بعض الحالات قد تساهم التهيجات غير المرنة في فقدان الطاقة ايضاً.

ان مقدار الزخم الكلي في اي تصادم هو كمية ثابتة واذا كان التصادم مرناً فان الطاقة الحركية ايضاً هي كمية ثابتة وسوف تقوم باهمال تأثيرات النظرية النسبية في حساباتنا التالية على النيوترونات ولهذا فان هذه الحسابات لا يمكن ان تطبق على النيوترونات التي تزيد طاقتها على 200 Mev. ان من المناسب دراسة عملية التصادم في كل من احداثيات المختبر (lab) واحداثيات مركز الكتلة (c.m.) كما مبينة في الشكل (11-3)

ان الجسيم 1 والذي كتلته M_1 يكون انطلاقة قبل التصادم هو v_1 في الاتجاه الذي يحاول الاقتراب من الجسيم 2 والذي كتلته M_2 والذي هو في حالة سكون. وبعد التصادم مباشرة فان هذين الجسيمين سوف يكون لهما الانطلاقات v_1' و v_2' على التوالي وبالاتجاهين θ_1 و θ_2 في احداثيات المختبر كما هو مبين في الشكل 11-3. ان التصادم سوف يكون في مستوى واحد وذلك لانه لا توجد مركبات ابتدائية للزخم في الاتجاه العمودي على السرعة v_1 ان مركز كتلة المجموعة سيتحرك بانطلاق مقداره .

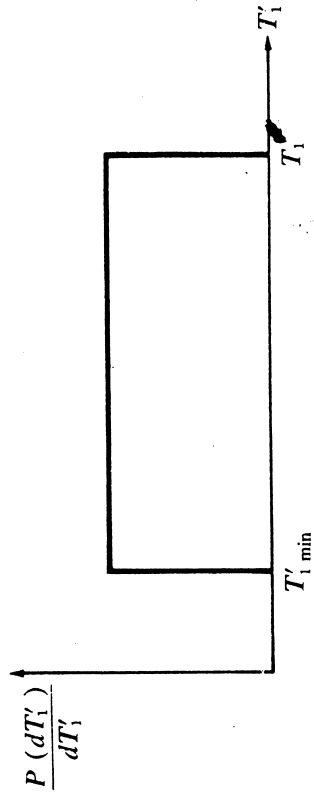
في اتجاه v_1

$$v_0 = \frac{M_1 v_1}{M_1 + M_2} \quad (3-22)$$

واذا قمنا بطرح المتجه v_0 من جميع السرعات فان مركز الكتلة سيكون في حالة سكون وبهذا نستنتج بانه يمكن التوصل الى احداثيات مركز الثقل بهذه الطريقة (الشكل 11-3). ان كلاً من الجسيمين في هذه الاحداثيات سيكون لهما زخم متساوية في المقدار ولكن في اتجاهين متعاكسين قبل وبعد التصادم ولهذا واذا كانت V_1 و V_2 هي انطلاقات الجسيمين في احداثيات مركز الثقل قبل التصادم فان :

$$M_1 V_1 = M_2 V_2 \quad (3-23)$$

وذلك من المعادلات (3-30) (3-31) (3-32) ان الشكل 3-12 يوضح احتمال التوزيع $P(dT'_1)/dT'_1$ والذي هو عبارة عن كيفية توزيع الطاقة على النيوترونات بعد التصادم واحد.



الشكل 3-12 توزيع الطاقة على النيوترونات بعد تصادم واحد.

وإذا استخدمنا ذرات الهيدروجين لاستطارة النيوترونات فان $(T'_1)_{\min} = 0$ (المعادلة (3-28)) وبهذا يكون معدل الطاقة بعد التصادم هو:

$$(T'_1)_{\text{ave}} = \frac{1}{2} T_1$$

ويمكن حساب توزيع الطاقة بعد n من التصادمات حيث انه من المتوقع ان يكون معدل الطاقة بعد n من التصادمات تقريباً هو: $(T'_1)_{\text{ave}} \approx (\frac{1}{2})^n T_1$ وإذا استطارت النيوترونات عن ذرة الهيدروجين فان البروتونات المرتدة سوف يكون لها نفس توزيع الطاقة الذي للنيوترونات المستطارة. ان الشكل 3-13 يبين التوزيع الحقيقي لطاقات البروتونات المرتدة في وماض عضوي scintillator organic وكما بينا في نهاية البند 2-3 فانه في حالة فقدان طاقة البروتونات بواسطة عمليات التأين والتهيج فان عدد الفوتونات المنبعثة يتناسب تقريباً مع فقدان الطاقة وإذا تم السماح للضوء المنبعث من الوماض بالسقوط على مضاعف ضوئي photomultiplier فان مقدار الفقدان في الطاقة سيكون من الممكن قياسه بطرق الكترونية.

$$\begin{aligned} (T'_1)_{\max} &= T_1 \\ (T'_1)_{\min} &= \frac{1}{2} M_1 (V_1 - v_0)^2 \\ &= \frac{1}{2} M_1 (v_1 - 2v_0)^2 \\ &= T_1 \left(\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 \end{aligned} \quad (3-26) \quad (3-27)$$

وإذا كانت $M_1 = M_2$ فاننا وباستخدام المعادلة 3-25 نجد ان:

$$T'_1 = T_1 (1 + \cos \Theta) / 2, \quad (T'_1)_{\min} = 0 \quad (3-28)$$

وباستخدام حقيقة ان $V_1 = V_2 = v_0$ يكون من السهل اثبات ان:

$$\theta_1 + \theta_2 = 90^\circ$$

بالنسبة لأي تصادم

3-3b توزيع الطاقات على النيوترونات بعد التصادم:

في حالة النيوترونات التي تصل طاقتها الى عدة Mev فانه يكون من الصحيح تقريباً ان نتصور بانه وفي حالة تصادمها مع نواة معينة فان توزيع النيوترونات في احداثيات مركز الثقل سيكون متجانساً وفي هذه الحالة فان عدد النيوترونات المستطارة خلال زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ في احداثيات مركز الثقل يتناسب طردياً مع $d\Omega$ وبذلك فان احتمال الاستطارة خلال $d\Omega$ هو:

$$\begin{aligned} P(d\Omega) &= \frac{d\Omega}{4\pi} \\ &= \frac{2\pi \sin \Theta d\Theta}{4\pi} \\ &= \frac{1}{2} \sin \Theta d\Theta \end{aligned} \quad (3-30)$$

ان كل نيوترون مستطار خلال فترة الزوايا المحصور بين Θ و $\Theta + d\Theta$ سوف تتغير طاقته من T_1 الى المجال المحصور بين T'_1 و $T'_1 + dT'_1$ حيث ان:

$$dT'_1 = (-) M_1 V_1 v_0 \sin \Theta d\Theta$$

وبهذا فان احتمال الاستطارة داخل هذه الفترة من الطاقة هو:

$$\begin{aligned} P(dT'_1) &= P(d\Omega) \frac{dT'_1}{2M_1 V_1 v_0} \\ &= \frac{dT'_1}{2M_1 V_1 v_0} \end{aligned} \quad (3-31)$$

ان الانحناء الموجود من طيف توزيع الطاقة في الشكل 13 - 3 بالمقارنة مع التوزيع المثالي في الشكل 12 - 3 ناتج عن التأثيرات الاحصائية من المضاعف الضوئي . واذا تم تدريج قياس الوماض باستخدام نيوترونات معلومة الطاقة فانه بعد ذلك يمكن ان يستخدم لقياس طاقات النيوترونات الاخرى .

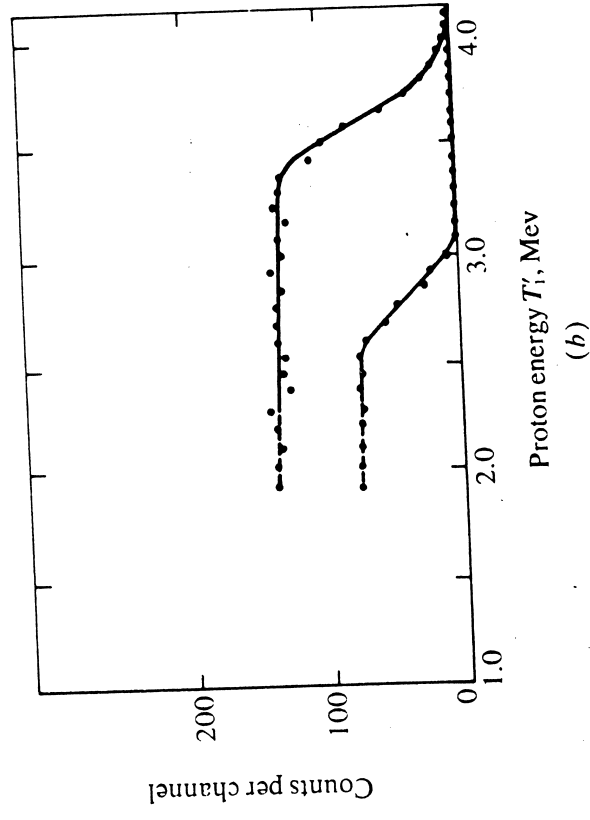
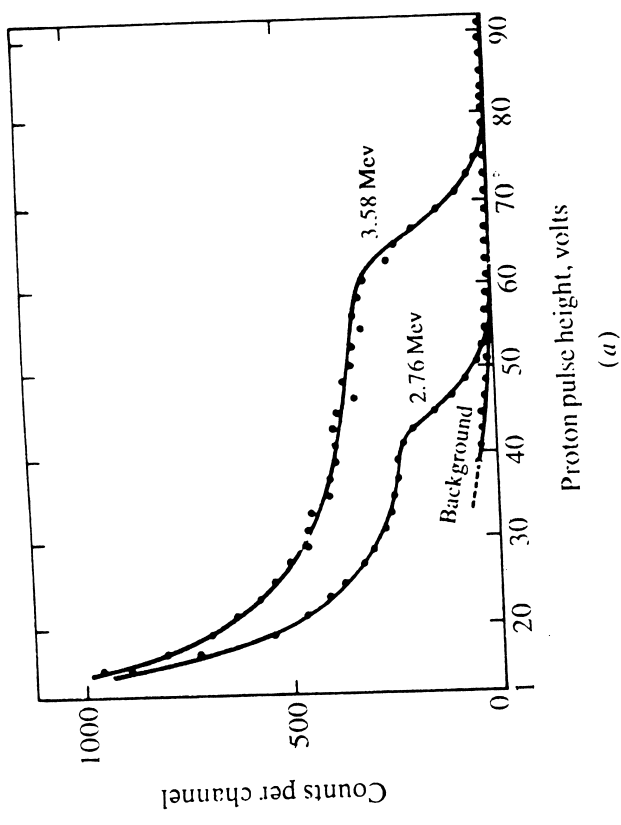
ان هذه الطريقة تكون مفيدة عادة اذا لم يكن هناك اكثر من بضع مجموعات من النيوترونات احادية الطاقة ومنفصلة عن بعضها في الطاقة بدرجة كبيرة . ان قياس طاقات النيوترونات بدقة يمكن اجراؤه بقياس زمن الطيران time of flight للنيوترونات لمسافة معينة باستخدام اجهزة توقيت الكترونية ذات دقة تصل الى 10^{-9} ثانية ومسارات قد يبلغ طولها بضعة امتار . ان هذه الطريقة يمكن ان تطور لتشمل طاقات تصل الى بضعة Mev . ان حيود النيوترونات بواسطة البلورات يستخدم ايضاً في قياس الطاقات التي لا تتجاوز بضعة ev حين يكون طول موجة دي بروي للنيوترونات (المعادلة (11 - 2)) مقارباً للمسافات بين ذرات البلورات ($10^{-8} \text{ cm} = 10^8 \text{ F}$)

4 - 3 تعامل اشعة كاما مع المادة

INTERACTION OF GAMMA RADIATION WITH MATTER

ان اشعة كاما هي الاسم الذي يطلق عادة على الاشعاع الكهرومغناطيسي الذي يكون اصله من النواة . ان هذا الاشعاع عادة هو ذات طول موجي اقل من 10^6 F او بمعنى آخر تكون طاقة فوتوناته اكبر من 0.1 Mev (راجع المعادلة (2 - 2)) ان العمليات التي تجري عند مرور اشعاع كاما خلال مادة هي عمليات معقدة كما ان بعض الخواص المتعلقة بهذه العمليات يمكن فهمها باستخدام الحجب الكلاسيكية اي معادلات ماكسويل ولكن الوضع الفيزيائي الصحيح لا يمكن وصفه الا باستخدام النظريات الكهرومغناطيسية الكمية وبالتأكيد فان علينا ان نتذكر ان تجارب التأثير الكهروضوئي وتأثير كومبتون كانتا التجريبتين اللتين اظهرتا عدم كفاية معادلات ماكسويل والحاجة الى ادخال المبادئ الكمية (راجع البند 2a - 2)

ان النظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية تبين ان الجسم المشحون الواقع تحت تأثير تعجيل يقوم ببعث الاشعاع ولهذا فانه اذا تعرض اشعاع كهرومغناطيسي تردده ν الى الكترون ضعيف الارتباط بنواته فان التعجيل المحت سوف يؤدي بالالكترون الى ان يشع الطاقة الكهرومغناطيسية عند نفس التردد . ان هذه الظاهرة تسمى



الشكل 13 - 3 طيف ارتفاع النبضات للبروتونات المرتدة داخل ومامض عتوي (هو الستالين (stilbene)) والناتج عن نيوترونات احادية الطاقة في التفاعل $H^2(d,n)$ الاطيف العملية (b) هي توزيع طاقة النيوترونات والمستنتج من الشكل الاعلى بعد طرح الخلفية background واجراء التصحيح الناتج عن التجارب الاخطي للوماض .

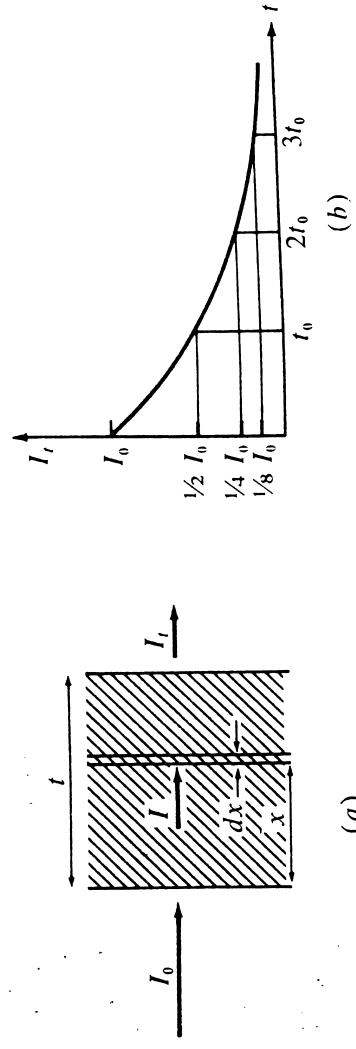
باستطارة ثومسون Thomson scattering وفي ميكانيك الكم فان تأثير كومبتون يعتبر تعميماً لها

والآن لو تصورنا ان الالكترون مرتبط بالنواة ويدور حولها بتردد مقداره ν_0 وكما هي الحالة في عمليات الاهتزاز الاجباري forced oscillation للمجموعات الميكانيكية فاننا نتوقع ظهور اقوى التأثيرات لهذا الالكترون عندما يكون التردد $\nu = \nu_0$ حيث يحدث اكبر انتقال للطاقة في هذه الحالة من الرنين ويكون للالكترون عندها اكبر مقدار من الحظ في ان ينفصل عن ذرته وفي ميكانيك الكم يعتبر التأثير الكهروضوئي تعميماً لهذه الظاهرة.

ان العملية الثالثة هي انتاج الأزواج pair production من قبل اشعة كما وهذه ليس لها اي رديف كلاسيكي

3 - 4a توهين (تضعيف) اشعة كما Attenuation of gamma rays

ان عملية توهين حزمة من اشعة كما خلال مرورها في وسط معترض تختلف اختلافاً جوهرياً عما يجري بالنسبة لحزمة من الجسيمات الثقيلة المشحونة (الشكل 3 - 8b) ان الاخيرى تتعرض لعدد كبير من التفاعلات الصغيرة التي نادراً ما تؤثر على اتجاه حركة الجسيم اما اذا مرت اشعة كما خلال المادة فان كل فوتون في الاشعة سوف يكون امامه الا يتفاعل على الاطلاق او انه سوف يتم حذفه كلياً من الحزمة بواسطة الامتصاص او الاستطارة وهذا يؤدي الى تضعيف اسى بزيادة سمك الوسط المتص



الشكل 3 - 14 توهين حزمة من اشعة كما بواسطة وسط معتص (a) شدة الاشعة عند نقاط مختلفة في الوسط (b) منحنى التوهين.

ولو فرضنا ان كمية من الاشعة مقدارها I_0 لكل وحدة زمن قد سقطت بصورة عمودية على وسط معتص وانه عند عمق اختراق مقداره x اصبحت شدة الاشعة غير المتأثرة بالوسط هي I وكما هو مبين في الشكل 3 - 14 فان نسبة الجزء المخدوف من الاشعة سوف يتناسب مع dx وذلك لان مختلف العمليات التي تسبب التضعيف مستقلة عن بعضها البعض ولذلك فان :

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx \quad (3 - 33)$$

حيث ان ثابت التناسب μ يسمى بمعامل التوهين الخطي linear attenuation coefficient

وباجراء التكامل على المعادلة (3 - 33) لوسط سمكه t نحصل على :

$$I_t = I_0 e^{-\mu t} \quad (3 - 34)$$

وتجب ملاحظة ان I_t تمثل شدة الجزء غير المتأثر من الحزمة . ان السمك t_0 اللازم لتوهين الحزمة الى نصف شدتها الاصلية يسمى بسمك نصف القيمة half-value thickness حيث بالتعويض في المعادلة (3 - 34) عن ذلك نحصل على :

$$t_0 = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu} \quad (3 - 35)$$

فلاشعة كما التوهنة خلال الرصاص مثلاً فان $t_0 \approx 0.5$ in وبما ان التضعيف يتم بواسطة ثلاث تأثيرات منفصلة وهي تأثير كومبتون والتأثير الكهروضوئي وانتاج الأزواج فاننا يمكن ان نكتب :

$$\mu = \mu_C + \mu_E + \mu_P \quad (3 - 36)$$

حيث ان كل معامل تضعيف جزئي يتناسب طردياً مع احتمال حدوث ذلك التأثير الجزئي وكذلك يتناسب كل معامل جزئي طردياً مع عدد الذرات الموجودة في وحدة حجوم الوسط المعتص (راجع المعادلة (3 - 20) ولها فانه من المفيد ان نعرف ما يسمى بمعامل الامتصاص الكتلي mass absorption coefficient μ/ρ حيث تمثل ρ كثافة الوسط . ان معامل الامتصاص الكتلي لا يعتمد على الحالة الفيزيائية للوسط وبذلك فانه يمكننا اعادة كتابة المعادلة (3 - 34) بدلالة هذا المقدار على النحو التالي :

$$I_t = I_0 e^{-(\mu/\rho) \rho t} \quad (3 - 37)$$

ان نسبة اشعة كما التي يتم حذفها من الحزمة نتيجة لاحدى التأثيرات فقط كتأثير كومبتون مثلاً هي .

$$\frac{\mu_C I_0 - I_t}{\mu I_0} = \frac{\mu_C}{\mu} (1 - e^{-\mu t}) \quad (3 - 38)$$

ان الحد الاسي في المعادلة (38 - 3) هو ليس $e^{-\mu x}$ وذلك لان جميع عمليات التضعيف الثلاثة سوف تحدث حتى اذا كنا ندرس فقط الاشعة المستطارة بتأثير كومبتون .

الشكل (15 - 3) و (16 - 3) يبينان علاقة معامل التضعيف الكتلي مع طاقة الفوتونات . ان مختلف عمليات التفاعل تكون مهمة بدرجة اكبر عند طاقات مختلفة لاشعة كاما ولا يمكن فهم اعتماد هذه التأثيرات الثلاثة على الطاقة بدون استخدام حسابات معقدة تعتمد ميكانيك الكم ولكننا سنقوم فقط بمناقشة الخواص العامة لكل من هذه العمليات .

3 - 4b تأثير كومبتون Compton effect

من السهل ان نثبت ان قوانين حفظ الزخم والطاقة لا يمكن ان تتحقق في حالة الامتصاص الكامل للفوتون من قبل الكترون طليق ساكن ولهذا فانه عند تفاعل اشعة كاما مع الالكترونات ضعيفة الارتباط بالنواة فان اشعة كاما يجب ان تستطار (مع فقدان مناسب للطاقة) وهذا يشابه اعادة الانبعاث الكلاسيكي للاشعاع الكهرومغناطيسي الذي سبق ذكره .

الشكل 17 - 3 يبين عملية التفاعل ويوضح كذلك الرموز المستعملة . ولأجل تحقيق حفظ الزخم فاننا نجد ان :

$$p_r = p'_r \cos \theta + p_e \cos \varphi \quad (39 - 3)$$

$$0 = -p'_r \sin \theta + p_e \sin \varphi \quad (40 - 3)$$

كما ان حفظ الطاقة يعطي :

$$E_r = E'_r + T_e \quad (41 - 3)$$

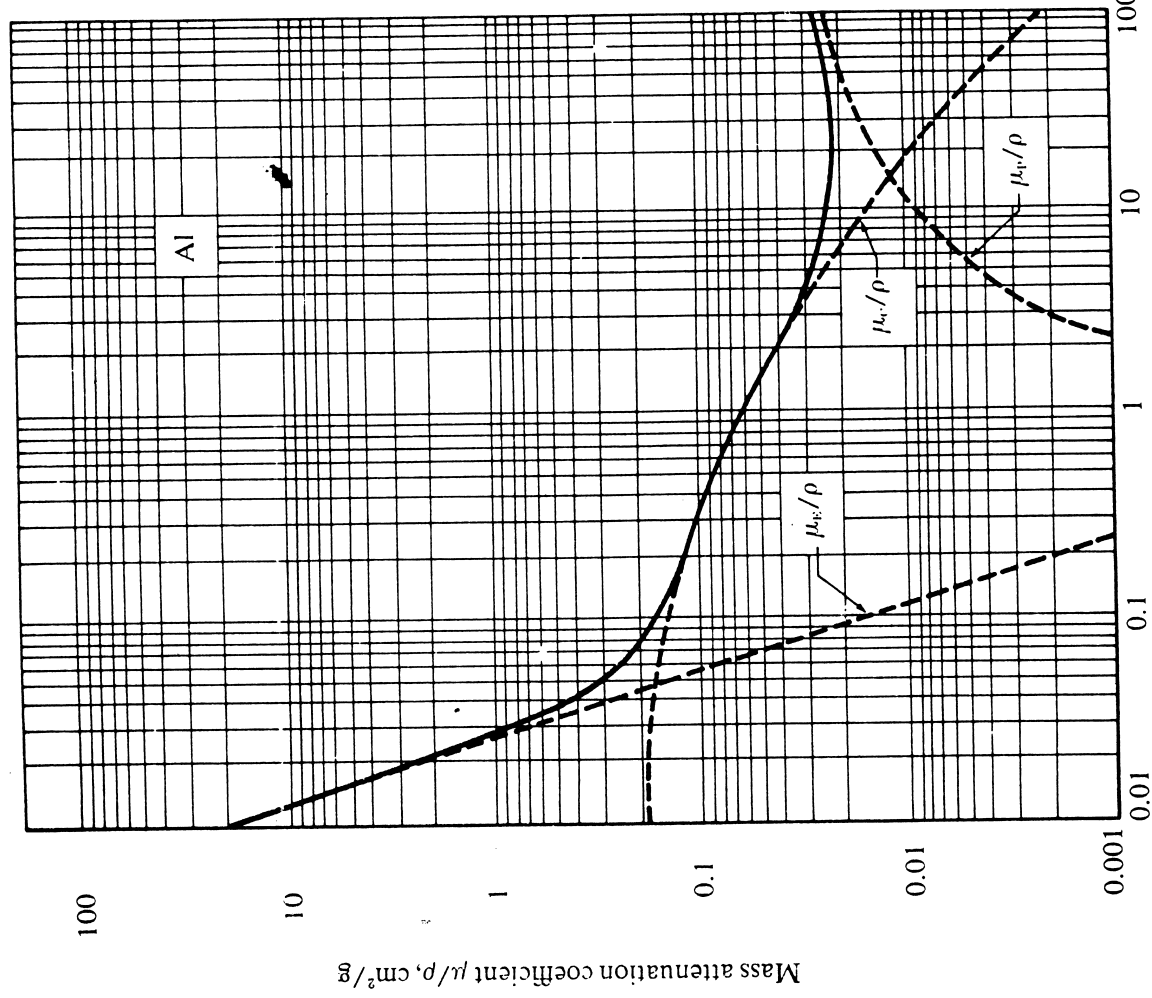
ان التخلص من p_e و φ يعطينا

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (42 - 3)$$

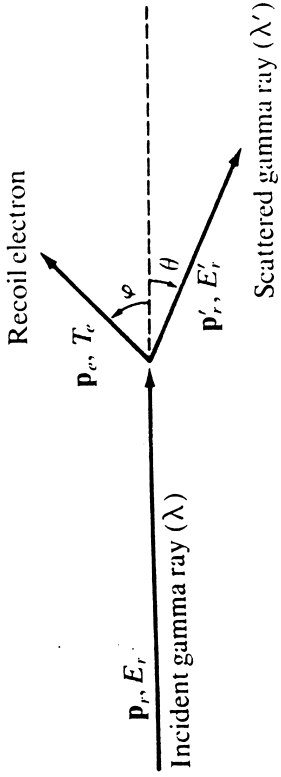
حيث λ' و λ هي الاطوال الموجية لاشعة كاما المستطارة والساقطة على التوالي ويجب ان نتذكر انه في المعادلات من (39 - 3) الى (41 - 3) فانه يجب علينا التعويض بالعلاقات (1 - 2) و (3 - 2) للطاقة E_r والزخم p_r وكذلك العلاقة النسبية (8 - 2) و (9 - 2) بالنسبة لكل من p_e و T_e . ان الكمية

تسمى بطول موجة كومبتون $h/m_0 c$ وقيمتها هي ان التغير في الطول الموجي في المعادلة (42 - 3) لا يعتمد على طاقة اشعة كاما الساقطة

$$\frac{h}{m_0 c} = 2,426 \text{ F} \quad (43 - 3)$$



الشكل 15 - 3 معامل التضعيف الكتلي لاشعة كاما في الرصاص بدلالة طاقة اشعة كاما . ان معامل التأثير الكهروضوئي (μ_{B}/ρ) وتأثير كومبتون (μ_{C}/ρ) ونتاج الازواج (μ_{P}/ρ) مبنية كل على حدة ولأجل الحصول على المعاملات بوحدة / سنتيمتر فانه يجب الضرب في كثافة الالنيوم 2.90 غرام / سنتيمتر مكعب .



الشكل 17 - 3 تفاعل اشعاع كاما مع الكترون طليق .

ان احتمال حدوث استقطرة كومبتون يمكن حسابه فقط باستخدام معادلة ديراك Dirac equation . ان التوزيع الزاوي لاشعة كاما المستقطرة بتأثير كومبتون اي نسبة عدد الفوتونات المستقطرة في زاوية مقدارها $d\Omega$ عند زاوية معينة θ مبين في الشكل 18 - 3 وعند طاقات قليلة للفوتونات فانها تقترب من التوزيع الكلاسيكي (استقطرة ثومسون) كما انه يمكن باستخدام معادلات ماكسويل اثبات ان التوزيع الزاوي الكلاسيكي سوف يتناسب مع $1 + \cos^2 \theta$

ان اجهزة الكشف عن اشعة كاما هي حساسة للتأين الذي يتولد من الالكترونات المرتدة ايضاً . ان الشكل 19 - 3 يبين توزيع طاقات الارتداد ففي حالة كون طاقة الفوتون المستطارد اقل ما يمكن ($\theta = 180^\circ$) في الشكل 17 - 3 فان الالكترون المرتد سيكون له اقصى طاقة ممكنة وهي

$$T_e(\max) = E_i - E'_i(\theta = 180^\circ) \quad (3-45)$$

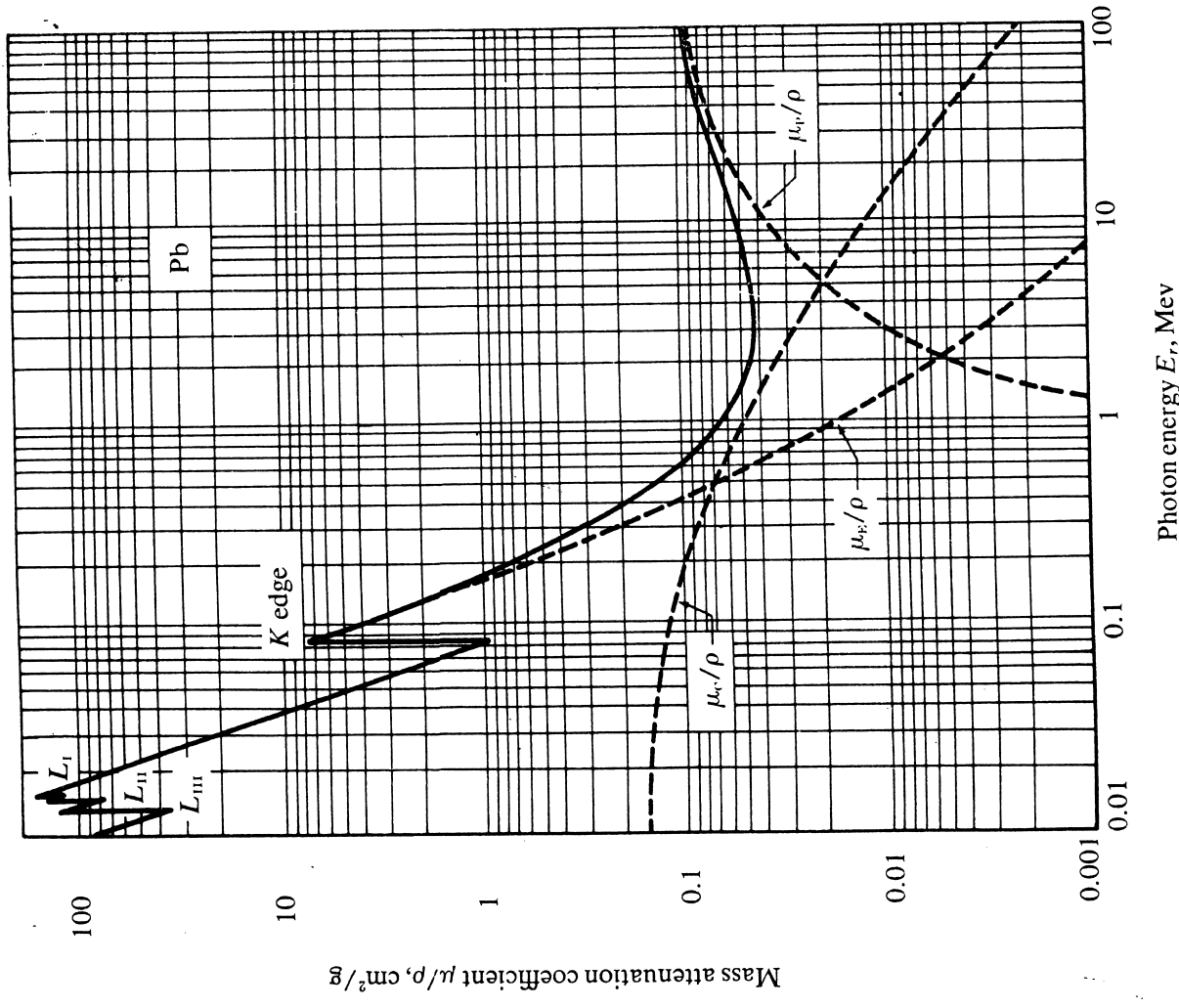
وعند طاقات اشعة كاما العالية جداً وحسب المعادلة (3-44) فإن

$$\begin{aligned} T_e(\max) &\approx E_i - \frac{1}{2}m_0c^2 \\ &\approx E_i - 0.255 \text{ Mev} \end{aligned} \quad (3-46)$$

ويمكننا فهم حقيقة ان طاقة الارتداد يكون لها اقصى احتمال عند $T_e(\max)$ راجع الشكل 19 - 3 وذلك لأنه ولجمال لا بأس به من الزوايا θ القريبة من 180° يكون $\cos \theta$ قريباً جداً من -1 وبهذا تبقى E'_i قريبة من القدار $\frac{1}{2}m_0c^2$. ان الشكل 20 - 3 يبين توزيع طاقة الالكترونات في تأثير كومبتون عملياً والنتائج عن قذف وماغض عضوي بأشعة كاما . ان الانحناء الموجود في المنحنى تسببه التأثيرات الاحصائية داخل المضاعف الضوئي والمستعمل للكشف عن الضوء الصادر من الوماض

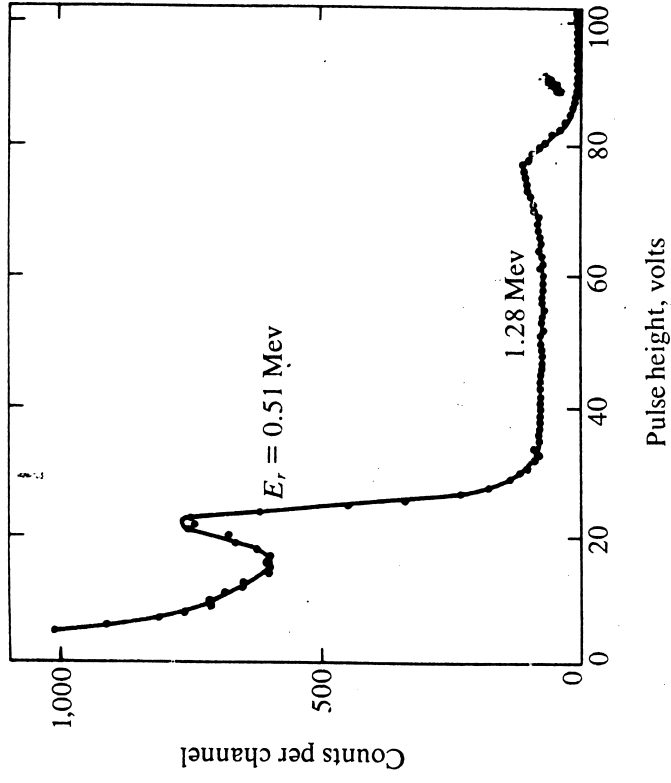
وعندما تكون طاقات اشعة كاما عالية جداً اي ان $\text{Mev} = 0.511 \text{ Mev} \gg m_0c^2$. او $\lambda \ll h/m_0c$ فاننا يمكن ان نهمل λ بالنسبة الى λ' لجميع زوايا الاستقطرة θ فيما عدا عندما تكون θ قريبة من الصفر وبهذا نحصل على

$$E'_i \approx \frac{m_0c^2}{1 - \cos \theta} \quad (3-44)$$



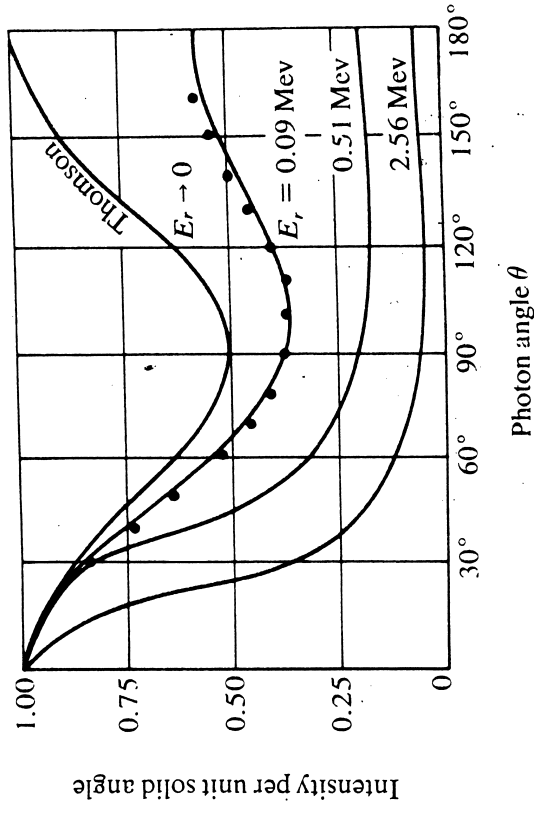
Photon energy E_γ , Mev

الشكل 16 - 3 معامل التضعيف الكتلي لاشعة كاما في الرصاص بدلالة طاقة اشعة كاما ان معامل التأثير الكهروضوئي (μ_{ph}/ρ) وتأثير كومبتون (μ_c/ρ) وانتاج الازواج (μ_{pp}/ρ) مبينة كل على حدة ولأجل الحصول على المعاملات بوحدات / سنتيمتر يجب ان نضرب في كثافة الرصاص 11.35 غرام / سنتيمتر مكعب .

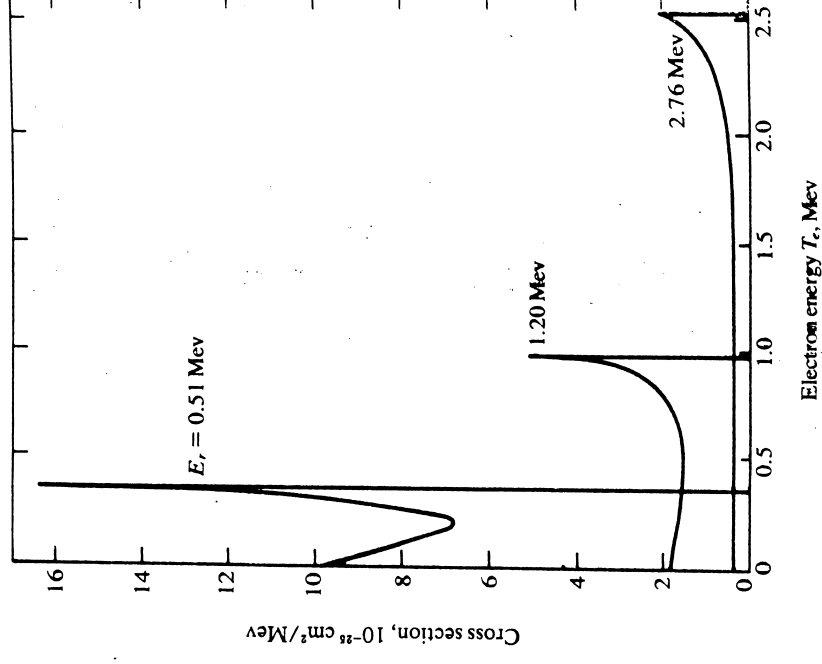


الشكل 20 - 3 طيف ارتفاع النبضات لالكترونات كومبتون المتولدة بواسطة 0.51 Mev و 1.28 اشعة كاما (من مصدر Na^{22}) في وماض عضوي (الستالين) ولم يؤخذ بنظر الاعتبار اجراء تصحيح بسيط بسبب عدم التجاوب الخطي للوماض مع الطاقة . ان بلورة الستالين كانت بشكل اسطوانة بقطر 3.8 cm وارتفاعها 2 cm

في حالة استطارة اشعة كاما عن الكترون مرتبط اي غير منفصل عن ذرته فان المعادلات من 39 - 2 الى (41 - 2) تبقى صحيحة ولكن p_e و T_e في هذه الحالة هي للذرة ككل التي سوف ترتد مع الالكترن المرتبط ولهذا فان m_0 في المعادلة (42 - 3) يجب ان تبدل بكتلة الذرة . ان التغير في الطول الموجي في هذه الحالة سيكون صغيراً جداً بحيث يمكن اهماله لمعظم الاغراض . ان هذا النوع من الاستطارة يسمى باستطارة راي Rayleigh scattering وهي تزداد بزيادة العدد الذري Z للمستطير وذلك لان طاقة الارتباط للالكترونات الداخلية تتناسب مع Z^2 ولهذا فان جزءاً اكبر من الالكترونات الذرية يجب ان يعتبر مرتبطاً . ان التوزيع الزاوي في هذه الحالة لا يشبه ذلك المبين في الشكل 18 - 3 وذلك لان الشعاع المستطار من جميع الالكترونات المرتبطة في الذرة سوف يتداخل بصورة متشابهة ولهذا فان استطارة راي تزداد زيادة كبيرة عند $\theta = 0^\circ$

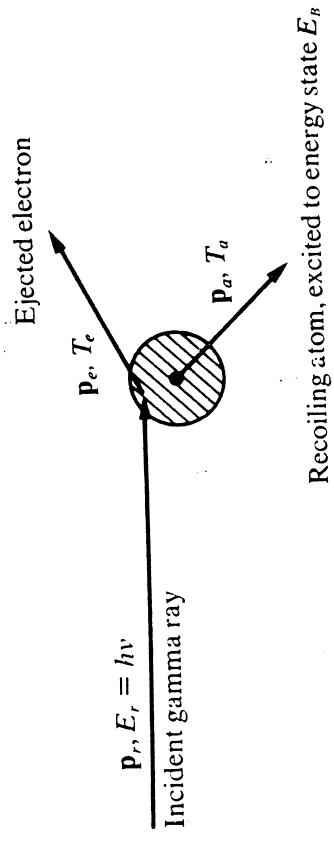


الشكل 18 - 3 التوزيع الزاوي (الشدة لكل وحدة زاوية صلبة) لاشعة كاما المستطارة بتأثير كومبتون بدلالة زاوية الاستطارة ولطاقات مختلفة لاشعة كاما الساقطة E_r ان جميع المنحنيات قد تمت معايرتها عند 0°



الشكل 19 - 3 توزيع الطاقة للالكترونات كومبتون بدلالة طاقة الالكترونات لمختلف طاقات اشعة كاما الساقطة E_r

ان اشعة كاما يمكن ان تستطار ايضاً عن النواة بدون ان تهيجهـا (استطارة ثومسون) او تهيجهـا . ان العملية الاولى تتداخل تشاكهياً مع استطارة راي ولكن احتمال حدوثها اقل بكثير



الشكل 21 - 3 تفاعل اشعة كاما مع الالكترونات المرتبطة .

3 - 4c التأثير الكهروضوئي Photoelectric effect

إن بإمكان اشعة كاما أن تنقل طاقاتها الى الكترون يكون في حالة ارتباط بغيرته وذلك لان الذرة في هذه الحالة سوف تأخذ قسماً من زخم الارتداد كما هو مبين في الشكل 21 - 3 . ان حفظ الزخم في هذه الحالة يعطي

$$p_r = p_e + p_a \quad (3 - 47)$$

كما أن حفظ الطاقة يعطي العلاقة

$$E_r = T_e + T_a + E_B \quad (3 - 48)$$

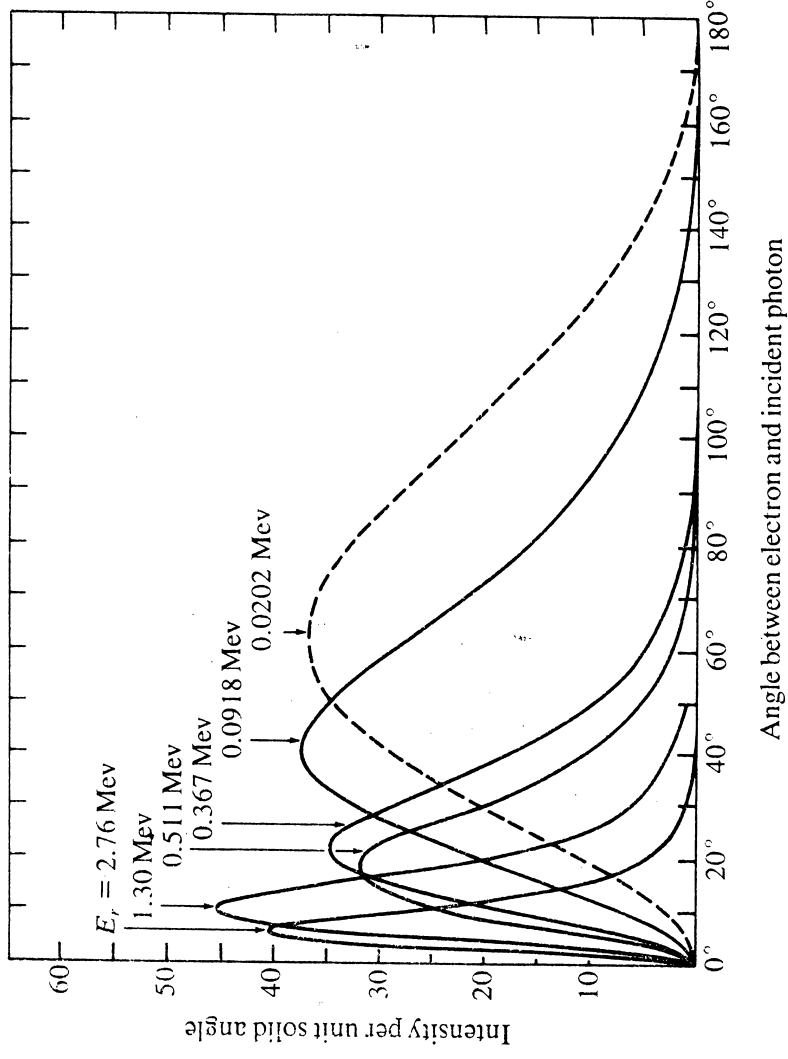
إن هذين الشرطين يمكن لهما أن يتحققا معاً . ان E_B من المعادلة (3 - 48) تمثل طاقة ارتباط الالكترون بالذرة والتي هي ايضاً عبارة عن طاقة تهيجه الذرة بعد انبعاث الالكترون وليس من الصعب أن نثبت بأن الطاقة الحركية للارتداد T_a هي في حدود $(m_0/M_0)T_e$ حيث m_0 و M_0 هي كتل كل من الالكترون والذرة على التوالي وبما أن m_0/M_0 هي في حدود 10^{-4} فإن T_a يمكن أن تهمل لأغلب الاغراض العملية ولذلك فإن

$$T_e = h\nu - E_B \quad (3 - 49)$$

ولطاقات اشعة كاما التي تزيد عن $\frac{1}{2}$ Mev فإن الالكترونات الكهروضوئية يتم انبعائها من قشرة K للذرة عادة وذلك لانه لهذه الالكترونات فإن الشرط

الكلاسيكي للرين (البند 4 - 3) هو اقرب ما يكون الى أن يتحقق . ان التوزيع الزاوي للالكترونات الكهروضوئية مبين في الشكل 22 - 3 . ان هذا التوزيع يكون متناظراً حول $\theta = 90^\circ$ بالنسبة لاشعة كاما ذات الطاقات القليلة وهذا يمكن فهمه كلاسيكياً حيث أن الالكترونات يجب ان تتبع في اتجاه مواز لمركبة المجال الكهربائي للاشعة الساقطة

إن احتمال حدوث الانبعث الكهروضوئي مبين في الشكل 15 - 3 و 16 - 3 وهذا الاحتمال يزداد كلما اقتربت $h\nu$ من E_B او ν من ν_0 حيث $\nu_0 = E_B/h$ الذي سبق ذكره في البند 4 - 3 وعند زيادة الطاقة عن تلك التي عند حافة الامتصاص فإن احتمال حدوث التأثير الكهروضوئي يتناسب تقريباً مع $Z^5 E_r^{-3.5}$ حيث Z هي العدد الذري للذرة المتفاعلة .



الشكل 22 - 3 التوزيع الزاوي (الشدة لكل وحدة زاوية صلبة) للالكترونات الكهروضوئية بدلالة الزاوية المحصورة بين اتجاه حركة الالكترون واتجاه الاشعة الساقطة . ان طاقة الاشعة الساقطة مبنية على كل منحني .

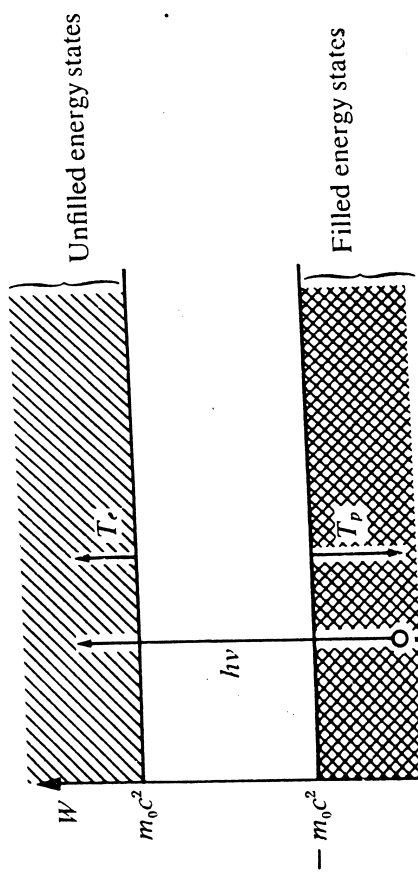
إن التأثير الكهروضوئي يكون عادة مصحوباً بعمليات ثانوية أخرى ذلك أن الذرة سوف لا تبقى في حالة تهيج ذات طاقة E_B ولهذا فإنها إما أن تعطي اشعة x أو أن الإلكترونات سوف تتحرر من المستويات الخارجية للذرة حاملة معها طاقة التهيج الموجودة ان هذه الالكترونات تسمى بالكترونات ايكار $electrons$ Auger وفي اي وسط كثيف فان الاشعاعات الثانوية سوف تمتص بدورها باحتمالية عالية وهذا ما يحدث في معظم الكشافات المستعملة في الكشف عن اشعة كاما (راجع الشكل 26 - 3)

3 - 4d إنتاج الأزواج Pair production

يمكن اعتبار معادلة شريدنجر بصورة عامة على انها المكافئ الكمي لقانون حفظ الطاقة غير النسبي (المعادلة 28 - 2) كذلك فإن معادلة ديراك الكمية تعتبر مكافئة للمعادلة التي تنشأ من المعادلة النسبية غير الكمية

$$W = \pm(p^2c^2 + m_0^2c^4)^{1/2} + V \quad (3 - 50)$$

والتي يمكن الحصول عليها من المعادلة (10 - 2) ولو تصورنا أن الجهد V يساوي صفراً فإن الغموض في اشارة الجذر التربيعي في المعادلة (50 - 3) هو ليس محض صفة رياضية . لقد اثبت ديراك بأن الطاقة الموجبة W تمثل جسيماً في كتلة سكونه m_0 وزخمه هو p كما أن الحالة السالبة للطاقة تمثل جسيماً كتلة سكونه هي $-m_0$ وزخمه هو $-p$ (الشكل 23 - 3)



الشكل 23 - 3 خلق زوج الكترون - بوزترون حسب نظرية ديراك .

وبما أن اقل قيمة للكمية p^2 هي صفر فإن من غير الممكن أن توجد جسيمات في مجال الطاقة المحصور بين $-m_0c^2 < W < m_0c^2$ ولأجل التغلب على مشكلة انتقال الالكترونات العادية (الطاقة الموجبة) الى الحالة السالبة لغرض ملء الحالات السالبة كلها افترض ديراك بأن الطبيعة هي بحيث (1) تكون جميع حالات الطاقة السالبة هي ممتلئة اصلاً في حالة غياب المجالات والمادة والآن لو فرضنا بأنه قد تم اي تأثير لهذه الالكترونات في حالة غياب المجال والمادة والآن لو فرضنا بأنه قد تم تحرير الكترون من الحالة السالبة للطاقة بتأثير اشعة كاما فإن هذا سينتج عنه توليد فجوة $hole$ في الحالة السالبة او بمعنى آخر فإن المجموعة التي تقوم بدراستها سوف تكتسب كتلة مقدارها $(-m_0)$ وزخم مقداره $(-p)$ وشحنة مقدارها $(-e)$ ولهذا فإن خلق هذه الفجوة يعني ظهور جسيم كتلته m_0 وزخمه p وشحنه هي $+e$ كما أن الطاقة الحركية لهذا الجسيم الفجوة سوف تساوي $\frac{1}{2}p^2/m_0$ في حالة استخدامنا للتقريب غير النسبي او كما هو مبين بالمعادلة (9 - 2) اذا اردنا حسابها بدقة . ان هذا الجسيم يسمى بالبوزترون وقد تم اكتشافه عملياً من قبل اندرسن (1932) Anderson وهو يتولد في عدة عمليات نووية كما أن وجوده مثبت بصورة لا تقبل الشك

عندما يتم خلق فجوة فإن الالكترونات سوف يظهر ايضاً في حالة الطاقة الموجبة وبطاقة حركية مقدارها T_e وبتطبيق قانون حفظ الطاقة (راجع الشكل 23 - 3)

$$h\nu = T_e + T_p + 2m_0c^2$$

ومن الممكن أن نثبت بأن هذه المعادلة لا يمكن أن تتحقق في نفس الوقت مع معادلة حفظ الزخم $p_r = p_e + p_p$ ولهذا فإن زوج الالكترونات - بوزترون لا يمكن أن تتولد الا بجوار جسم ثالث يمكنه اكتساب بعض الزخم واذا كان هذا الجسم الثالث هو النواة فانها ستكتسب مقداراً قليلاً من الطاقة فقط (كما في حالة التأثير الكهروضوئي) وبهذا فإن المعادلة (51 - 3) تبقى صحيحة تقريباً . ان اقل طاقة لازمة لتوليد الزوج هي طبعاً عندما يكون المقدار $T_e + T_p = 0$ وبهذا تكون

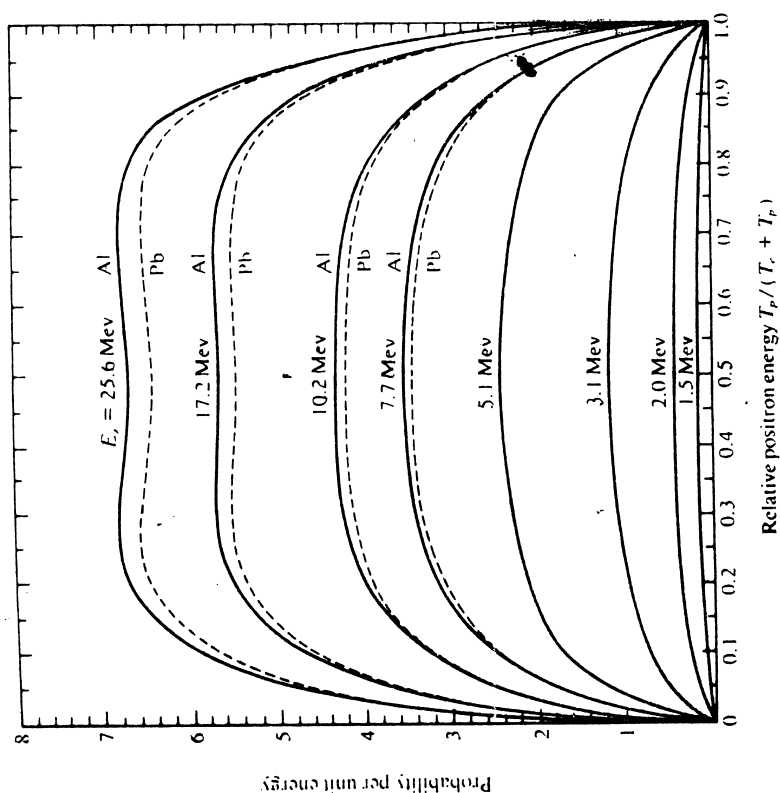
$$h\nu = 2m_0c^2 \approx 1.02 \text{ Mev}$$

إن الشكل 24 - 3 يبين زوجاً من الصور الستيريو سكوبية لحجرة سحاب يتولد فيها زوج الكترون بوزترون بواسطة فوتونات ذات طاقة $MeV - 7$. إن حجرة السحاب قد تم ملؤها بالهواء وتم تسليط مجال مغناطيسي عليها لغرض قياس زخم كلاً من الجسيمين والذي ظهر صدفة انهما متساويان تقريباً في هذه الحالة



الشكل 24 - 3 توليد زوج الكترون - بوزترون بواسطة اشعة كاما ذات طاقة 7-Mev في حجرة السحاب (صور ستريوسكوبية) . لقد تم ملء الحجرة السحابية بالهواء تحت ضغط 1.75 ضغط جوي وتم تسليط مجال مغناطيسي لجعل المسارات بشكل منحنى ويمكن ملاحظة فقدان الطاقة من قبل الجسيمات وذلك بملاحظة التغير في نصف قطر المسار الحلزوني . ان مصدر اشعة كاما هو خارج الحجرة . لاحظ الكترونات كومبتون والالكترونات الكهروضوئية المتحررة عن جدار الحجرة .

إن توزيع الطاقة والتوزيع الزاوي للالكترونات والبوزترونات يمكن حسابه باستخدام نظرية ديراك . ان توزيع الطاقة مبين في الشكل 25 - 3 ويمكن القول بأن جميع قيم الطاقة متساوية في الاحتمال . ان الاحتمال الكلي لتوليد الأزواج والذي يمثل المساحة تحت المنحنى في الشكل 25 - 3 مبين في الشكل 15 - 3 و 16 - 3 لكل من الالنيوم والرصاص ويمكن القول بأن الاحتمال يتناسب تقريباً مع Z^2 . ان توليد الأزواج يمكن أن يحدث أيضاً بالقرب من الالكترونات الذرية اذا كانت $h\nu \geq 4m_0c^2$ واحتمال توليد الزوج بالقرب من الالكترون يقل بمعامل $1/(4Z)$ من الاحتمال لتوليد الزوج قرب نواة شحنتها Ze



الشكل 25 - 3 توزيع الطاقة للبوزترونات (او الالكترونات) بدلالة الطاقة النسبية للبوزترونات $T_p/(T_e + T_p)$ لعدة قيم لطاقة اشعة كاما الساقطة E_r في كل من الالنيوم والرصاص .

5 - 3 تفاعل البوزترونات مع المادة

INTERACTION OF POSITRONS WITH MATTER

إن فقدان طاقة البوزترونات خلال مرورها بوسط معترض يكون بطريقة مشابهة للحالة في الالكترونات اي من خلال عمليات التهييج والتأين (راجع البند 2 - 3) . اضافة الى ذلك فان البوزترون يمكن أن يغنى *annihilate* باتحاده بالكترون بعملية معكوسة لعملية توليد الأزواج . ان احتمال الفناء هو اكبر بكثير من احتمال العمليات الاخرى بالنسبة للبوزترونات البطيئة جداً . ان تحقيق قانون حفظ الزخم الخطي خلال عملية اتحاد الالكترون والبوزترون يتطلب انبعاش فوتونين لاشعة كاما ولهذا اذا كان الجسيمان في حالة سكون فان كل فوتون من الفوتونات الناتجة يكون له طاقة مادية أي $(0.511 \text{ Mev}) = m_0c^2$ وهذا الاشعاع يسمى اشعاع الفناء *annihilation radiation*

اما في حالة كون الالكترون مرتبطاً بذرته فان الاتحاد مع البوزترون يمكن أن يتم بانبعث فوتون واحد وذلك لان الذرة ستأخذ الزخم اللازم ولكن هذه العملية تعتبر نادرة الحدوث

ان الالكترون والبوزترون يمكن ان يكونا أيضاً نوعاً من الذرات التي يتحرك فيها كل منهما حول مركز ثقلهما المشترك وهذا التركيب يسمى بالبوزترونيوم وهذا التركيب قد اكتشف لأول مرة من قبل دوكلش (1951 - 1949) Deutsch . ان ذرة البوزترونيوم قصيرة العمر جداً (10^{-10} أو 10^{-7} ثانية ذلك اعتماداً على اتجاه البرم لكل من الجسمين) ذلك لان الالكترون والبوزترون سوف يفني كل منهما الآخر

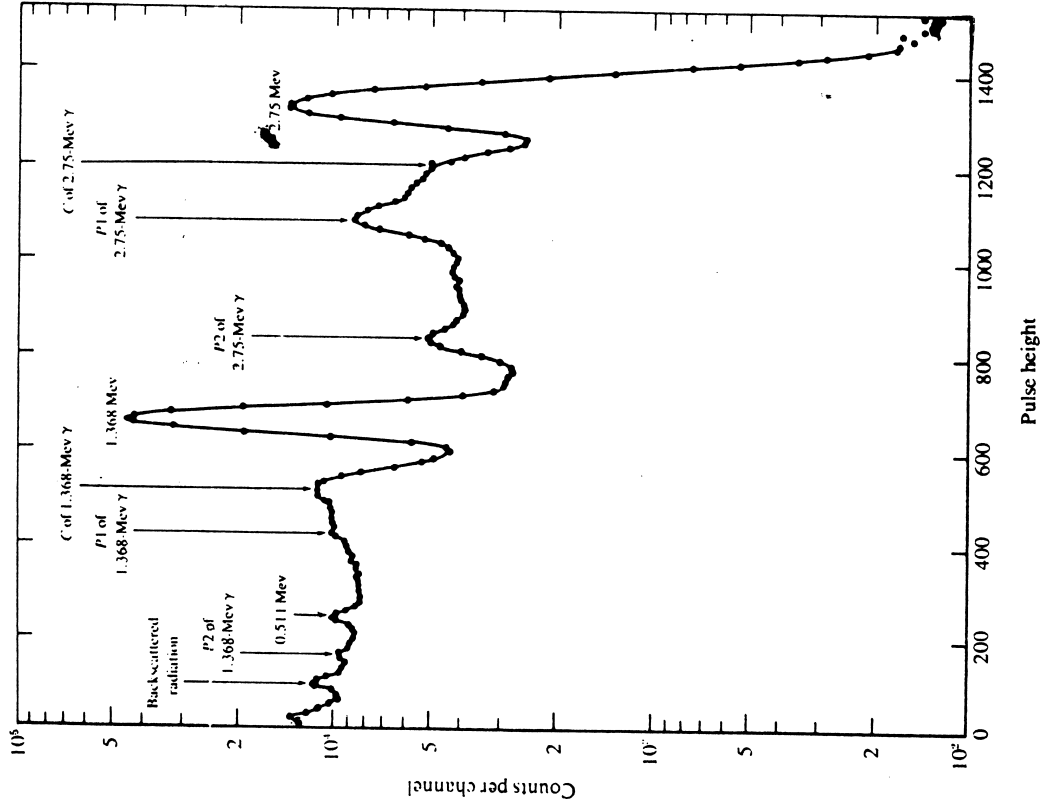
6 - 3 الكشف عن الاشعاعات النووية

DETECTION OF NUCLEAR RADIATION

سوف نشرح باختصار الوماضات غير العضوية inorganic scintillators وكشافات انصاف الموصلات Semiconductor detectors والذين ادى اكتشافها الى تقدم فن الكشف عن اشعة كاما والجسيمات المشحونة بدرجة هائلة

ان اكثر انواع الوماضات اللاعضوية شيوعاً والذي اكتشف من قبل هوفستادتر (1949) Hofstadter تستخدم فيه بلورة يوديد الصوديوم ان الضوء المنبعث عن التهييج الايوني يقع في منطقة الاشعة فوق البنفسجية وليس من السهل كشفها ولذلك فانه يجري تنشيط البلورة بنسبة الواحد في المئة من يوديد الثاليوم والذي يؤدي الى تغير الطول الموجي الى المنطقة المرئية وبهذا يصبح الكشف عنها ممكناً بواسطة انبوب المضاعف الضوئي photomultiplier وفي بلورة يوديد الصوديوم فان اشعة كاما الداخلة تتفاعل في العمليات الثلاث التي مر ذكرها : تأثير كومبتون والتأثير الكهروضوئي وتوليد الأزواج اذا كانت طاقة الاشعة $E_r > 1.02 \text{ Mev}$ ان الشكل 26 - 3 يبين طيفاً نموذجياً لتحليل النبضات الناتجة عن الفوتونات لاشعة كاما بطاقات 1.37 و 2.75 Mev في بلورة يوديد الصوديوم . ان توزيع طاقات الكترونات كومبتون هو مشابه جداً لما في الشكل 20 - 3 بالنسبة للوماض العضوي والذي يكون فيه التأثير الكهروضوئي وتأثير توليد الأزواج قابليين للاهمال عادة . ان القمم للتأثير الكهروضوئي لا تعود فقط للتأثير الكهروضوئي الحقيقي ولكن أيضاً ناتجة عن تأثير اعادة امتصاص فوتونات كومبتون المستطارة ذات الطاقات الواطئة . ان هذه القمم تكون موزعة على كل مجال الطاقة

وذلك بسبب التأثيرات الاحصائية في المضاعف الضوئي . ان اشعاع الفناء يمكن أيضاً ان يعاد امتصاصه ولكن الاحتمال المحدود لنفوذ احد الفوتونات او كليهما يعني أن الطاقة $m_0c^2 - E_r$ او $2m_0c^2 - E_r$ سوف تبقى في البلورة وهذا يعطى قسماً يمثل نفوذ فوتون واحد او فوتونين

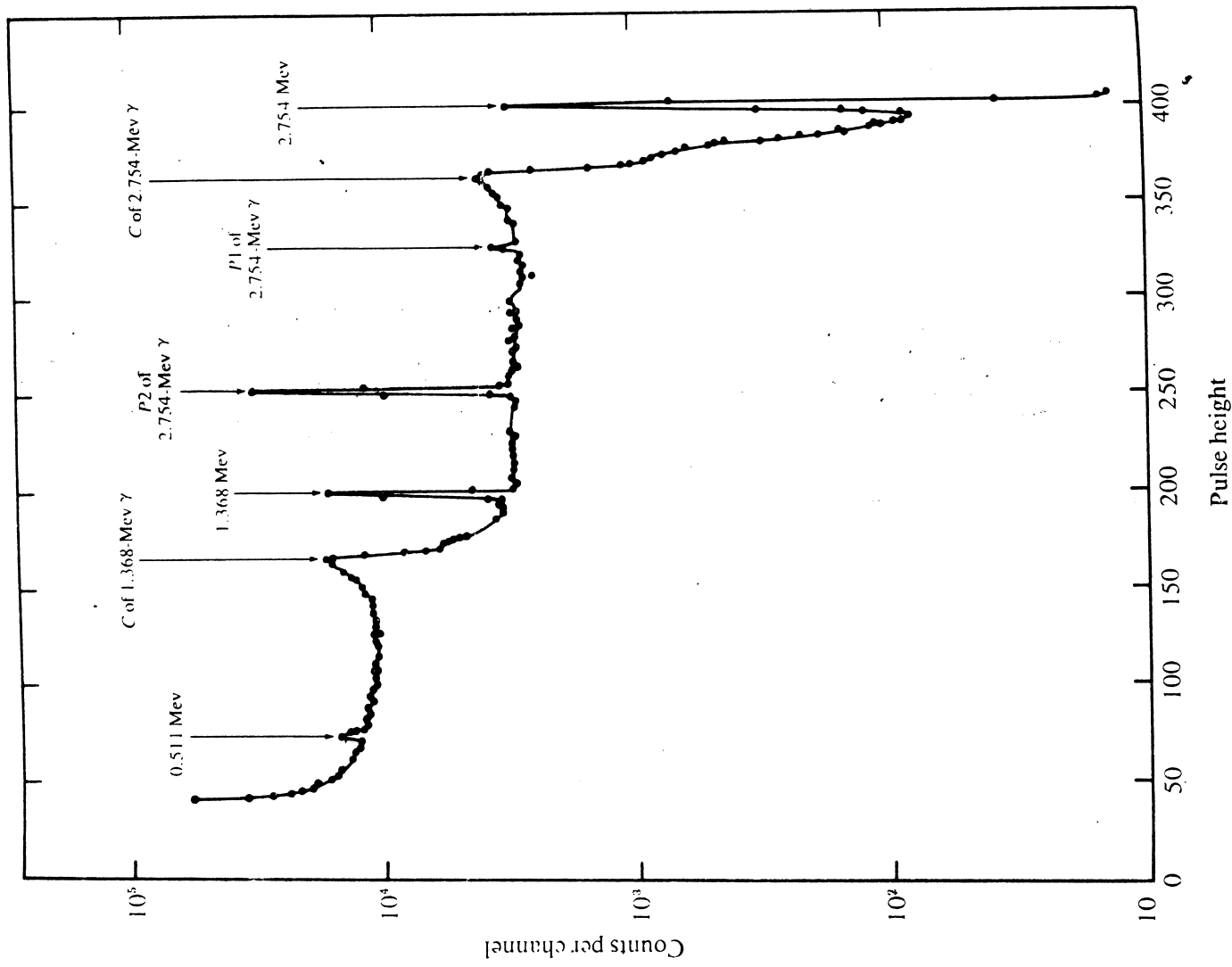


الشكل 26 - 3 طيف تحليل الطور لاشعة كاما بطاقات 1.37 و 2.75 Mev تمثل نفوذ فوتون واحد one-escape أو فوتونين two-escape النبعث من Na^{24} في بلورة يوديد الصوديوم . ان قمم التأثير الكهروضوئية موضحة بواسطة الطاقة فقط اما القمم الأخرى فان الرمز التالية قد استخدمت P2 تمثل نفوذ فوتونين two-escape و P1 تمثل نفوذ واحد one-escape C تمثل حافة كومبتون . ان الكشف هو عبارة عن اسطوانة قطرها 7.6 cm وارتفاعها 7.6 cm وضعت على بعد 10 cm من المصدر الشع كما تم وضع معترض من البريليوم Be لامتصاص اشعة بيتا . إن Na^{24} يشع اشعة كاما ذات طاقات 1.37 و 2.75 بشدة متساوية

الجدول 1 - 3 بعض انواع الكشافات النووية الشائعة

Particle	Detector	Method of detection	Remarks
Heavy charged particles; electrons	Ionization chamber & proportional counter	Total no. of ion pairs determined by collecting charged partners of one sign, e.g. electrons.	Can be used to determine T_0 if particle stops in chamber.†
	Semiconductor detector	Ionization produces electron-hole pairs. Total charge is collected.	Used to determine T_0 .
	Geiger counter	Ionization initiates brief discharge.	Good for intensity determination only.
	Cloud chamber or photographic emulsion	Path made visible by ionization causing droplet condensation or developable grains.	Can be used to determine T_0 from range. Type of particle can be recognized from droplet or grain count along path.
Neutrons	Scintillation detector	Uses light produced in excitation of atoms.	T_0 proportional to light produced.
	Any of the above using proton recoils from thin organic lining or nuclear reactions with appropriate filling gas	Ionization by recoiling protons.	T_0 from end point of recoil distribution.
		Ionization by reaction products.	Some reactions can be used to determine T_0 .
		Using light produced in excitation of atom by recoiling protons.	T_0 from end point of recoil distribution.
Gamma rays	Geiger counter	Electrons released in wall of counter ionize gas and initiate discharge.	The above methods for neutrons require $T_0 > 0.1$ Mev.
		Light produced in ionization and excitation by electrons released in the three interaction processes.	Good for intensity determination only.
	NaI scintillation detector	Electrons produced create electron-hole pairs. Total charge is collected.	T_e proportional to light produced; $h\nu$ inferred from electron energy distributions.
	Semiconductor detector		$h\nu$ inferred from electron energy distributions.

† The initial kinetic energy of the particle is called T_0 .



الشكل 27 - 3 طيف تحليل ارتفاع النبض لاشعة كاما ذات طاقات 1.37 Mev و 2.75 Mev الصادرة من Na^{24} باستعمال كاشف الجرمانيوم - ليثيوم. ان الرمز نفسه المستعملة في الشكل 26 - 3 قد استعملت هنا اما الكاشف فقد كان ذا ابعاد 1.9 cm قطراً و 0.5 cm ارتفاعاً

النيوترون هي 4 احسب فقدان الطاقة لجسيمات الفا ذات طاقة Mev

3-5

8 - خلال غاز الامونيا (NH₃) عند الظروف القياسية .
احسب عدد الازواج الايونية لكل ملليمتر من المسار والتولدة بواسطة البروتونات ذات طاقة 2 - Mev خلال مرورها بالنيوترون . افرض

ان $I = 8 \text{ ev}$ وان $w = 35 \text{ ev}$

3-6

(أ) اثبت أن عدد اشعاعات دلتا لكل ملليمتر من المسار والتحررة بواسطة جسيم مشحون يسير خلال وسط هو :

$$\frac{2\pi e^2 n Z}{m_0 v^3} dT_e$$

في حالة كون الطاقة الحركية لاشعاعات دلتا محصورة بين T_e و $T_e + dT_e$

(ب) احسب عدد اشعاعات دلتا لكل ملليمتر من المسار والتي لها طاقات حركية تزيد 0.5 kev والناتجة عن البروتونات التي طاقتها 2 - Mev خلال النيوترون تحت ظ . ق .

3-7

اثبت أن البروتونات وجسيمات الفا التي لها الانطلاقات الابتدائية نفسها سيكون لها تقريباً المدي نفسه في اي وسط موقف . لما لا يكون هذا التساوي صحيحاً بدقة واي جسيم منها سيكون له المدي اكبر بقليل ولماذا ؟

3-8

ما هي طاقة البروتون الذي له نفس طول المدي تقريباً كذلك الذي لاكترون ذي طاقة 0.1 Mev .

3-9

ان الشكل 10 - 3 يبين أن مدي الالكترون الذي طاقته 0.2 Mev خلال الالنيوم هو 43 mg/cm² وباهمال تأثير القيم المختلفة لمعدل جهود التأين I احسب طول المسار التقريبي لهذه الالكترونات في الهواء تحت ضغط جوي واحد ودرجة حرارة 15°C على افتراض أن فقدان الطاقة للالكترونات غير النسبية معطى بنفس العلاقة للجسيمات الثقيلة .

3-10

حزمة من النيوترونات احادية الطاقة تدخل الى حجرة ايونية مملوءة بغاز احادي الذرات وقد وجد أن توزيع الطاقة للذرات المرتدة له تباين يساوي 9.5 بالمئة من اقصى طاقة ارتداد ما هو الغاز الذي في الحجرة الايونية ؟

3-11

حزمة من النيوترونات بطاقة 2.0 - Mev تستطاع بواسطة شريحة رقيقة من البارافين (الذي هو تقريباً (CH₂)_n) . ان سمك الشريحة هو من الرقة بحيث انه لا يحدث استطارات ثانية للنيوترونات بل فقط استطارة

واحدة لكل نيوترون . ما هي طاقات النيوترونات المستطارة خلال زاوية 90 وما هي طاقات الارتداد المقابلة للنوى .

3-12

اثبت انه في حالة التصادم المرن بين جسيم وآخر ذي الكتلة نفسها وفي حالة سكون فان الزاوية المحصورة بين اتجاه الجسيمين بعد التصادم هي 90° .

3-13

جسيم كتلته M_1 يتصادم تصادماً مرناً مع جسيم آخر كتلته M_2 في حالة سكون اثبت انه اذا كانت $M_2 > M_1$ فان زاوية اتجاه M_1 في احداثيات المختبر لا يمكن أن تزيد على M_2/M_1 (Siv)

3-14

(أ) اثبت أن تحقيق حفظ الطاقة الحركية والزخم الخطي خلال تصادم مرن (الشكل 11 - 3) يتطلب أن يكون انطلاق كل جسيم في احداثيات مركز الثقل قبل التصادم مساوياً لانطلاقه بعد التصادم . (ب) هل يتغير الانطلاق النسبي للجسيم 1 بالنسبة للجسيم 2 خلال عملية التصادم المرن (1) في احداثيات مركز الثقل (2) في احداثيات المختبر .

3-15

(أ) احسب بصورة تقريبية عدد التصادمات اللازمة لتقليل طاقة نيوترونات من 1 Mev الى الطاقات الحرارية (1/40 ev) باستخدام قطعة كبيرة من الكاربون (ب) اعط تقدير تقريبياً للزمن اللازم لعملية ابطاء النيوترونات هذه .

3-16

مصدر مشع محاط بوسط ممتص رقيق لازالة اشعة بيتا تم امتصاص اشعة كاما التبقية بواسطة الالنيوم وكانت النتائج كما يلي :-

Absorber thickness (cm)	Detected activity (counts/min)	Absorber thickness (cm)	Detected activity (counts/min)
0	3,510	1.0	1,740
0.1	3,180	1.5	1,470
0.2	2,870	2.0	1,280
0.3	2,630	3.0	1,000
0.4	2,430	4.0	790
0.5	2,260	5.0	620
0.6	2,120	6.0	510
0.7	2,000	7.0	400

حل هذه النتائج لايجاد (أ) معامل الامتصاص لكل من اشعاعات كاما الموجودة وكذلك قيمة النصف المقابلة لها (ب) طاقة اشعاعات كاما (استخدم الشكل 15 - 3) (ج) الشدة النسبية لاشعاعات كاما المنبعثة عن المصدر .

3-17 حزمة دقيقة من اشعاعات كاما تمرر خلال 2.0 cm من الرصاص فاذا كانت هذه الحزمة تتكون من 30 بالئة فوتونات بطاقة 0.4 - Mev و 70 بالئة فوتونات بطاقة 1.5 Mev عند سقوطها ما هي الشدة النسبية للحزمة الخارجة للمعلومات استخدم الشكل 16 - 3 .

3-18 افرض انه تم استخدام الرصاص لقياس معامل توهين اشعة كاما . ان دراسة الشكل 16 - 3 سوف تقنعك بانه اذا كان معامل الامتصاص الكتلي يقع ما بين 1 الى 7 cm²/g او بين 0.04 الى 0.09 cm²/g فان هذا سيكون ناتجاً عن طاقين لاشعة كاما يمكن لهما ان تعطيا معاملاً كهذا . كيف تقترح طريقة لازالة هذا الغموض بواسطة تجارب الامتصاص وحدها .

3-19 افرض ان حزمة من اشعة كاما تحتوي على توزيع مستمر للفوتونات الى طاقات تصل الى 50 Mev كذلك الناتج عن التعجيل التناقصي للجسيمات قد تم امرارها خلال ممتص سميك جداً من الرصاص اي من طاقات اشعة كاما سوف تخرج بأكبر شدة نسبية ؟

3-20 مصدر مشع تنبعث منه اشعاعات بيتا بطاقة 1 - Mev وكاما بطاقة 1 - Mev ايضاً فاذا كان الكشف المتوفر لدينا حساس لكل من اشعاعات بيتا وكاما كيف تقترح طريقة لجعل الكشف غير حساس لاشعة بيتا في نفس الوقت الذي يسمح فيه بالكشف عن الجزء الاكبر من اشعة كاما ؟

3-21 حزمة من اشعة كاما تسقط على صفيحة من الذهب فاذا كانت بعض الالكترونات تخرج بطاقة حركية مقدارها 0.7 Mev وعلى افتراض ان هذه الالكترونات لم تتعرض لاستطارة ثانية او لتعجيل تناقصي فهل يمكن ان تعين فيما اذا كانت هذه الالكترونات هي كهروضوئية أم الكترونات كومبتون او ناتجة عن توليد الازواج وما هي الزاوية التي تصنعها هذه الالكترونات مع حزمة اشعة كاما عند تولدها ؟

3-22 اثبت ان الفوتون لا يستطيع نقل كل طاقته الى الكترون طليق ؟

2-23 اثبت ان الفوتون (الذي طاقته تزيد على $2m_0c^2$) لا يمكن ان يتحول الى زوج الكترون - بوزترون في الفراغ ؟

3-24 اثبت انه في التأثير الكهروضوئي على الذرات الطليقة (في الغازات احادية الذرة مثلاً) ان طاقة ارتداد الذرة هي في حدود $(m_0/M_0)T_e$ حيث m_0 و M_0 هي كتل السكون لكل من الالكترون والذرة على التوالي و

3-25 كاشف يوديد الصوديوم يتكون من مكعب طول ضلعه 7 سنتيمتر تم قصفه بحزمة دقيقة من اشعة كاما بصورة عمودية على احد اوجه المكعب (أ) ما هي نسبة اشعة كاما التي يتم الكشف عنها (ب) ما هي نسبة اشعة كاما التي تظهر في كل من القمم الضوئية وتوزيع كومبتون وقمم توليد الازواج (وعلى اعتبار انه ليس هناك اعادة امتصاص لفوتونات كومبتون المستطارة او فوتونات الفناء) الى كمية الاشعة الكلية التي تم الكشف عنها

(ع) اعط تقديراً لنسب عدد حوادث توليد الازواج على مدى قمة الطاقة (الضوئية) الكامل لحالات قمة الهروب الواحد وقمة الهروبين . قارن مع الشكل 26 - 3 (يمكن الحصول على معاملات التضعيف للفوتونات خلال

يوديد الصوديوم بالرجوع الى كتاب Evans, 1955 الفصل 25 البند 1 . ان المعلومات التالية ستكون مفيدة . للفوتونات 0.51 Mev $\mu_E = 0.33 \text{ cm}^{-1}$ و $\mu = 0.135 \text{ cm}^{-1}$ ، و $\mu = 2.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ، و $\mu_G = 0.113$ و $\mu_P = 0.020$)

3-26 احسب طاقة تهيج البوزترونيوم

3-27 ان قطر حجرة السحاب في الشكل 24 - 3 هو 30 cm هل يمكنك - ومن خلال استخدام المعلومات الاضافية الموجودة في شرح ذلك الشكل - ان تحسب القيمة التقريبية للمجال المغناطيسي المسلط ؟

الانحلال الاشعاعي

RADIOACTIVE DECAY

1 - مقدمة

ان الجزء المتبقي من هذا الكتاب يتعلق بدراسة حركات dynamic النواة او بمعنى اخر دراسة الخواص التي تتغير مع الزمن . ان الانحلال الاشعاعي والتفاعلات النووية يمثلان عمليتي انتقال من حالة ابتدائية معينة الى حالة نهائية اخرى . ان هذه العمليات قد تكون تلقائية الحدوث (الانحلال الاشعاعي) او اصطناعية (التفاعلات النووية) ولهذا فان هناك تشابهاً كبيراً من الناحية النظرية بين هذين النوعين من العمليات . فاذا كانت الطاقة الكلية للحالة النهائية اقل من الطاقة الكلية في الحالة الابتدائية فان التحول يحدث تلقائياً وكلما كان الفرق بين الطاقات اكبر فان سرعة التحول تكون اكبر ايضاً . اما اذا كانت الطاقة الكلية للمجموعة النهائية اكبر من الطاقة الكلية للمجموعة الابتدائية فانه يجب اضافة كمية من الطاقة الى المجموعة الابتدائية لغرض التخفيض على حدوث التحول .

2 - النشاط الاشعاعي RADIOACTIVITY

ان النواة التي لها قابلية على بعث اي نوع من الاشعاعات تسمى عادة بالنواة « الأم » Parent nucleus وتسمى النواة الكبيرة التي تبقى بعد الاشعاع بالنواة الوليدة daughter nucleus . ان ابطس حالات الانحلال تكون في حالة كون النواة الوليدة مستقرة اما اذا لم تكن هذه النواة مستقرة فانه سوف يتكون لدينا ما يسمى بسلسلة الانحلال الاشعاعي . radioactive decay chain.

2-4 انحلال نظير مشع واحد. Decay of a single radioisotope.

ان الحقيقة التجريبية الاساسية في الانحلال الاشعاعي هي كون احتمال انحلال نواة معينة خلال فترة زمنية قصيرة dt لا يعتمد على اي تأثير خارجي بما في ذلك انحلال اي نواة اخرى في نفس الوقت. ان جميع النوى لمادة معينة يكون لها الاحتمال نفسه في ان تنحل اشعاعياً ولهذا فان مقدار الاحتمال $P(dt)$ للانحلال خلال فترة زمنية قصيرة جداً dt يتناسب فقط مع dt على شرط ان تكون dt صغيرة جداً بحيث ان $P(dt) \ll 1$. ان ثابت التناسب λ يسمى ثابت الانحلال $decay constant$ ، وهو يعتمد على المادة ونوع الانحلال $decay modes$ ، ولهذا فانه يمكن القول بان :-

$$P(dt) = \lambda dt \quad (4-1)$$

ولحساب احتمال بقاء نواة معينة بدون انحلال لفترة زمنية t فاننا نقسم هذه الفترة الى n من الفترات. كل منها هو dt . وبذلك يكون احتمال بقاء النواة خلال الفترة الاولى بدون انحلال هو :-

$$1 - P(dt)$$

وا احتمال بقائها لفترة ثانية هو $[1 - P(dt)]^2$
وا احتمال بقائها من الفترات هو $[1 - P(dt)]^n$
وباستخدام المعادلة (4-1) يمكننا ان نكتب الكمية اعلاه كما يلي :-
$$(1 - \lambda dt)^n = \left(1 - \frac{\lambda t}{n}\right)^n \xrightarrow[n \rightarrow \infty]{dt \rightarrow 0} e^{-\lambda t}$$

وهذه الكمية تمثل احتمال بقاء النواة لفترة زمنية t بدون انحلال واذا كان عدد النوى الموجودة اصلاً هو N_0 فان العدد المحتمل ان يبقى منها بعد زمن مقداره t هو $N = N_0 e^{-\lambda t}$
ويمكننا اشتقاق المعادلة اعلاه بطريقة ابسط وذلك بملاحظة انه اذا كان لدينا عدد من النوى N فان عدد النوى التي يمكن ان تنحل خلال الفترة dt هو :-
$$-dN = P(dt)N \quad (4-4)$$

وتظهر الاشارة السالبة لان كل انحلال يؤدي الى تقليل N وباجراء التكامل على المعادلة (4-4) نحصل مباشرة على المعادلة (4-2).

ان المعادلة (4-4) لا تعني بالضرورة انه في كل فترة زمنية dt يكون عدد النوى المنحلة هو dN بالضبط. انها تعني فقط ان العدد الاكثر احتمالاً في ان ينحل هو dN ذلك لان المعادلة (4-1) هي تعبير عن الاحتمال ومن السهل

اثبات وجود اختلافات في الفترة الزمنية بين انحلالين متعاقبين او بعبارة اخرى وجود تغير في عدد النوى التي تنحل خلال فترة زمنية معينة في عيتين ذات نفس العدد من الذرات.

والان لو كان لدينا N من النوى فان المعادلة (4-4) تبين ان المعدل الزمني

$$\text{بين انحلالين متعاقبين هو :-} \quad \bar{t} = \frac{dt}{|dN|} = \frac{1}{\lambda N}$$

(4-5)

واذا كانت \bar{t} قصيرة بالمقارنة مع $1/\lambda$ فان احتمال حدوث انحلال واحد من المجموعة ككل خلال فترة زمنية مقدارها dt هو dt/\bar{t} . ان احتمال عدم حدوث انحلال خلال فترة زمنية معينة t عندما تكون $t \ll 1/\lambda$ تساوي $(1 - dt/\bar{t})^{1/\lambda}$ وبالاعتماد على الاسباب نفسها التي أدت الى المعادلة (4-2) فإنه يمكن القول بان احتمال عدم حدوث انحلال خلال الفترة الزمنية t وانحلال واحد خلال الفترة ما بين t_1 و $t_1 + dt$ هو :

$$\left[1 - \frac{dt}{\bar{t}}\right]^{1/\lambda} \frac{dt}{\bar{t}} \xrightarrow[t_1 \rightarrow 0]{} e^{-\lambda t_1} \frac{dt}{\bar{t}} \quad (4-6)$$

ان هذا القدار يبين توزيع الفترات الزمنية بين الانحلالات المتتالية ويبين ان احتمال حدوث انحلالات متتالية ما بين فترات قصيرة هو اكبر من احتمال حدوثها ما بين فترات طويلة.

من هنا يظهر انه وفي فترات متتالية ومتساوية فان عدد النوى التي تنحل يجب ان يحتوي على تباينات احصائية حول معدل معين (مع اهمال تأثير النقص الحاصل في عدد النوى نتيجة الانحلال) ومن الممكن اثبات انه اذا كان الاحتمال الاكبر هو انحلال N_1 من النوى خلال زمن مقداره t_1 فان هناك احتمالاً مقداره 68 بالمئة في ان يكون العدد الحقيقي للانحلالات محصوراً ما بين $N_1 - \sqrt{N_1}$ و $N_1 + \sqrt{N_1}$.

ان العمر النصفى للانحلال الاشعاعي هو عبارة عن الزمن اللازم ليصبح عدد النوى غير المنحلة نصف عددها الاصلي (قارن مع المعادلة (35-3))

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (4-7)$$

وباجراء التكامل نحصل على

$$N = N_0 e^{-(\lambda_a + \lambda_p)t} = N_0 e^{-\lambda_{tot} t} \quad (4-12)$$
وتسمى الكمية $\lambda_a / \lambda_{tot}$ بنسبة التفرع .
العملية للعمر النصفى للنواة هو : $(\ln 2) / \lambda_{tot}$

اما فعالية الفا فهي :-

$$\frac{dN_a}{dt} = \lambda_a N$$

$$= \lambda_a N_0 e^{-(\lambda_a + \lambda_p)t} \quad (4-13)$$

وينطبق الشيء نفسه على تحليل بيتا . ان التحلل يتأثر بالقدر $\lambda_a + \lambda_p$ لان النوى سوف تستمر في اعطاء تحلل بيتا حتى وان كنا فقط ندرس تحلل الفا (قارن مع المعادلة (38-3))

4-2b انتاج النظائر المشعة بواسطة القصف النووي

لوفرضنا اننا قمنا بقصف مادة معينة بالنيوترونات وتولد نتيجة هذا القصف نظير مشع بنسبة ثابتة مع الزمن مقدارها Q فان هذا النظرير المشع المتولد سوف ينحل بسرعة مقدارها λN حيث N عدد النوى الموجودة والنشطة اشعاعياً لذلك فان مقدار التغير الصافي في N هو :-

$$(4-14)$$

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda N$$

$$\frac{dN}{Q - \lambda N} = dt$$

$$\frac{d(Q - \lambda N)}{Q - \lambda N} = -\lambda dt$$

وباجراء التكامل نحصل على $Q - \lambda N = (Q - \lambda N)_t = e^{-\lambda t}$

واذا كانت $N_{t=0} = 0$ فان

$$N = \frac{Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (4-16)$$

ان معدل العمر τ هو معدل الزمن الذي تبقى خلاله النوى بدون انحلال اشعاعي ومن المعادلات (3-4) و (4-4) نحصل على

$$(4-8)$$

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t dN}{\int_0^\infty dN} = \frac{\int_0^\infty t N_0 e^{-\lambda t} \lambda dt}{N_0}$$

$$= \frac{1}{\lambda} \quad (4-9)$$

ان الانحلال الاشعاعي للنواة يتميز بانبعث ما يسمى بجسيم الانحلال decay particles (اشعاع الفا او بيتا او كاما) . ان عدد الجسيمات المنبعثة dN_r من نموذج يحتوي على N من النوى في فترة زمنية مقدارها dt هو

$$dN_r = -dN = \lambda N dt \quad (3-9)$$

ان عدد الجسيمات المنبعثة في وحدة الزمن يسمى بالفعالية . ومن المعادلات (4-6) و (4-2) تكون الفعالية

$$\frac{dN_r}{dt} = \lambda N$$

$$= \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

$$= \left(\frac{dN_r}{dt} \right)_0 e^{-\lambda t}$$

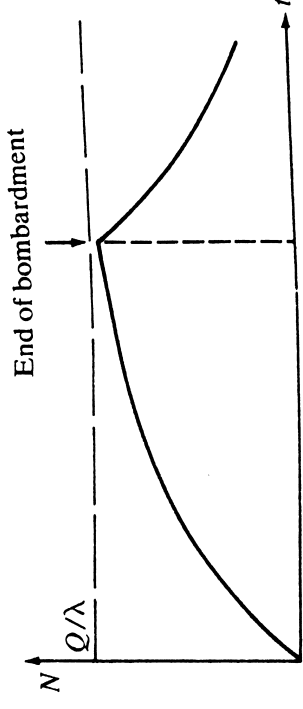
ان الوحدات المستعملة لقياس الفاعلية هي الكوري Curie
 $3.7 \times 10^{10} = 1 \text{ Ci}$ تحلل لكل ثانية) والردرفورد

(1 ردرفورد = 10^6 تحلل لكل ثانية) Rutherford

ويمكنه ان يعطي جسيمات الفا وبيتا فان احتمال التحلل سوف يزداد ويجب جمع احتمالات كل نوع من التحللات للحصول على الاحتمال الكلي للتحلل وذلك لان هذه العمليات تجري بصورة مستقلة فمثلاً اذا كان النموذج يحتوي على N من النوى فان التغير الحاصل في عددها لفترة زمنية dt لكل من التحللين هو

$$-dN = dN_a + dN_p$$

$$= \lambda_a N dt + \lambda_p N dt \quad (4-11)$$



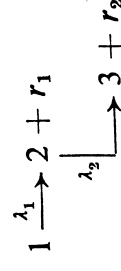
الشكل 1-4 انتاج النظائر المشعة بواسطة القصف النووي.

وعند توقف عملية القصف مباشرة فإن النظير المشع يبدأ بالتحلل حسب المعادلة (4-2). ان علاقة عدد النوى المشعة مع الزمن موضحة في الشكل 1-4 ويلاحظ انه ليس هناك ضرورة لاستمرار عملية القصف لفترة تزيد مرتين او ثلاث مرات بقدر نصف العمر وذلك لانه تتكون ما بين $\frac{1}{2}$ و $\frac{3}{4}$ من الحد الاعلى للنوى المشعة (Q/λ) خلال هذه الفترة. ان فعالية النموذج المتكون بهذه الطريقة هي λN وليس $-dN/dt$.

4-2c انتاج النظائر المشعة بواسطة انحلال النواة الام

Production of a radioisotope by a decaying parent.

نفرض ان النواة الام 1 تحلل اشعاعياً بثابت انحلال مقداره λ_1 وينتج عن ذلك نواة وليدة 2 واشعاع r_1 ولنفترض ايضاً ان النواة الوليدة تحلل بدورها بثابت انحلال مقداره λ_2 وتعطي نواة وليدة مستقرة 3 واشعاع r_2 .



والان لو اعتبرنا ان N_1 و N_2 و N_3 هي اعداد النوى الموجودة على التوالي عند اللحظة الزمنية t فاننا نجد

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (4-17)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (4-18)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \quad (4-19)$$

ولاجل اشتقاق المعادلة (4-18) علينا فقط ان نتذكر بان كل نواة من النوع 1 تحلل فانها تعطي نواة من النوع 2 وبما ان 2 هي ايضاً فعالة اشعاعياً فانها ستحلل ايضاً

والان لو فرضنا ان N_{10} هو العدد الاصلي للنوى 1 الموجودة ضمن المعادلة (4-17) نحصل على (راجع المعادلة (4-3))

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (4-20)$$

وبالتعويض في المعادلة (4-18) ينتج :-

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

ان الحل العام لهذه المعادلة التفاضلية غير التجانسة يتكون من الحل العام للمعادلة التجانسة

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = 0 \quad (4-22)$$

مضافاً اليه حل خاص للمعادلة الاصلية (4-21). ان الحل العام للمعادلة هو

$$N_2 = C e^{-\lambda_2 t} \quad (4-23)$$

حيث C هو ثابت يمكن ايجاده بمقارنة الشروط الاصلية. ان الحل الخاص للمعادلة (4-21) يكون من النوع $N_2 = K e^{-\lambda_1 t}$ وبالتعويض في المعادلة (4-21) ينتج ان $K = N_{10} \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1)$ ولذلك فان الحل العام للمعادلة (4-21) هو

$$N_2 = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + C e^{-\lambda_2 t} \quad (4-24)$$

واذا اعتبرنا انه لم يكن هناك اصلاً اي نوى من النوع 2 فانه يمكن ايجاد الثابت C لتتوصل الى

$$N_2 = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (4-25)$$

وبالتعويض في المعادلة (4-19) واجراء التكامل مباشرة نحصل على

$$N_3 = \frac{N_{10} \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{-\lambda_1} - \frac{e^{-\lambda_2 t}}{-\lambda_2} \right) + C' \quad (4-26)$$

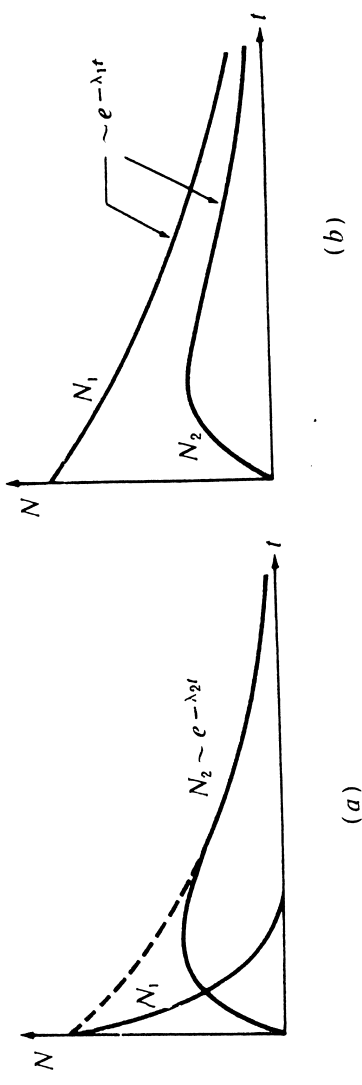
واذا كانت $N_3 = 0$ عندما $t = 0$ فانه من الممكن ايجاد C' وبذلك تصبح

$$N_3 = \frac{N_{10} \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1} - \frac{1 - e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2} \right) \quad (4-27)$$

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Special cases. حالات خاصة. 4 - 2 d

إذا كانت النواة الأم 1 في المثال السابق ذات عمر نصف قصير بالنسبة لنصف عمر النواة المتولدة 2 أي أن $\lambda_1 > \lambda_2$ ، فإنه يمكن القول بأنه وبعد فترة زمنية طويلة ($\lambda_1 \gg \lambda_2$) تكون $N_2 \approx e^{-\lambda_2 t}$ وبذلك تصبح المعادلة (4 - 25) $N_2 \approx \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t}$ وبذلك يكون انحلال النواة 2 معتمداً إلى حد بعيد على نصف عمرها فقط وهذا موضح بصورة تخطيطية في الشكل 4 - 2 a



(a)

(b)

الشكل 4 - 2 (a) انحلال نواة وليدة مشعة (b) النواة الأم ذات نصف عمر قصير (c) النواة الأم ذات نصف عمر كبير .

أما إذا كانت النواة الأم ذات نصف عمر أطول بكثير من نصف عمر النواة الوليدة 2 أي أن $\lambda_2 > \lambda_1$ ، فإنه وبعد فترة زمنية طويلة ($\lambda_2 \gg \lambda_1$) يصبح انحلال النواة 2 بعد فترة طويلة نسبياً سوف يعتمد على نصف عمر النواة 1 كما هو مبين في الشكل 4 - 2 b وفي هذه الحالة تكون :-

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (4 - 30)$$

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\text{activity of 2}}{\text{activity of 1}}$$

كذلك تكون

$$\approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (4 - 31)$$

ان هذه الحالة تسمى بالتوازن الانتقالي *transient equilibrium*. وإذا كانت $\lambda_1 \gg \lambda_2$ فإن الفعاليات سوف تتساوى وبذلك نحصل على توازن متأخر *secular equilibrium*

WIDTHS OF DECAYING STATES 4 - 3 سمك الحالات المنحلة

ان الانحلال الانى للحالات النووية يمكن دراسته من وجهة نظر ميكانيك الكم وذلك باعتبار أن العمر النصفى المحدد للحالة النووية يؤدي بالضرورة الى مقدار من اللا تحديد *uncertainty* في طاقتها ولذلك فإنه وفي اية تجربة لقياس طاقة مستوي للطاقة فإننا سنحصل على تباين في مقدار الطاقة المقاسة وان مقدار هذا التباين يسمى بالسمك *width* ومن المعادلة (2 - 163) يكون $\hbar \Gamma = \hbar \lambda = \frac{\hbar}{\tau}$ (4 - 32)

حيث تمثل τ معدل عمر الحالة النووية (راجع المعادلة (4 - 8)) وسوف

تقوم باشتقاق هذه العلاقة فيما يلي

ان معدل عمر الانحلال يتراوح ما بين 10^{-6} ثانية الى 10^{16} سنة ولكن حتى بالنسبة للحد الأدنى لمعدل العمر فإنه يعتبر أكبر من الفترة الزمنية التي يستغرقها النيوكليون لقطع النواة من جهة الى اخرى ولذلك ومن وجهة النظر هذه فإنه يمكن اعتبار النواة حالة مستقرة بحيث يمكن ان نكتب لها دالة موجة من النوع المعطى في المعادلة (2 - 16)

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-iW/\hbar t} \quad (4 - 33)$$

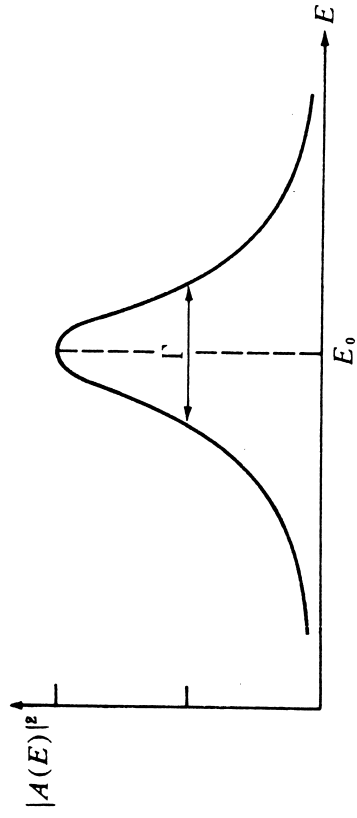
حيث تمثل \mathbf{r} كل الاحداثيات للنواة بصورة رمزية وتمثل W الطاقة الكلية (او الكتلة) للنواة

ولكن مع هذا فان النواة تنحل فعلاً ولذلك فان احتمال وجودها داخل حيز معين يجب ان يقل مع مرور الزمن حسب المعادلة (4 - 2) وذلك يعني ان Ψ يجب ان تكون لها الخاصية :-

$$|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 = |\Psi(\mathbf{r}, t=0)|^2 e^{-\lambda t} \quad (3 - 34)$$

حيث λ هي ثابت الانحلال .

ان التعويض في المعادلة (4 - 34) يظهر ان W يجب ان تكون كمية خيالية ولو سمينا الجزء الحقيقي منها E_0 فإننا ومن مقارنة المعادلات (4 - 33) و (4 - 34) نجد ان



الشكل 3 - 4 احتمال إيجاد منحلة ذات طاقة معينة E . ان هذه الحالة لها سمك $\Gamma = \hbar\lambda$ حيث λ هي ثابت الانحلال.

4 - 4 انحلال كاما GAMMA DECAY

ان من الممكن ان تصل نواة معينة الى حالة تهييج ما بعدة طرق . ان انحلالات الفا او بيتا مثلاً قد يتركبان النواة الوليدة وهي في حالة تهييج كما يمكن توليد النوى المتهيجة بواسطة التفاعلات النووية ايضاً .

ان النواة المتهيجة يمكنها دائماً ان تنحل الى حالة اوطأ من الطاقة وذلك عن طريق انبعاث الاشعاع الكهرومغناطيسي او بواسطة عملية التحول الداخلي

طريق انبعاث الاشعاع الكهرومغناطيسي او بواسطة عملية التحول الداخلي internal conversion (والذي سيتم شرحه في البند $4 - 4e$) . ففي ايسط الحالات التي تكون فيها الحالات الابتدائية والنهائية هي مستويات طاقة البروتون فان الانحلال هو عبارة عن انتقال البروتون من مستوى اعلى للطاقة الى مستوى اوطأ . ان هذه العملية مشابهة لانتقال الكترون في ذرة متهيجة من مستوى عال الى مستوى اوطأ والتي تكون مصحوبة ايضاً بانبعث اشعاع كهرومغناطيسي او انبعث الكترون ثانوي ولكن يمكن القول بصورة عامة بان الحالات النووية ليست حالات جسيم واحد single-particle states (لاحظ الشكل 30 - 2) ولذلك فانه يتوجب حصول اعادة لترتيب النيوكليونات في النواة عند حصول تحلل كاما

ان اهم الظواهر المصاحبة لانبعث امواج كهرومغناطيسية يمكن فهمها باستخدام المبادئ الكلاسيكية المشتقة من معادلات ماكسويل ولكننا نحتاج الى استخدام ميكانيك الكم لاجل استيعاب التفاصيل الدقيقة الاخرى . ان الفروق الموجودة في قيم البرم الزاوي واختلاف التناظرات بين الحالات النووية المشتركة في عملية الانحلال

$$W = E_0 - \frac{1}{2}\hbar\lambda \quad (4 - 35)$$

او ان

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r})e^{-i(E_0/\hbar)t - \lambda t/2} \quad (4 - 36)$$

لذلك يمكن القول بان الحالة المنحلة هي ليست حالة ذات طاقة محددة E من النوع $\psi(\mathbf{r})e^{-i(E/\hbar)t}$ ولكن مع ذلك فان من الممكن تمثيلها على انها ناتجة جمع عدد من الحالات مختلفة في الطاقات اختلافات بسيطة E ولكل من هذه الحالات سعة معينة $A(E)$ اي ان

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) \int_{-\infty}^{\infty} A(E)e^{-i(E/\hbar)t} dE \quad (4 - 37)$$

وباستخدام طريقة تحليل فوريير Fourier analysis, يمكننا اثبات ان جميع الطاقات تكون متجمعة حول معدل قيمة E_0 مع تباين $\hbar\lambda$ ومن مساواة المعادلات (4 - 36) و (4 - 37) يمكن حساب $A(E)$ من العلاقة

$$e^{-\lambda t/2} = \int_{-\infty}^{\infty} A(E)e^{-i(E-E_0)/\hbar t} dE \quad (4 - 38)$$

وحسب نظرية فوريير فان اي دالة حسنة التصرف $f(t)$ يمكن كتابتها بالشكل

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \int_{-\Omega}^{\Omega} e^{-i\omega t} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t'} f(t') dt' \quad (4 - 39)$$

وبتطبيق هذه العلاقة على الدالة $e^{-\lambda t/2 - i(E_0/\hbar)t}$ نحصل على

$$A(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_0^{\infty} e^{i(E-E_0)/\hbar t} dt' = \frac{1}{i} \frac{1}{2\pi(E-E_0 + i\hbar\lambda/2)} \quad (4 - 40)$$

حيث تم افتراض لحظة تحضير المجموعة المنحلة على انها $t = 0$ ان احتمال ايجاد المجموعة عند طاقة معينة E يتناسب مع المربع المطلق للسعة $A(E)$

$$|A(E)|^2 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{1}{(E-E_0)^2 + (\hbar\lambda/2)^2}$$

ان هذا النحني مبين في الشكل (3 - 4) وله شكل لورنتزي Lorentzian كما أن له قمة عند طاقة E_0 وسمك Γ مقلماً ما بين تقاطع نصف اقصى ارتفاع ويمكن حسابه من المعادلة (32 - 4) وذلك بالتعويض بالقيم العددية حيث

$$\Gamma \text{ (in ev)} = 0.66 \times 10^{-15}/\tau \text{ (in sec)}$$

$$= 0.46 \times 10^{-15}/t_{1/2} \text{ (in sec)}$$

حيث $t_{1/2}$ ثا هو العمر النصفى

وباستخدام المعادلات (1-2) و (3-2) حيث أن E_r تكون عادة في حدود 2 Mev و A حوالي E_r فان $T_a = \frac{2^2}{2 \times 50 \times 930} \text{ Mev} \approx 40 \text{ ev}$

ويمكن اعتبار هذه الكمية صغيرة لمعظم الأغراض العملية بحيث يمكن ان تهمل وبذلك تكون طاقة الفوتون هي

$$E_r \approx (M_0^* - M_0)c^2 \quad (4-46)$$

4-4b ثابت انحلال كاما . Decay constant for gamma decay.

ان انحلال كاما لاي نواة متهيجة يحتاج الى فترة زمنية معينة وكما هو الحال بالنسبة للذرات المتهيجة . ان انصاف اعمار الذرات المتهيجة يكون عادة في حدود 10^{-8} ثانية في حالات وجود فجوة متكونة عن انبعاث الكترون من احدى المستويات الداخلية للذرة . ان الحالات النووية المتهيجة تكون لها انصاف اعمار بالنسبة لعملية انبعاث فوتونات كاما تتراوح ما بين 10^{-16} ثانية الى ما يزيد عن 100 سنة .

ان انصاف الاعمار هذه يمكن تقديرها نظرياً وبصورة تقريبية بناء على اعتبارات شبه كلاسيكية . فيستعمل معادلات ماكسويل يمكن اثبات ان اي شحنة e ممثلة بنقطة وواقعة تحت تأثير تعجيل فانها سوف تشع اشعاعات كهرومغناطيسية/ويكون مقدار الاشعاع المنبعث في وحدة الزمن وبالوحدات الكهروستاتيكية هو :-

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2a^2}{3c^3} \quad (4-47)$$

حيث $a = (a_x^2 + a_y^2 + a_z^2)^{1/2}$ وهو عبارة عن تعجيل الشحنة . ان هذه المعادلة لا تطح اذا كان لدينا توزيع للشحنة على جسم ذي ابعاد معينة لانه في هذه الحالة يجب اخذ تأثير التداخلات بنظر الاعتبار . ولاجل بناء نموذج بسيط لعملية الانبعاث فاننا يمكن ان نتصور ان الشحنة التي تقوم بالاشعاع (الالكترتون في الذرة او البروتون في النواة) تتذبذب بحركة توافقية بسيطة

$$x = x_0 \cos \omega t \quad (4-48)$$

وكذلك الحال بالنسبة الى y و z . كما انه من المقول ايضاً ان نختار سعة كل

من هذه الحركات بحيث

$$x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 \approx R^2 \quad (4-49)$$

حيث R هو نصف قطر الذرة او النواة وبذلك تصبح

$$a \approx R\omega^2 \cos \omega t \quad (4-50)$$

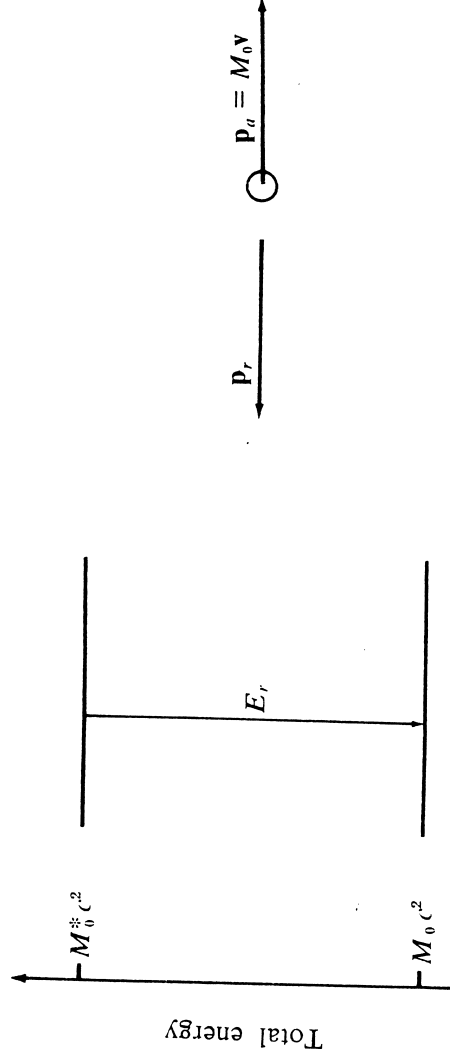
تلعب ادواراً اساسية ومهمة في حساب احتمال حدوث الانحلال وسوف ندرس هذه الناحية بعد شرح موجز لحساب الطاقات

4-4a حساب الطاقات في انحلال كاما . Energetics of gamma decay.

لو افترضنا ان كتلة السكون للنواة الام هي M_0^* وكتلة النواة الوليدة هي M_0 فان تطبيق قوانين حفظ الطاقة والزخم تعطي

$$M_0^*c^2 = M_0c^2 + E_r + T_a \quad (4-43)$$

$$0 = p_r + p_a \quad (4-44)$$



(a)

(b)

الشكل 4-4 . انحلال كاما للنواة . (a) مخطط مستويات الطاقة . (b) رسم الزخم حيث p_r هي زخم وطاقة اشعاع كاما .

ويمكننا اعتبار سرعة الارتداد للنواة قليلة بحيث يمكننا استخدام المعادلات غير

النسبية لحساب T_a .

$$T_a \approx p_a v \quad (4-45)$$

$$p_a \approx p_r$$

$$T_a = \frac{p_a^2}{2M_0}$$

$$= \frac{p_r^2}{2M_0}$$

$$= \frac{E_r^2}{2M_0c^2}$$

ومع أن الأعمار النصفية الذرية هي بالتأكيد مقاربة للقيمة المحسوبة اعلاه وكذلك هي الحالة مع بعض الأعمار النصفية النووية التي قد تكون قصيرة كما هو متوقع إلا أن التباين الواسع في الأعمار النصفية النووية بالنسبة للانحلال كما يؤدي بنا الى ملاحظة أن هناك تأثيرات أخرى مهمة لم تدخل حساباتنا في المعادلة (53 - 4)

4 - 4c تأثيرات ميكانيك الكم Quantum-mechanical effects.

لقد اوضحنا سابقاً بأنه وعند دراسة المجموعات الذرية والنوية فان موضع اي جسم من الجسيمات هو اصطلاح غير كامل المعنى حيث أن هذا الموضع لا يمكن ايجاده بدون احداث تغيير معين في المجموعة (قاعدة الال تحديد لها نيرينرك) ولذلك فان الكمية التي يمكن ايجادها هي احتمال تواجد الجسم داخل عنصر الحجم $dx dy dz$ او بمعنى آخر $\Psi^* \Psi dx dy dz$ وقد بينا في البند 2 - 2 ان هذه الكمية لا تعتمد على الزمن في حالة كون الجهد غير معتمد على الزمن أيضاً

ان قيام مجموعة معينة ببعث الاشعاع الكهرومغناطيسي يعني أنها معرضة الى جهد معتمد على الزمن وهذا الجهد يتكون من تأثيرات المجالات الكهربائية والمغناطيسية التذبذبة والتي تصبح المجموعة ككل مغمورة فيها ولهذا فان الكمية $\Psi^* \Psi$ سوف لا تبقى غير معتمدة على الزمن (لاحظ المعادلة (34 - 4) . ان استخدام حسابات ميكانيك الكم لدراسة عملية الانبعاث وعلى اعتبار أن المجموعة الابتدائية هي i والمجموعة النهائية هي f يدل على انه يجب استبدال الاحداثي x

في المعادلة (48 - 4) بما يسمى بعنصر مصفوفة الانتقال *transition matrix element*

$$\int \Psi_f^* x \Psi_i dx dy dz + c.c. = \left[\int \Psi_f^* x \Psi_i dx dy dz \right] e^{i(E_f - E_i)t/\hbar} + c.c. \quad (4 - 54)$$

حيث تم تطبيق الشرط $\hbar\omega = E_i - E_f$ وبذلك يصبح x_{fi} هو الاصطلاح المختصر لعنصر مصفوفة الانتقال غير المعتمد على الزمن *matrix element* (time-independent) وهو المقدار الموجود داخل القوس . ان الحروف c.c. تعني المرافق المعقد complex conjugate للكمية التي تسبقها وبذلك فان معادلة احتمال حصول الانتقال المشابهة للمعادلة (53 - 4) تصبح :-

$$\lambda_f = \frac{4e^2(|x_{fi}|^2 + |y_{fi}|^2 + |z_{fi}|^2)E_f^3}{3\hbar^4 c^3} \quad (4 - 55)$$

وبالتعويض في المعادلة (47 - 4) فاننا نحصل على اشعاع الطاقة محسوباً على عدة ذبذبات .

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{ave} \approx \frac{e^2 R^2 \omega^4}{3c^3} \quad 4 - 51$$

$$\text{since } (\cos^2 \omega t)_{ave} = \frac{1}{2} \quad \text{وذلك لان}$$

ومع ان هذه المعادلة قد تم اشتقاقها من معادلات كلاسيكية الا انه يجب ان نأخذ بنظر الاعتبار ان الاشعاع الكهرومغناطيسي قد تم انبعاثه بشكل فوتونات ولأجل الانتقال من النظرية الكلاسيكية الى ميكانيك الكم فاننا يمكن ان نتصور بان كل فوتون قد تم انبعاثه خلال فترة زمنية τ ولذلك فان معدل سرعة انبعاث الطاقة هو :

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{ave} = \frac{\hbar\nu}{\tau} \quad (4 - 52)$$

حيث اننا نربط τ بمعدل عمر انحلال λ_f كما $\tau = 1/\lambda_f$ راجع المعادلة (8 - 4) (ويجب عدم الخلط بين طول الموجة λ_f للاشعاع الكهرومغناطيسي وثابت الانحلال λ_f) وبالتعويض في المعادلة (51 - 4) وملاحظة ان $\omega = 2\pi\nu$ نحصل على

$$\lambda_f \approx \frac{e^2 R^2 E_f^3}{3\hbar^4 c^3} \quad (4 - 53)$$

ويلاحظ بان كتلة الجسيم المشع لا تدخل في هذه المعادلة وبتطبيق هذه المعادلة على الذرة $(R \approx 10^{-8} \text{ cm})$ والتي تشع فوتون ذا طاقة 1-ev وعلى نواة تشع فوتون طاقته 1-Mev نجد انه وفي حالة الذرة

$$\lambda_f \approx \frac{(4.80 \times 10^{-10})^2 (10^{-8})^2 (1.60 \times 10^{-12})^3}{3(1.05 \times 10^{-27})^4 (3 \times 10^{10})^3} \approx 10^6 \text{ sec}^{-1}$$

$$t_{1/2} \approx 7 \times 10^{-7} \text{ sec}$$

وبالنسبة للنواة :-

$$\lambda_f \approx \frac{(4.80 \times 10^{-10})^2 (5 \times 10^{-13})^2 (1.60 \times 10^{-6})^3}{3(1.05 \times 10^{-27})^4 (3 \times 10^{10})^3} \approx 2 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}$$

$$t_{1/2} \approx 3 \times 10^{-16} \text{ sec}$$

والآن فانه من المهم دراسة بعض خواص عنصر المصفوفة

$$x_{fi} = \int \psi_f^* x \psi_i dx dy dz \quad (4-56)$$

ان الخاصية الاولى لعنصر المصفوفة وباعتباره كمية فيزيائية يمكن قياسها هي كونه لا يعتمد على الاحداثيات المستخدمة بل يجب أن تكون له نفس القيمة في احداثيات اليمين أو اليسار بعبارة أخرى فانه يجب أن لا يتغير بتأثير عامل التناظر parity operation (البند 2-2h). $z \rightarrow -z$, $y \rightarrow -y$, $x \rightarrow -x$ فإذا كانت كل من الحالة الابتدائية x والحالة النهائية f لهما نفس التناظر (راجع البند 2-2h) فاننا ومن المعادلة (4-56) نجد أن :-

$$x_{fi} \rightarrow -x_{fi} \quad (4-57)$$

بعد تأثير التناظر ولهذا فانه ولاجل تحقيق هذه العلاقة فان يجب أن يكون صفراً والشئ نفسه ينطبق على y_{fi} و z_{fi} وبهذا تكون $\lambda_f = 0$ حسب المعادلة (4-55)

(4-58) ان هذا الشرط يمثل اول قواعد الاختيار selection rule.

إن قواعد الاختيار بصورة عامة هي عبارة عن الشروط الضرورية لحدوث عملية ما وفي هذه الحالة فان الشرط هو أن الحالتين i و f يجب أن يكون لهما تناظرات مختلفة لاجل حصول انحلال كاما والتي يحددها عنصر المصفوفة (4-56) بهذا (لانه وفي هذه الحالة سوف يصبح $x_{fi} \rightarrow x_{fi}$ بتأثير التناظر ولو سمينا التناظر π فان الشرط يصبح

$$\pi_i = -\pi_f \quad (4-58)$$

لقد ظهر انه حتى اذا كانت تناظرات f و i متعاكسة فان عنصر المصفوفة (4-56) سوف يبقى مساوياً للصفر الا اذا كانت متجهات الزخم الزاوي I_i و I_f مختلفة عن بعضها اتجاهياً بمقدار وحدة اتجاهية للزخم الزاوي (بوحدة \hbar طبعاً) اي أن

$$I_i - I_f = 0 \text{ forbidden} \quad \text{with } I_f = I_i = \pm 1 \text{ or } 0 \quad (4-59)$$

إن شرط وجود تغير في الزخم الزاوي اثناء عملية الانبعاث يمكن فهمه بواسطة المبادئ الكلاسيكية. ان من الممكن اثبات أن الاشعاعات الكهرومغناطيسية المنبعثة عن شحنة متذبذبة من النوع (4-48) تحصل عند انبعاثها زخماً زاوياً وهذا يعني انه في حالة امتصاص هذا الاشعاع بواسطة كرة مفرغة ذات قابلية امتصاص تامة توجد في مركزها الشحنة المتذبذبة فان هذه الكرة سوف تكتسب زخماً زاوياً. إن

الحسابات الكلاسيكية البنية على معادلات ماكسويل تدل على أن المجموعة المشعة تخسر زخماً زاوياً بصورة مستمرة الا أن حسابات ميكانيك الكم تظهر أن التغير في الزخم الزاوي يجب أن يحصل على خطوات منقطعة (نفس الفرق يظهر في عملية اشعاع الطاقة (لاحظ المعادلة 4-52))

4-4d تصنيف الانحلالات كما Classification of gamma decays.

يظهر لنا من المناقشة السابقة انه لا يمكن حدوث انحلال كاما بين مستويات الطاقة النووية الا اذا كانت هذه المستويات تحقق شروطاً ضيقة (4-58) و (4-59). ان اشتقاق هذه الشروط جاء معتمداً على الاعتبار القائل بان الاشعاع الكهرومغناطيسي يتولد من نقطة مشحونة في حالة حركة. ان النواة في الحقيقة هي عبارة عن توزيع متوسع للشحنة يجري داخله تيار يتولد عن الحركة المدارية والحركة البرمية للنوكليونات ولهذا فان المجالات الكهربائية والمغناطيسية المتولدة اثناء التحول هي اكثر تعقيداً بكثير مما يظهر من المعادلة (4-47)

إن توزيع تيار الشحنات يمثل في حسابات الفيزياء الكلاسيكية بشكل حاصل جمع عزوم متعددات الاقطاب multipole moments لكل منها ابعاد معينة. إن الشحنة المستقرة e_i مثلاً والموجودة في نقطة (x_i, y_i, z_i) فيها عزوم متعددات الاقطاب تكون لها الابعاد $\sum e_i x_i^L$ للعزم الذي رتبته L فمثلاً اذا كانت $L=0$ فان $\sum e_i$ هو عبارة عن الشحنة الكلية. واذا كانت $L=1$ فان $\sum e_i x_i$ هو عبارة عن عزم ثنائي القطب dipole moment للمجموعة واذا كان الجسم يحمل عزماً مغناطيسياً ايضاً بالاضافة الى الشحنة فاننا يمكن ان نمثل التوزيع المغناطيسي بدلالة عزوم متعددات الاقطاب المغناطيسية

إن كل متعدد اقطاب سوف يشع اثناء تذبذب الشحنة مجالاً كهربائياً ومغناطيسياً خاصاً (عدا العزم الذي يمثل $L=0$ ويمكن تصنيف المجالات التي يتم اشعاعها اولاً بالاعتماد على مرتبة العزم وثانياً بالاعتماد على تأثير التناظر ويجري الحديث عادة عن اشعاع متعدد الاقطاب الكهربائي والمغناطيسية على الرغم من عدم وجود علاقة تناظر بسيطة بين هذا النوع من الاشعاع وبين مجالات متعددات الاقطاب المستقرة. ان الاشعاع الناتج عن ثنائي القطب كالذي اعتبرناه في المعادلة (4-48) مثلاً يكون محتوياً على مجال كهربائي تتغير اشارته بتأثير التناظر بينما لا يتغير ذلك في الاشعاع المغناطيسي الناتج عن اهتزاز حلقة تحتوي على تيار كهربائي (لاحظ الشكل 4-5)

$$I_1 = I_r + L_r \quad (4-61)$$

إن تغير التناظر يعتمد مباشرة على L_r حيث

$$\pi_r = (-1)^{L_r} \quad (4-62)$$

لإشعاع متعدد القطب الكهربائي

$$\pi_r = (-1)^{L_r}$$

الجدول 4-1 تصنيف اشعاعات كاما

Name	Abbreviation	L_r	π_r
Electric dipole	E1	1	-1
Magnetic dipole	M1	1	$+1$
Electric quadrupole	E2	2	$+1$
Magnetic quadrupole	M2	2	-1
Electric octupole	E3	3	-1

الجدول 4-2 امثلة على انحلالات كاما

Initial state†	Final state	Predominant decay mode
2^+	0^+	$E2^+$
1^+	0^+	$M1^+$
$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^+$	$E1^+$
2^+	2^+	$M1$
$\frac{9}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$	$M4$
0^+	0^+	no gamma decay

† The total angular momentum and parity of each state is given.

‡ Only possible decay mode for this transition.

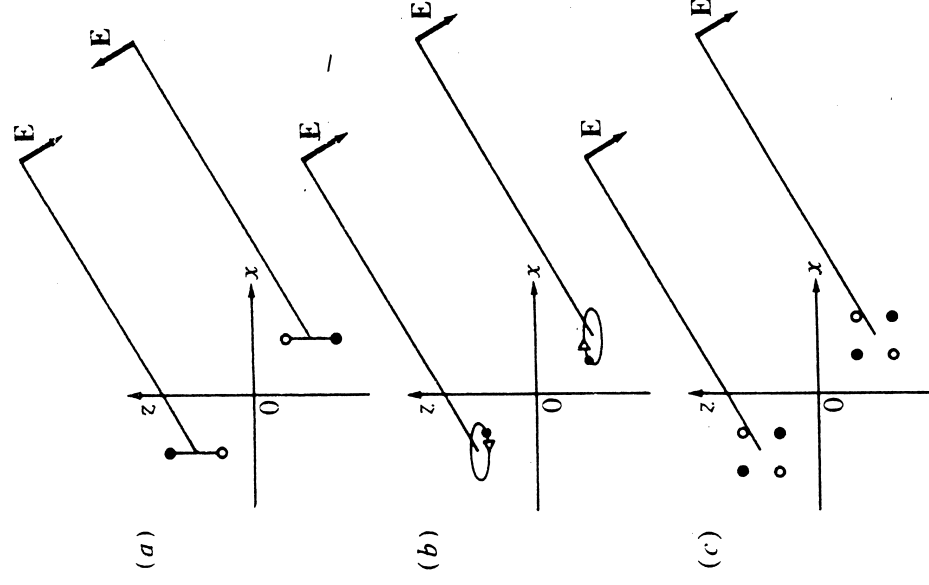
إن الجدول 4-1 يبين تصنيف بعض الانواع الشائعة من الاشعاعات ونلاحظ أن الاشعاع الذي ورد ذكره في البند 4-4c هو من النوع $E1$ وعلى الرغم من أن هذا التصنيف قد يبدو معقداً بعض الشيء إلا أنه يمكن ادخال تبسيط كبير عليه بسبب أنه لا يوجد هناك أكثر من نوع واحد أو نوعين من الاشعاعات عادة على أقصى تقدير في التحلل تكون هي المهمة وذلك لان العلاقة التي تعطي احتمال حصول انحلال كاما :-

$$\lambda_\gamma = \lambda_\gamma(E1) + \lambda_\gamma(M1) + \lambda_\gamma(E2) + \dots \quad (4-63)$$

وعلى الرغم من أنه في نظريات الاشعاع الكلاسيكية لا وجود لخاصية التناظر وليس لها اية اهمية معينة الا أنه بالتأكيد وعند حدوث الاشعاع الكهرومغناطيسي عن متعدد قطب في حالة ابتدائية i الى حالة نهائية f فإنه ينتج عنه تغير من التناظر π_r فإنه حسب قانون حفظ التناظر يكون لدينا :-

$$\pi_i = \pi_r \pi_f \quad (4-60)$$

لقد لوحظ عملياً عند دراسة الانحلالات الكهرومغناطيسية فإن هذه القاعدة تنطبق انطباقاً تاماً وإلى درجة عالية من الدقة كما وجد أيضاً وباستخدام ميكانيك الكم أن أي متعدد اقطاب رتبته L_r سوف يشع اشعاعاً زخمه الزاوي هو $L_r \hbar$



شكل 4-5 تأثير التناظر على المجال الكهربائي E الذي ينتج حسب النظرية الكلاسيكية (a) عن ثنائي القطب الكهربائي (b) ثنائي القطب المغناطيسي (c) رباعي القطب الكهربائي ولهذا فإن تطبيق قانون حفظ الزخم الزاوي سينتج عنه

تحتوي على حدود كثيرة يجري التخلص منها باستخدام قواعد الاختيار (4-60) و (4-61) في نفس الوقت الذي يكون فيه الحد الذي يمثل أقل رتبة لمتعدد القطب من الحدود المتبقية أكبر بمقدار 100 إلى 10000 مرة . إن الجدول (4-2) يمثل تطبيق قواعد الاختيار (4-61) و (4-62) على بعض الأمثلة المحددة

إن التقديرات النظرية لثوابت الانحلال لا يمكن اعتبارها أكثر من أن تكون تقريبية وذلك لأن دالة الموجة للنواة والتي تدخل من حساب عناصر مصفوفة الانتقال في المعادلة (4-56) معروفة بصورة تقريبية فقط . إن الحسابات التي قام بها دايكوف لحالة انتقال بروتون واحد من الحالة الأصلية s ولنواة نصف قطرها R قد دلت على أن

$$\lambda_\gamma(EL_r) \approx S \frac{e^2}{\hbar \lambda_r} \left(\frac{R}{\lambda_r} \right)^{2L_r} \quad (4-64)$$

$$\lambda_\gamma(ML_r) \approx 10 \left(\frac{\hbar}{M_p c R} \right)^2 \lambda_\gamma(EL_r) \quad (4-65)$$

حيث M_p هي كتلة البروتون S هو معامل احصائي بحيث

$$S = \frac{2(L_r + 1)}{L_r [1 \times 3 \times 5 \cdots (2L_r + 1)]^2} \left(\frac{3}{L_r + 3} \right)^2 \quad (4-66)$$

و λ_r هي طول موجة الإشعاع الكهرومغناطيس مقسوماً على 2π وباستخدام المعادلة (4-2) فإن

$$\lambda_r(\text{in F}) = \frac{197}{E_r(\text{in Mev})} \quad (4-67)$$

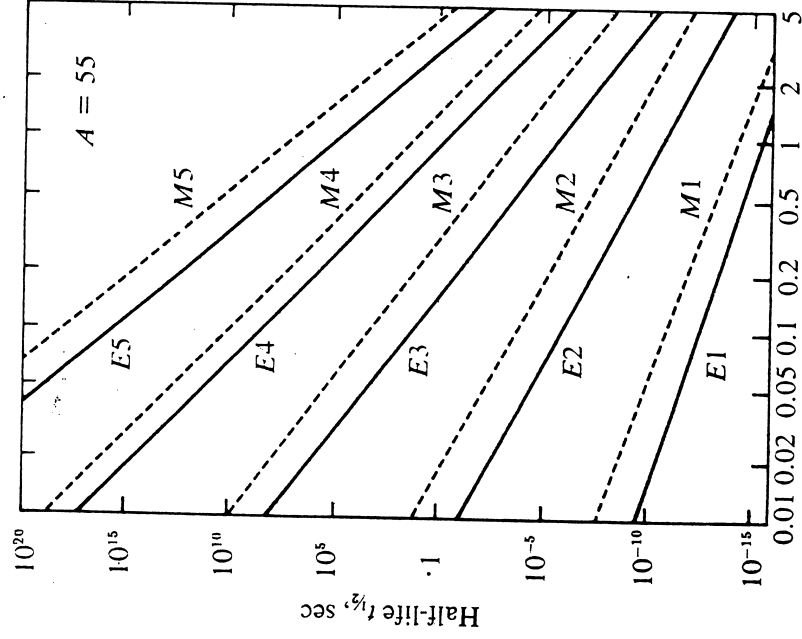
وبهذا تكون قيم R/λ_r في حدود 1/40 إعادة $E_r = 1 \text{ Mev}$ و $R = 5 \text{ F}$ وبهذا وحتى في حالة إهمال تأثير العامل S فإن متعددات القطب التي تختلف في المرتبة بمقدار واحد تكون مختلفة بنسبة 10^{-3} في سرعة انحلالاتها . إضافة إلى ذلك فإن تأثير العامل S يعطي اختلافاً بنسبة 10^{-2} بين كل رتبة والرتبة التي تليها وباعتبار أن $R = 1.2 A^{1/3} \text{ F}$ فإن

$$\lambda_\gamma(ML_r) \approx 0.3 A^{-3/2} \lambda_\gamma(EL_r) \quad (4-68)$$

وبهذا فإن الإشعاع الناتج عن متعددات الاقطاب القنطاطية يكون أقل من نظيره الناتج عن متعددات الاقطاب الكهربائية ذات المرتبة نفسها وتجب ملاحظة أن هذين النوعين من الانحلال لا يحدثان معاً مطلقاً وذلك بسبب اختلاف تناظراتها حسب المعادلة (4-62)

إن الشكل (4-6) يبين رسم العلاقات (4-64) و (4-65) لنواة فيها $A = 55$ ويبدو أنه عندما تكون $L_r = 1$ فإن المعادلة (4-64) تكون مطابقة للناتج التي تعطيها العلاقة الكلاسيكية (4-53) . إن من الممكن استخدام العلاقات (4-64) و (4-65) لحساب سمك انحلال كما (البند 4-43) وعندما تكون Γ_γ بوحدات ev و E_r بوحدات Mev فإن

$$\begin{aligned} \Gamma_\gamma(E1) &= 0.068 E_r^3 A^{3/2} \\ \Gamma_\gamma(M1) &= 0.021 E_r^3 \\ \Gamma_\gamma(E2) &= 4.9 \times 10^{-8} E_r^5 A^{3/2} \\ \Gamma_\gamma(M2) &= 1.5 \times 10^{-8} E_r^5 A^{3/2} \\ \Gamma_\gamma(E3) &= 2.3 \times 10^{-14} E_r^7 A^2 \end{aligned} \quad (4-69)$$



الشكل 6-4 نصف عمر انحلال كما الناتج عن متعددات الاقطاب حسب تقدير دايكوف (4-64) و (4-65) لنون تكون فيها $A = 55$

Gamma-ray energy E_r , Mev

(4 - 71)

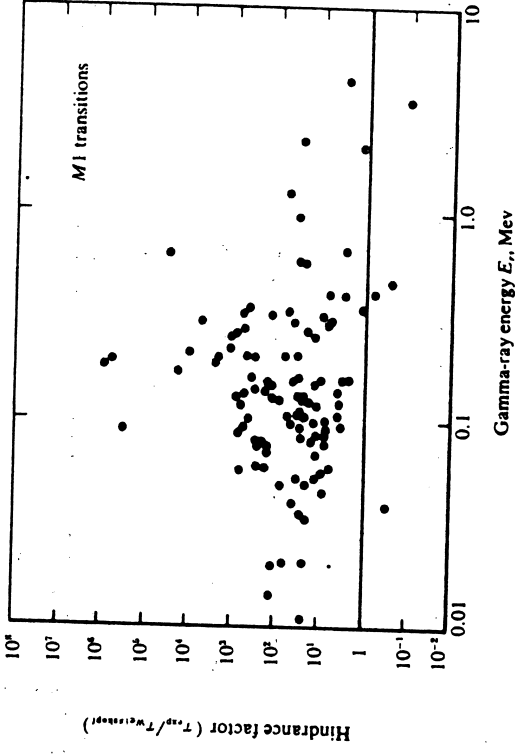
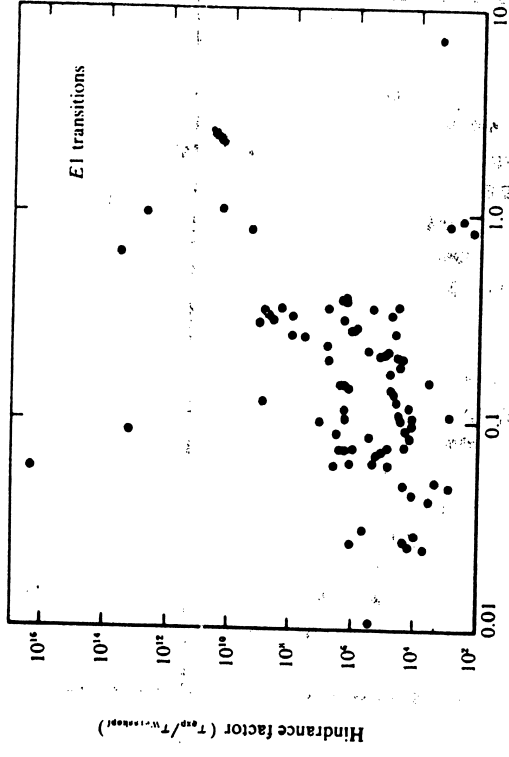
$$\lambda_{tot} = \lambda_\gamma + \lambda_e$$

حيث λ_e هي احتمال التحلل عن طريق التحول الداخلي و λ_γ هي كما تم تقديرها في البند السابق. ان λ_e يمكن تحليلها الى مكونات هي :

(4 - 72)

$$\lambda_e = \lambda_K + \lambda_L + \lambda_M + \dots$$

وذلك اعتماداً على اصل الالكترون المنطلق من المستويات K او L او M



الشكل 4 - 7

مقارنة بين القيم العملية والمتوقعة حسب معادلة دايكوف (المعادلات (4 - 64) و (4 - 65) - (4) لمعدل العمر في انحلال كاما وعلاقة هذه الكميات بطاقة اشعة كاما. ان النسبة بين القدارين تسمى بعامل المنع. ان الرسم الاعلى هو لانحلال E1 بينما الرسم الاسفل هو لانحلال E2

ان الاشكال 7 - 4 و 8 - 4 تعطي مقارنة بين بعض النتائج العملية لمعدل العمر τ وبين نتائج حسابات وايكوف (64 - 4) و (65 - 4) ويظهر ان معدل العمر الحقيقي يزداد عما جاء في حسابات وايكوف. ان شذوذا واحدا يظهر وهو يمثل المجموعة التكونة من انحلال E 2 والتي يبدو انها ذات نصف عمر اقل مما هو متوقع للحالات التي يكون فيها عدد النيوكليونات واقما ما بين القشرات المغلقة ويمكن فهم هذا التصرف على اساس النموذج التجميعي للنواة (البند d 5 - 2) ذلك لان النواة المتذبذبة والتي تدور حول نفسها تتضمن حركة متسقة لعدد من النيوكليونات ولهذا فان المعادلة (64 - 4) يجب ان تحتوي على العامل $(ne)^2$ بدلا e^2 وتمثل n عدد النيوكليونات المؤثرة والمتحركة اتساقيا. ان هناك طرقا اخرى لتوضيح تأثير الاتساق وبالتحديد فان انحلال E2 لنواة غير كروية مثلا يمكن ان يرتبط بعزم رباعي قطب مستقر.

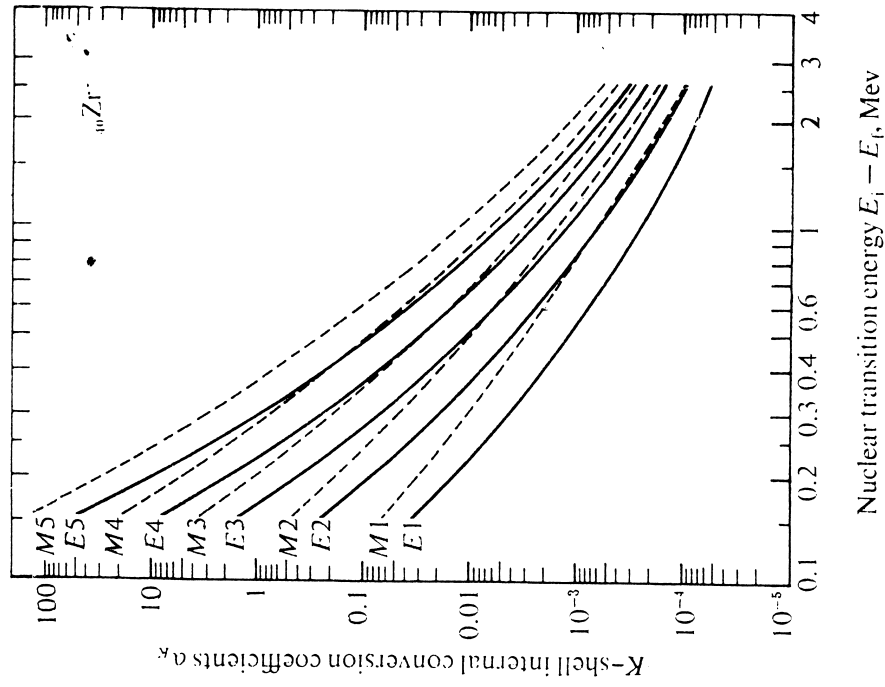
4 - 4e التحول الداخلي. Internal conversion.

ان المجالات الكهربائية والمغناطيسية التي تتكون في النواة لفترات قصيرة جدا عندما يحاول احد النيوكليونات او اكثر اعادة تنظيم نفسه داخل النواة عند الانتقال من حالة ابتدائية الى حالة نهائية يمكن ان يؤدي الى عملية انتقال من نوع آخر قسمها بالتحول تسمى بالتحول الداخلي. ان الطاقة النووية $E_i - E_f$ تنتقل في هذه العملية مباشرة الى احد الالكترونات الذرية والذي سوف يقذف بطاقة حركية مقدارها

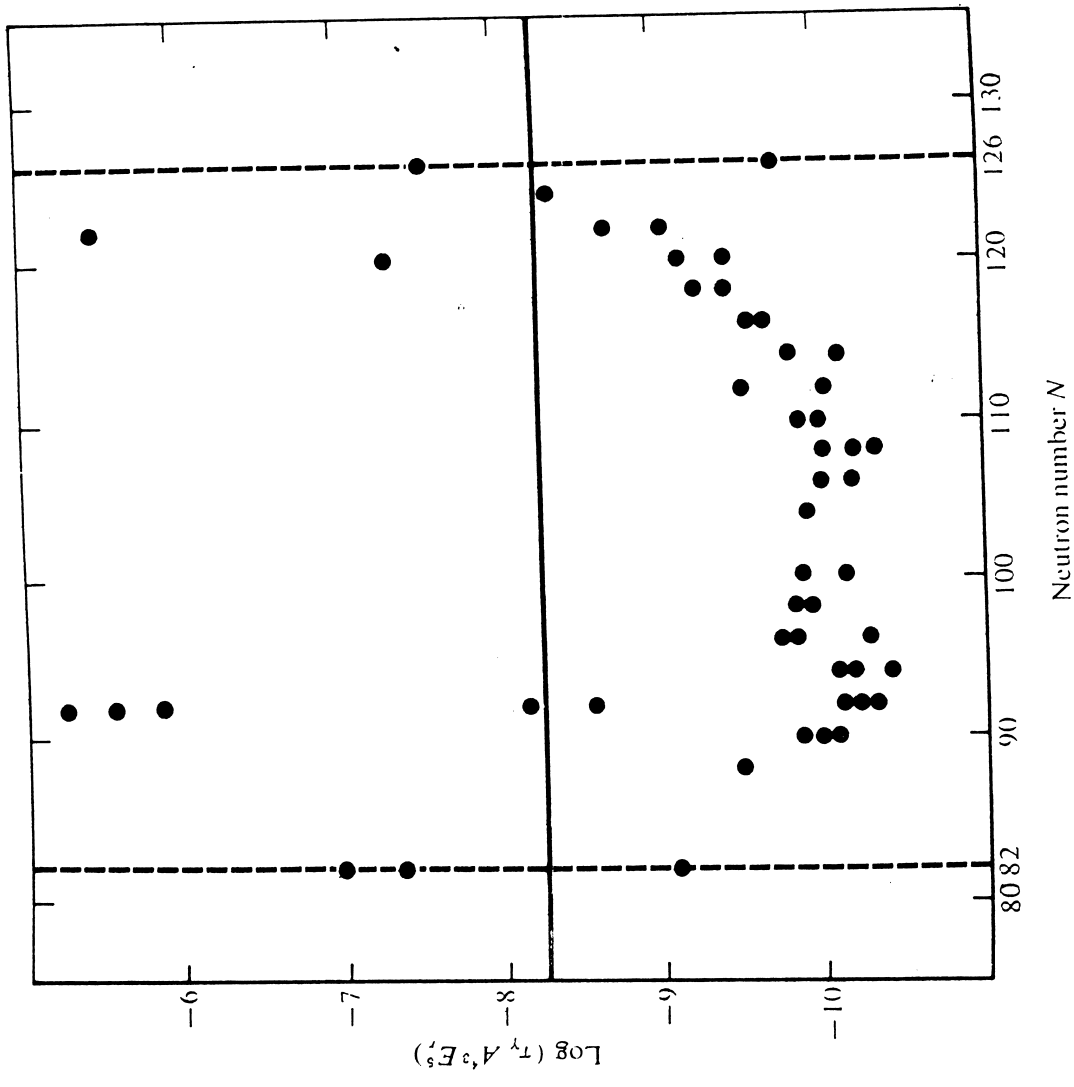
$$T_e = E_i - E_f - E_B \quad (4 - 70)$$

حيث تمثل E_B طاقة ارتباط الالكترون بمستوى الطاقة الذري الذي كان الالكترون يحتله قبل قذفه (تم اهمال طاقة ارتداد الذرة في هذه المعادلة) ومع ان المعادلة (70 - 4) مشابهة للمعادلة (39 - 3) للتأثير الكهروضوئي الخارجي الا ان التحول الداخلي لا يمكن اعتباره عملية تأثير كهروضوئي داخلية بل هو عملية اضافية تستطيع النواة بواسطتها التخلص من طاقة التهيج الموجودة فيها الى جانب عملية انحلال كاما وذلك لان التحول الداخلي ينتج عن مجال كولوم الذي يتغير مع الزمن داخل النواة والذي يكون اتجاهه باتجاه متجه نصف القطر بينما ينتج تحلل كاما عن مجالات كهربائية ومغناطيسية في الاتجاه المستعرض ان مركبات المجال مختلفة في الحالتين ولذلك فان هاتين الظاهرتين تكونان غير معتمدتين على بعضهما ولذلك فان ثابت الانحلال الكلي للنواة هو

حقيقة انه ولفرق معين في الطاقة $E_i - E_f$ ولعدد ذري معين Z فان معامل التحول يعتمد بصورة حساسة جداً على نوع متعدد الاقطاب الذي ينتج عنه انحلال كما لتلك النواة. ان هذا الاعتماد يكون تصاعدياً بالنسبة لكل من L_i و Z وتنازلياً بالنسبة الى $E_i - E_f$. ان الشكل 9-4 يبين بعض القيم الشائعة لمعامل تحول K الداخلي $\alpha_K = \lambda_K / \lambda_\gamma$



الشكل 9-4 معامل التحول الداخلي لمستوي K لنواة فيها $Z = 40$ بدلالة طاقة الانتقال ومع ان انحلال كما بين حالتين كليهما تحلمان البرم والتناظر $0^+ \rightarrow 0^+$ غير مسموح به مطلقاً الا ان التحول الداخلي في هذه الحالة يمكن ان يحدث. ان التحول من النوع $0^- \rightarrow 0^+$ يمكن ان يحصل بانبعث فوتونين ولكنه لم يتم الكشف عملياً عن هذا النوع من الانحلال لحد الان.



الشكل 8-4 معدل العمر المختزل لانحلال كما الناتج عن رباعي القطب الكهر بائي بدلالة عدد النيوترونات ان توقع هايسكوف ميبين بالخط الافقي.

ويمكن التمييز بين هذه الانحلات عملياً بواسطة الطاقات المختلفة للالكترونات النبعثة.

ومع ان حسابات القيمة المطلقة لثابت التحول الداخلي λ_e تلاقي الصعوبات نفسها التي تعاني منها حسابات ثابت انحلال كما λ_γ الا ان النسبة $\frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \alpha$ (4-73)

والتي تسمى بمعامل التحول يمكن حسابها بدقة تصل الى ثلاثة مراتب عشرية. ان فائدة التحول الداخلي بالنسبة لدراسات التركيب النووي تكمن في

ان التحول الداخلي يكون دائماً مصحوباً بعملية ثانوية اخرى وذلك لان الذرة تبقى في حالة تهيج ذات طاقة $E_{H\alpha}$ وهذه الطاقة يمكن ان تنبعث بشكل اشعة او الكترونات او كـ Auger electrons (راجع البند 4 - 3). ان الانتقال بطاقات $E_i - E_f \geq 2m_0c^2$ حيث m_0 هي كتلة السكون للالكترون يمكن ان يحصل ايضاً بخلق زوج الالكترون - بوزترون وكما هي الحال في التحول الداخلي فان تكوين الزوج الداخلي هو نوع اخر من التحلل يتكون من انتقال مباشر لطاقة الانحلال الى الكترونات ذات طاقة خيالية سالبة (راجع الشكل 23 - 3). ان احتمال حدوث هذه العملية هو حوالي 10^{-3} مرة اقل من احتمال حدوث انحلال كما انه في الحالة $0^+ \rightarrow 0^+$ فان هذا النوع من التحول يمكن ان يكون اكبر بكثير من احتمال التحول الداخلي اذا كانت طاقة الانتقال كبيرة بما فيه الكفاية.

4 - 4f المعلومات عن التركيب النووي من الانحلالات كما Nuclear structure information from gamma decay.

ان دراسة انحلال كما يزيد من فائدة النماذج النووية وبالذات نموذج القشرة ذات الجسيم الواحد والذي يوفر لنا مبادئ تقودنا الى فهم احتمالات الانحلال وبما ان الانحلال يتحدد بواسطة مقدار الالتحام بين دالتي الموجة الابتدائية والنهائية (راجع المعادلة 56 - 4) مثلاً فان دراسة التفصيلات الدقيقة لدالة الموجة تظهر اهميتها. ان هذه التفصيلات ليست واضحة تماماً في الوقت الحاضر وتشكل اساساً لبحوث اضافية. لقد امكن في بعض الحالات القليلة والتي يكون فيها عدد النيوكليونات اقل من عددين سحريين ان تتطابق القيم المحسوبة والعملية لثوابت الانحلال وكذلك فان احتمالات الانتقال بين الحالات الدورانية في النوى الدائمية التشوه (البند 5d - 2) مفهومة بصورة جيدة.

5 - 4 انحلال الفا ALPHA DECAY

ان دراسات نشاط الفا الاشعاعي قد بدأت منذ فترة زمنية طويلة وذلك لان المواد المشعة الموجودة في الطبيعة والتي ادت الى اكتشاف النشاط الاشعاعي (بشكل 1896 Becquerel) قد كانت من المواد المشعة لاشعة الفا (كوري وريفرورد) اما من وجهة نظر التركيب النووي فان انحلال الفا يعتبر انحلالاً جسيماً لأحد المستويات النووية الخيالية المستقرة (الشكل 29 - 2) ويمثل كذلك نموذجاً

اولياً لهذه الظاهرة وسوف نصادف هذا النوع من الانحلالات في دراستنا للتفاعلات النووية (البند 5 - 5) كما سنوضح في ادناه. فان اكثر النوى التي تكون فيها A اكبر من 150 تكون غير مستقرة تجاه انحلال الفا اما بالنسبة للنوى الاخف فان احتمال حصول انحلال الفا لها قليل جداً. ان ثابت الانحلال يقل راسياً مع انخفاض طاقة الانحلال وعندما تقترب A من 150 فان طاقة الانحلال تصبح عملياً مساوية للصفر (الشكل 11 - 4) وان النوى التي تكون فيها $N = 82$ تمثل حالة خاصة وذلك لان تأثير القشرة يوفر طاقة انحلال اضافية

ان هناك عدة خواص تبدو واضحة من خلال المعلومات العملية المتوفرة عن انحلال الفا منها اولاً ان اعتماد طاقة الانحلال على A او (Z و N) يكون منتظماً فيما عدا القيم التي تمثل اعداداً سحرية وهذه الخواص مشابهة لما هو متوقع من القانون شبه التجريبي للكتلة (البند 4 - 2) وثانياً فان النوى التي تكون لها قيمة معينة للعدد الذري Z فان نصف العمر هو عبارة عن دالة مستمرة لطاقة الانحلال خصوصاً بالنسبة للنوى الزوجية - الزوجية وهذه العلاقة تعكس طبيعة عملية الانحلال ثالثاً ان طيف جسيمات الفا يعطي الكثير من المعلومات عن ترتيب المستويات في كل من النواة الام والنواة الوليدة.

5a - 4 حساب الطاقات في انحلال الفا. Energetics of alpha decay.

اذا كانت كتلة النواة الام P في انحلال الفا هي M_P وكتلة النواة الوليدة D هي M_D فان تحقيق قوانين حفظ الطاقة والزخم يفرض علينا (بملاحظة الشكل 10 - 4)

$$\begin{aligned} M_P c^2 &= M_D c^2 + T_D + T_\alpha \quad (4-74) \\ 0 &= p_D + p_\alpha \quad (4-75) \end{aligned}$$

حيث M'_α = كتلة جسيم الفا.

T_α و p_α = الزخم والطاقة الحركية لجسيم الفا.

T_D و p_D = الزخم والطاقة الحركية للنواة الوليدة المرتدة.

$$= \frac{M_\alpha}{M_D} T_\alpha \quad (4-79)$$

ان طاقة ارتداد النواة لا يمكن اهمالها في هذه الحالة كما هي الحال في انحلال
كاما وبالتعويض من المعادلة (4-79) في المعادلة (4-77) نحصل على :

$$Q_\alpha = \frac{M_D + M_\alpha}{M_D} T_\alpha \quad (4-80)$$

$$\approx \frac{A}{A-4} T_\alpha$$

حيث تمثل A العدد الكتلي للنواة الأم . ان الطاقة الحركية لجسيم الفا تكون
دائماً اقل من طاقة الانحلال Q_α .

يتضح لنا مما سبق أن انحلال الفا لا يمكن أن يحدث الا اذا كانت قيمة Q_α
موجبة وبمراجعة المعادلة (119-2) والتي تعطي تعريف طاقة الفصل لجسيم الفا
 S_α والمعادلة (4-78) يتضح لنا بان .

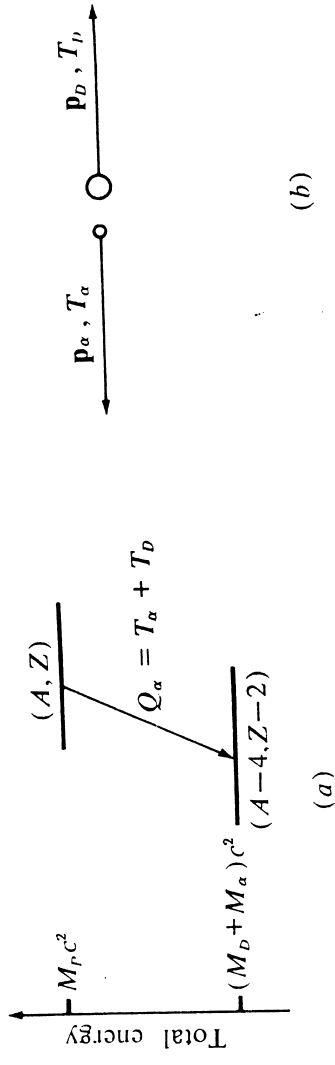
$$Q_\alpha = -S_\alpha \quad (4-81)$$

ولهذا فانه يمكن الربط بين Q_α وطاقات الارتباط الكلية للنوى وذلك
باستخدام المعادلة (121-2)

$$Q_\alpha = B_{\text{tot}(D)}(A-4, Z-2) + B_{\text{tot}(P)}(A, Z) - B_{\text{tot}(P)}(4, 2) \quad (4-82)$$

ان التعويض في معادلة طاقة الارتباط (127-2) يبين لنا المنطقة التي تكون
فيها النوى غير مستقرة تجاه انحلال الفا والمبينة في الشكل (11-4) . نلاحظ

هنا ان النوى المستقرة تكون فيها Q_α اكبر من الصفر في الحالات التي تكون فيها
 A اكبر من 150 . ان المنحنيات المبينة لا تظهر تأثير القشرة . ومن المعادلة (82-4)
نلاحظ انه عندما تكون النواة الوليدة (2-4 و 4-2) نواة سحرية فان طاقة
الانحلال تكون عالية كذلك عندما تكون النواة الأم (A,Z) سحرية فان طاقة
الانحلال تكون قليلة ويظهر هذا بصورة واضحة في الشكل (12-4) للنواة 126 =
 N_D حيث تكون Q_α كبيرة وكذلك للنواة 126 = N_P حيث تكون قيمة Q_α فيها
قليلة ونفس الحال مع النواة 82 = Z_D فان لها Q_α عالية في حين عندما تكون
82 = Z_P فان Q_α تكون سالبة ولا يمكن حدوث انحلال الفا في هذه الحالة
ويلاحظ ايضاً انه بالنسبة للعناصر الارضية النادرة فانه يحدث انحلال الفا للنوى
التي تكون فيها قيمة N_D اكبر من 82 لانه في هذه الحالة سيظهر تأثير القشرة .



الشكل 10 - 4 انحلال الفا للنواة a رسم الطاقة b رسم الزخم

وبما أنه قد جرت العادة على استعمال الكتل الذرية بدلاً من الكتل النووية في
الجدول فانه يكون من المناسب اضافة كتل الالكترونات الذرية مع طاقات ارتباطها
الى طرفي المعادلة (47-4) . ان مجموع كتل الالكترونات يكون متوازناً في
طرفي المعادلة كما أن مجموع طاقات الارتباط يكون متوازناً ايضاً تقريباً في حدود
بضعة ev , ولهذا فانه يصبح من الممكن كتابة المعادلة (74-4) بدلالة الكتل
الذرية .

$$M_P c^2 = (M_D + M_\alpha) c^2 + T_D + T_\alpha \quad (4-76)$$

ان طاقة الانحلال $Q_{\alpha \text{ decay energy}}$ تعرف على انها تمثل حاصل جمع
الطاقات الحركية .

$$Q_\alpha = T_D + T_\alpha \quad (4-77)$$

ومن المعادلة (76-4) يظهر أنه Q_α تساوي الفرق في الكتل بين الحالة
الابتدائية والحالة النهائية .

$$Q_\alpha = [M_P - (M_D + M_\alpha)] c^2 \quad (4-78)$$

ان هناك خاصية عامة لهذا التحلل وتشمل ايضاً جميع التفاعلات النووية وهي
أن قيمته يمكن ايجادها اما بدراسة طيف الجسيمات اي بقياس طاقتها الحركية او
بقياس طيف الكتل . ان تطابق النتائج التي نحصل عليها بكلتا الطريقتين يؤكد
التكافؤ بين الكتلة والطاقة وحفظهما والذي على اساسه بنيت المعادلة (76-4)
إن الطاقات الحركية T_α و T_D هي قليلة بما فيه الكفاية للسماح باستخدام
المعادلات غير النسبية لحسابها .

$$T_D = \frac{p_D^2}{2M_D}$$

$$= \frac{p_\alpha^2}{2M_D}$$

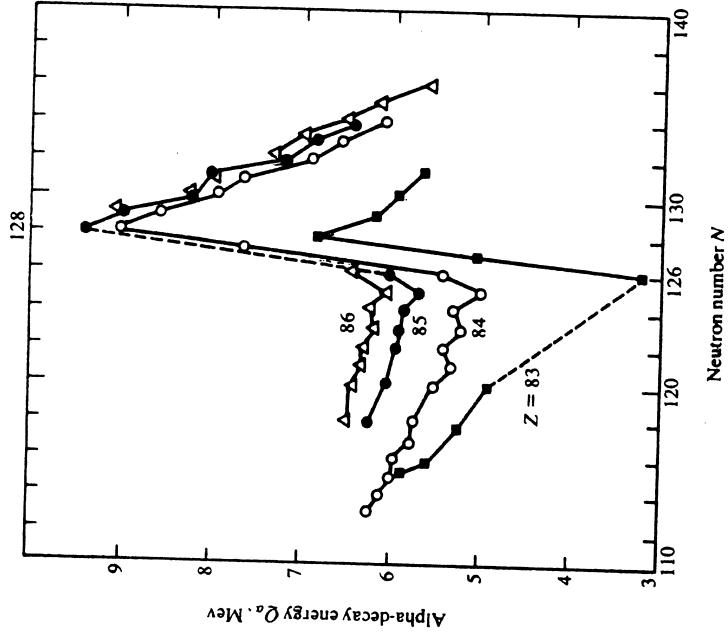
5 - 4 ثابت انحلال الفا . Decay constant for alpha decay.

ان اول من لاحظ الاتجاهات التسلسلية لثابت انحلال الفا هما كايكر ونيثل (1911) Geiger and Nuttall وقد لاحظا وجود علاقة خطية بين لوغاريتم ثابت الانحلال وبين لوغاريتم مدى جسيمات الفا لعدد من العناصر التي لها نشاط الفا الاشعاعي والموجودة في الطبيعة . لقد تم بعد ذلك اثبات ان هذه العلاقة تعتمد في الاساس على خواص طاقة الانحلال ونصف العمر وتكون صحيحة لعدد محدود فقط من النوى . وقد اثبتت التجارب التي اجريت مؤخراً صحة المعادلة (4 - 83) وللنوى الزوجية - الزوجية في حالاتها الارضية والتي سنقوم باستقائها .

$$\log t_{1/2} = a + \frac{b}{\sqrt{Q_{\alpha}}} \quad (4 - 83)$$

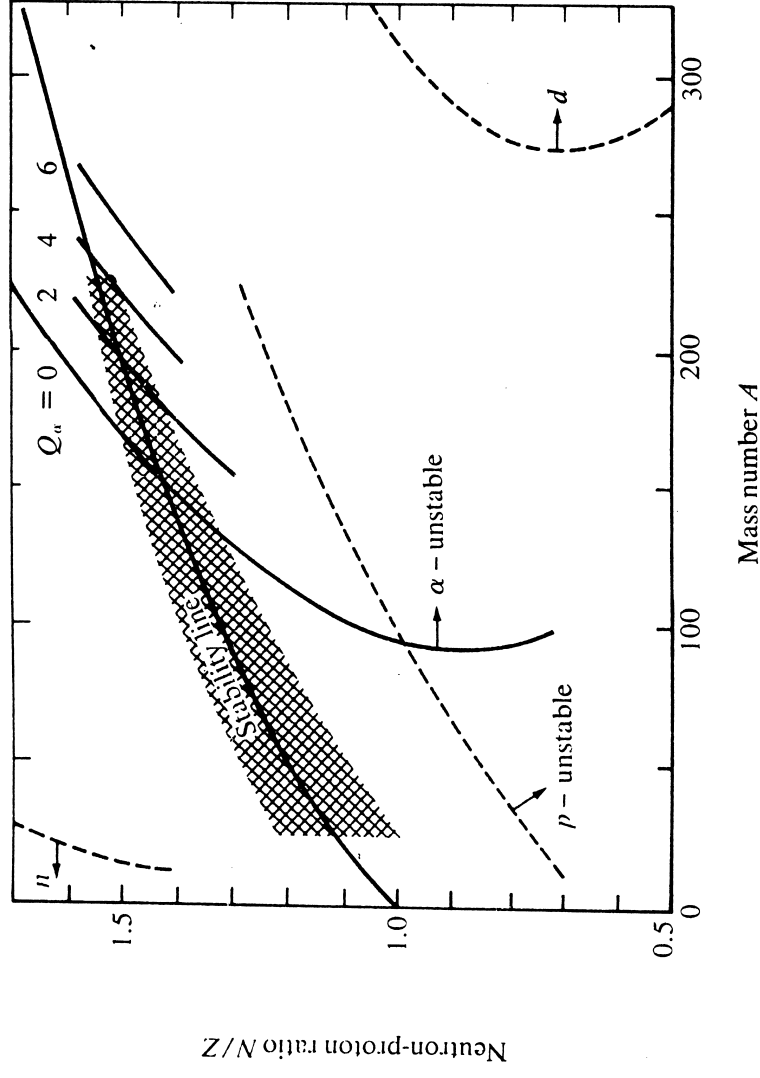
حيث ان a و b هما دالتان تعتمدان على Z وعندما تكون Q_{α} بوحدة

$$\begin{aligned} t_{1/2} & \text{ بالثانية فاننا نجد ان :} \\ a & \approx -1.61Z_p^2 - 21.4 \\ b & \approx 1.61Z_p \end{aligned} \quad (4 - 84)$$



الشكل 12 - 4 علاقة طاقة انحلال الفا بعدد النيوترونات في النواة الام لنوى مختلفة في عدد البروتونات Z

والآن لو عدنا الى الشكل 11 - 4 فاننا نلاحظ أن مختلف المنحنيات هي للحالات الارضية للنوى ولكن عندما تكون النوى في حالات متهيجة فان النوى يمكن أن تشع جسيمات الفا مهما كانت قيم Z و A وذلك لانه عندما تكون قيمة M_p عالية بما فيه الكفاية فان الطرف الايمن من المعادلة (4 - 78) يمكن أن يصبح موجباً . ان الشكل 11 - 4 يبين ايضاً المناطق التي تكون فيها النواة غير



الشكل 11 - 4

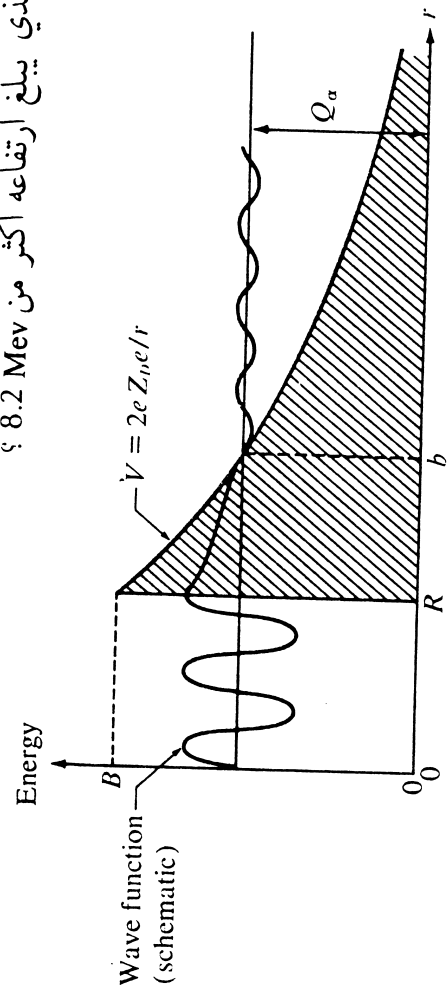
حدود الاستقرار التوقفة من معادلة الكتلة وتظهر حدود الاستقرار لمختلف قيم Q_{α} بوحدة Mev ان منطقة الاستقرار بالنسبة لانحلال بيتا في النوى الزوجية - الزوجية موضحة بخطوط متقاطعة كما ان خطوط الاستقرار بالنسبة لانحلال p و d (من النوى التي تكون فيها N فردية والنوى التي فيها Z فردية ومن النوى الفردية الفردية) مبينة في الشكل ايضاً .

مستقرة تجاه انبعاث نيوترون وبروتون او ديوترون وكما هو متوقع من المعادلة شبه العملية للكتلة كما نلاحظ ايضاً أن النوى التي تكون حالاتها الارضية واقعة قريباً من خط الاستقرار تكون مستقرة تجاه هذه الانواع من الانحلال .

ان السبب في حدوث انحلال الفا قرب هذا الخط يعود الى القيمة العالية لطاقة ارتباط الفا ($B_{tot(\alpha)} = 28.3 \text{ Mev}$) والتي تجعل من الممكن أن تصبح قيمة Q_{α} في المعادلة (4 - 82) موجبة لبعض قيم Z و N قرب خط الاستقرار .

صغير للنفاذ خلال حاجز الجهد .

الشكل 15 - 4 عملية حدوث انحلال الفا حسب نظرية كامو وكرونن و Gamow and Gurney and Condon . ان جسيم الفا يتواجد داخل منخفض الجهد الذي تكونه القوة النووية وقوة كولوم . ان سعة دالة الموجة تكون كبيرة داخل النواة ولكن يكون هناك احتمال صغير للنفاذ خلال حاجز الجهد .

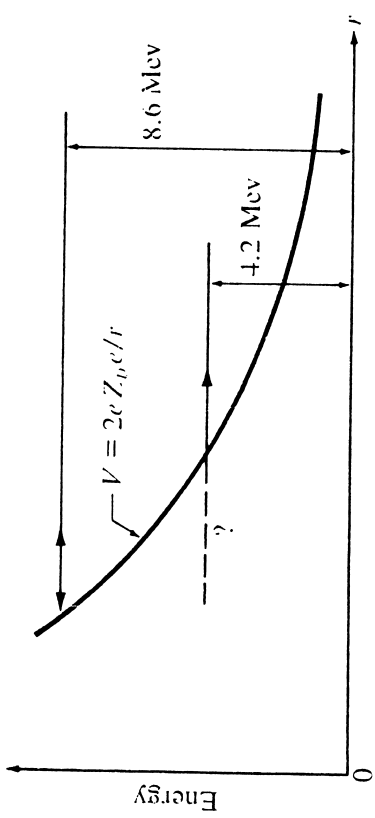


والذي يبلغ ارتفاعه اكثر من 8.2 Mev ؟

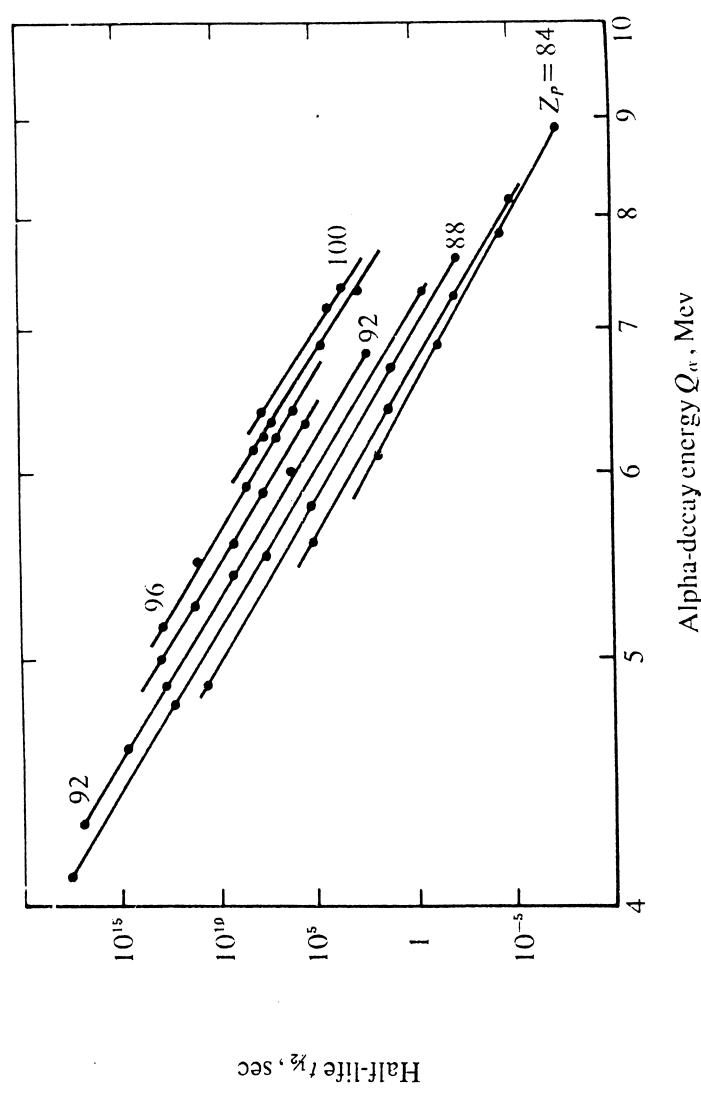
ان الفيزيائيين الذين حاولوا تفسير حدوث انحلال الفا قبل اكتشاف ميكانيك الكم قد وجدوا انفسهم في تناقض . ان من المعلوم انه لم يلاحظ حدوث اي شذوذ عن قانون استطرارة رذرفورد لجسيمات الفا عن النواة الى حد طاقات 8.6 Mev لجسيمات الفا عند قذفها على ${}_{92}\text{U}^{238}$. ان الجهد الذي يعترض الجسيم هو عبارة عن جهد كولوم بصورة كلية ولكن كما يلاحظ في الشكل 14 - 4 فان ${}_{92}\text{U}^{238}$ تشع جسيمات الفا ذات طاقة 4.2 Mev مولداً ${}_{92}\text{U}^{238}$ وبما ان جهد كولوم لا يختلف كثيراً بين U و Th فان السؤال التالي سوف يفرض نفسه وهو كيف يمكن لجسيمات الفا ان تخرج خارج النواة اي كيف يمكنها العبور فوق حاجز كولوم والذي يبلغ ارتفاعه اكثر من 8.2 Mev ؟

لان ارتفاع حاجز كولوم يزيد ارتفاعه على 8.6 Mev

الشكل 14 - 4 حاجز كولوم لنواة فيها Z تساوي 90 او 92 . ان فهم كيفية امكانية خروج جسيم الفا بطاقة 4.2 Mev والصادرة عن ${}_{92}\text{U}^{238}$ عبر ممكن من وجهة النظر الكلاسيكية وذلك .



ان النتائج العملية المتوفرة حالياً قد تم رسمها في الشكل 13 - 4 حسب المعادلة (83 - 4) . ان انصاف الاعمار في الانحلال الى حالات متهيجة أو الانحلال بين قيم A الفردية وكذلك انحلال النوى الفردية تكون اكبر عادة مما هي عليه في النوى الزوجية الزوجية والتي لها طاقات الانحلال نفسها . ان معامل الضرب الذي يمثل الزيادة في انصاف الاعمار يسمى عادة بمعامل التقييد factor hindrance . ان مسألة تفسير العلاقة (83 - 4) وعامل التقييد هما من اختصاص اي نظرية عن انحلال الفا .



الشكل 13 - 4 انصاف اعمار انحلال الفا للنوى الزوجية - الزوجية الثقيلة وقد تم رسمها حسب المعادلة (83 - 4) اي بتقسيمات لوغاريتمية على المحور الشاقولي وتقسيمات $\sqrt{Q_\alpha}$ على المحور الافقي . ان النقاط التي لها قيم Z_p نفسها قد وصلت بخطوط مستقيمة

لقد قام كل من كامو من جهة (1928) وكربي وكوندن من جهة أخرى (1928) وبصورة مستقلة بوضع جواب لهذا السؤال باستخدام ميكانيك الكم والذي سنأتي على شرحه. لقد افترض هؤلاء بان جسيمات الفا تتواجد داخل النواة وهي محجوزة فيها بواسطة حاجز الجهد النووي كما هو مبين بصورة تقريبية في الشكل 4-15 ان الجهد داخل النواة قد تم افتراضه مساوياً للصفر وذلك لاجل اظهار تأثير حاجز كولوم. ان القيمة الحقيقية للجهد داخل النواة لا تؤثر على النتيجة النهائية كثيراً. ومع انه اصبح معروفاً الان ان جسيمات الفا لا توجد بصورة مستمرة داخل النواة باحتمال كبير بل تتكون على سطح النواة فان النظرية تعطي تفسيراً جيداً للعلاقة (4-83)

ان احتمال حدوث انحلال الفا خلال فترة زمنية مساوية لوحدة الزمن من وجهة النظر الكلاسيكية يعتبر مساوياً لعدد المرات التي يرتطم فيها جسيم الفا بجدار الجهد مضروباً في احتمال اختراق الجسيم لحاجز الجهد وتقريباً وفي حدود بعض العوامل العددية الصغيرة فانه من الممكن القول ان:

$$\lambda_a \approx \frac{v_{in}}{R} P \quad (4-85)$$

حيث v_{in} هي سرعة جسيم الفا داخل النواة وهناك طرق تقريبية عديدة لحساب P ومادما بصدد استخدام طرق شبه كلاسيكية. فان ابسط هذه الطرق هي استخدام المعادلة (2-106).

$$(4-86)$$

حيث γ معطاة بالعلاقة (2-108) ولو سمينا شحنة جسيم الفا ze وذلك للمحافظة على عمومية المعادلة لاستخدامات أخرى فاننا نحصل على:

$$(4-87)$$

$$\gamma = \frac{2}{\hbar} \int_R^0 \left[2M_0 \left(\frac{zZ_D e^2}{r} - Q_a \right) \right]^{\frac{1}{2}} dr$$

ان المسافة b مبينة في الشكل 4-15 ولاخذ تأثير الارتداد فان الكتلة المختزلة لجسيم الفا تظهر في هذه المعادلة:

$$M_0 = \frac{M_a M_D}{M_a + M_D} \quad (4-88)$$

راجع البند (2-2e). ان التكامل الموجود في المعادلة (4-87) يمكن حله رأساً ليعطي:

$$\gamma = \frac{4zZ_D e^2}{\hbar v} [(\cos^{-1} \sqrt{\gamma}) - \sqrt{\gamma(1-\gamma)}] \quad (4-89)$$

حيث v هي السرعة النسبية بين جسيم الفا والنواة المتولدة.

$$\gamma = R/b = Q_a/B \quad (4-90)$$

ان المتطابقة الاخيرة تنتج من المعادلات (4-91) و (4-92) ادناه. ان ارتفاع حاجز كولوم (راجع المعادلة (4-15)) هو:

$$B = \frac{zZ_D e^2}{R} \quad (4-91)$$

وبملاحظة ان

$$Q_a = \frac{1}{2} M_0 v^2 = \frac{zZ_D e^2}{b} \quad (4-92)$$

وذلك من تعريف نقطة الانقلاب (لاحظ الشكل 2-6 و 4-15) واذا كان الحاجز سميكاً اي بمعنى اخر $R \gg b$ او $b \ll Q_a$ فانه يصبح من الممكن فتح القوس الموجود في المعادلة (4-89) حيث

$$(4-93) \quad (\cos^{-1} \sqrt{\gamma}) - \sqrt{\gamma(1-\gamma)} \approx \frac{1}{2} \pi - \sqrt{\gamma}$$

وبذلك نحصل على:

$$\gamma \approx \frac{2\pi zZ_D e^2}{\hbar v} - \frac{4}{\hbar} (2zZ_D e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}} \quad (4-94)$$

ويمكننا تلخيص المعادلات (4-85) و (4-86) و (4-94) لانحلال الفا

$$\lambda_a \approx \frac{v_{in}}{R} \exp \left[-\frac{4\pi zZ_D e^2}{\hbar v} + \frac{8}{\hbar} (Z_D e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (4-95)$$

وبالتعويض عن v من المعادلة (4-92) نلاحظ ان شكل المعادلة (4-83) والاعتماد على Z في المعادلة (4-84) يتحققان حيث ان زيادة Z_D تؤدي الى زيادة سمك الحاجز وبالتالي انخفاض قيمة λ_a كما ان زيادة R تؤدي الى تقليل سمك الحاجز وزيادة λ_a

ولاجل تقدير درجة صحة المعادلة (4-95) فاننا سنقوم باجراء الحسابات لجسيمات الفا ذات طاقة 4.2 Mev من ^{238}U مع اهمال تأثير الارتداد فمن المعادلة (4-92) لدينا:

$$\begin{aligned} v &\approx \left(\frac{2 \times 4.2 \times 1.60 \times 10^{-6}}{4 \times 1.65 \times 10^{-24}} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &\approx 1.43 \times 10^9 \text{ cm/sec} \\ R &= 1.4(234)^{\frac{1}{2}} 10^{-13} \\ &= 8.6 \times 10^{-13} \text{ cm} \end{aligned}$$

وبما ان للجهد الذي افترضناه في الشكل (4 - 15) تكون سرعة الجسيم داخل النواة v_{in} مساوية لسرعته بعيداً عن النواة فان :

$$\frac{v_{in}}{R} \approx 1.7 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1} \quad (4 - 96)$$

ولهذا فان الحد الاول من الاس في المعادلة (4 - 95) يصبح

$$\frac{-4\pi Z_D e^2}{\hbar v} = \frac{-4\pi \times 90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2}{1.05 \times 10^{-27} \times 1.43 \times 10^9} = -173$$

اما الحد الثاني من الاس فيصح

$$\begin{aligned} \frac{8}{\hbar} (Z_D e^2 M_0 R)^{\frac{1}{2}} &= \frac{8}{1.05 \times 10^{-27}} [90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2 \times 4 \times 1.65 \times 10^{-24} \\ &\quad \times 8.6 \times 10^{-13}]^{\frac{1}{2}} \quad (4 - 98) \\ &= 83 \quad (4 - 99) \\ P &= e^{-90} \approx 10^{-39} \end{aligned}$$

وهذا يدل على ان احتمال الاختراق صغير جداً وبالتعويض في المعادلة (4 - 96) نحصل على :

$$\lambda_a \approx 1.7 \times 10^{-18} \text{ sec}^{-1}$$

$t_{\frac{1}{2}} \approx 4.1 \times 10^{17} \text{ sec} = 1.3 \times 10^{10} \text{ years}$
ان القيمة العملية لنصف العمر هي 0.45×10^{10} سنة وهي تقارب القيمة المحسوبة اذا اخذنا بنظر الاعتبار التقريبات التي قمنا باجرائها . ويمكننا ايجاد (B) في المعادلة (4 - 91) حيث

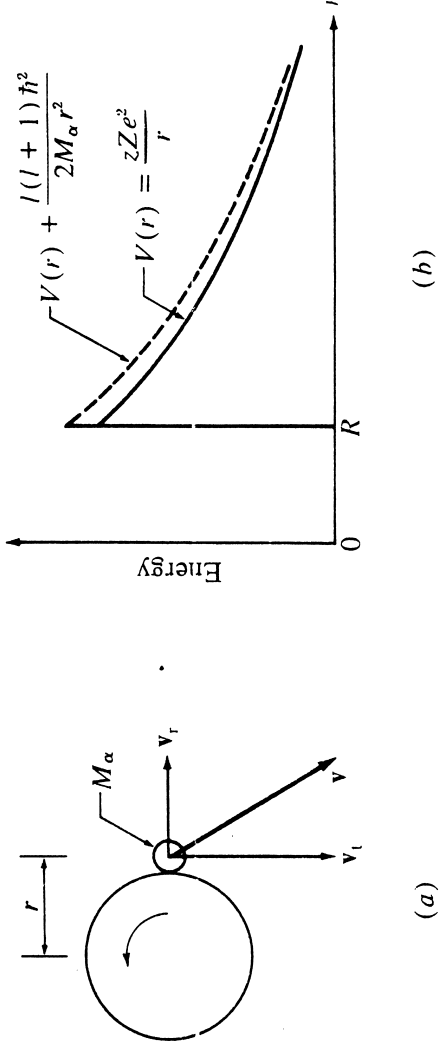
$$B = \frac{2 \times 90 \times (4.80 \times 10^{-10})^2}{8.6 \times 10^{-13}} \text{ ergs} \quad (4 - 100)$$

$$= 30 \text{ Mev}$$

$$b = \frac{RB}{Q_\alpha} = \frac{8.6 \times 10^{-13} \times 30}{4.2} = 61 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (4 - 101)$$

وهذا يدل بالتأكيد على أن الحاجز سميك فعلاً مما يجعل التقريب الذي قمنا باجرائه معقولاً .

ان مقارنة المعادلة (4 - 95) مع النتائج العملية (الشكل 13 - 4) تسمح لنا بايجاد قيمة R_0 وذلك لان λ_a حساسة جداً بالنسبة الى قيمة R . ويمكننا أن نلاحظ من خلال المعادلة (4 - 98) أن تغيراً بمقدار 2 بالية في قيمة R يغير من قيمة λ_a بمقدار مرتين تقريباً . ان النتائج العملية المتوفرة حالياً تؤيد العلاقة $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$ وتحتاج الى أن تكون قيمة R_0 ما بين 1.4 الى 1.5 F .



الشكل 16 - 4 تأثير الزخم الزاوي في انحلال الفا a : التفسير الكلاسيكي (b) تغير السمك المؤثر للحاجز .

4 - 5 c العوامل المقيدة Hindrance factors.

ان النظرية التي تم تقديمها فيما سبق تنطبق في حالة كون انحلال الفا يتم بين حالات ارضية للنوى الزوجية - الزوجية حيث لا يوجد زخم زاوي يحمله جسيم الفا معه في هذه الحالة اما اذا كان الانحلال من حالة متهيجة للنواة الام او الى حالة متهيجة للنواة الوليدة (راجع البند 4 - 5d) فان هناك عادة تغير في الزخم الزاوي (لاحظ الشكل 28 - 4 لمخطط انحلال اعتيادي) وهذا بدوره يؤثر على ثابت الانحلال .

ان هذا التأثير يمكن دراسته حتى بطريقة كلاسيكية حيث يمكننا ان نتصور بان جسيم الفا يترك النواة بحيث تكون النواة الوليدة قد اكتسبت زخماً زاوياً كما هو مبين في الشكل 16 - 4 . ان جسيم الفا يترك النواة بسرعة مقدارها v والتي لها مركبة في اتجاه المماس v_r ان تحقيق حفظ الزخم الزاوي في هذه الحالة يفرض على النواة الوليدة ان تكتسب زخماً زاوياً مقداره .

توزيع الكتل نفسه في النواة وفي الجهة التي يكون فيها سمك حاجز الجهد اقل ما يمكن فان احتمال حدوث انحلال الفا في ذلك الاتجاه يكون اكبر وقد تم اثبات هذه الحقيقة بواسطة تثبيت النوى بصورة مرتبة ودراسة التوزيع الزاوي لجسيمات الفا بالنسبة لاتجاه ترتيب النوى .

4-5d اطياف جسيمات الفا. Alpha-particle spectra.

ان هناك عدة حالات لانحلال الفا تكون فيها النواة الوليدة في حالة تهيج مما يؤدي الى ظهور تركيب دقيق *fine structure* في طيف اشعة الفا. ان الشكل 17a-4 يبين احد الامثلة الشائعة لهذه العملية. ان الفروق الموجودة في نسبة التفرع *branching ratios* ناتجة عن الفروق في طاقات الانحلال اضافة الى وجود بعض التأثير الناتج عن الزخم الزاوي الذي تحمله جسيمات الفا خارجاً.

ان الانحلال يمكن ان يحدث ايضاً من حالة متهيجة للنواة الام كما هو مبين في الشكل 17b-4 حيث ينتج عن انحلال نواة ^{212}Po جسيمات الفا ذات مدى طويل وفي هذه الحالة فان نسبة التفرع تعتمد على (1) نسبة التفرع الى المستوى المعين (2) التنافس بين انحلال الفا وانحلال بيتا.

ان كلا من النوعين الذين سبق شرحهما يعتبران مفيدين في دراسة تخطيط المستويات النووية خصوصاً اذا اقترنت دراستهما بدراسة كاما. ان هذه الطريقة قد استخدمت لمقارنة نتائج نموذج القشرة والنموذج التجميعي في عدد كبير من النوى التي تكون فيها A اكبر من 150.

6-4 انحلال بيتا BETA DECAY

ان انحلال بيتا هو احد اكثر انواع الانحلالات شيوعاً وذلك لان جميع النوى التي لا تقع في مقر منخفض الاستقرار (لاحظ الشكل 11-4 او الشكل 15-2) تكون معرضة الى انحلال بيتا. ان هذه العملية هي عبارة عن انبعاث الكترون من النواة ويمكن للالكترونات المنبعثة من النواة نفسها ان تكون سالبة وموجبة في بعض الاحيان لقد اثبت رذرفورد وسودي (1903) وباستعمال طرق كيميائية ان العدد الذري للمادة يزداد بمقدار وحدة واحدة عند حدوث انحلال بيتا السالب فيها كما اثبت بعد ذلك ان العدد الذري يقل بمقدار وحدة واحدة في حالة انبعاث البوزترون (اكتشف من قبل كوري وجوليو 1934 Curie and Joliot). ان الدراسات

$$L = M_e v_e r \quad (4-102)$$

كما يمكننا ان نقسم الطاقة الحركية لجسيم الفا الى جزء نصف قطري هو

$$\frac{1}{2} M_e v_e^2 \quad (4-103)$$

والى جزء مماسي يمكن ان يكتب

$$\frac{1}{2} M_e v_e^2 = \frac{L^2}{2 M_e r^2} \quad (4-104)$$

وهذه تنتج عن الاشتقاق المبين في البند 2-2d مع اهمال تأثير الارتداد ان قانون حفظ الطاقة يفرض ان تكون :-

$$\frac{1}{2} M_e v_e^2 + \frac{L^2}{2 M_e r^2} + V(r) = E. \quad (4-105)$$

ان الحد الثاني من الجانب الايسر يمكن ان يعتبر الجزء المركزي الطارد للطاقة الكامنة ويمكن ضمه الى $V(r)$ ولهذا فان تغير الزخم الزاوي في تحلل الفا يزيد من السمك المؤثر للحاجز في الشكل (4-16b) ويؤدي الى زيادة نصف العمر. ان هذه الزيادة تعتمد في الحقيقة على

ارتفاع الحاجز المركزي للطارد

$$\sigma = \frac{\text{ارتفاع حاجز كولوم}}{\text{ارتفاع حاجز كولوم}}$$

$$= \frac{l(l+1)\hbar^2}{2 M_e z Z e^2 R}$$

$$\approx 0.002 l(l+1) \quad \text{for } Z \approx 90 \quad R \approx 10^{-12} \text{ cm} \quad (4-16)$$

اما تأثير هذه الزيادة فيكون بضرب الحد الثاني من المعادلة (94-4) او الاس في المعادلة (95-4) بالمقدار $\sigma - \frac{1}{2}$ ان عامل التقييد في المثال الموجود في نهاية البند 5b-4 عندما $l=2$ مثلاً هو :

$$\exp(83 \times \frac{1}{2} \times 0.002 \times 2 \times 3) \approx 1.6$$

ان نموذج القشرة في النوى الفردية - الفردية يعطي احتمالاً اقل لايجاد جسيم الفا في النواة. ان انحلال الفا لهذه النوى يكون اكثر تعقيداً بالمقارنة بالنوى الزوجية - الزوجية حتى في حالة عدم حدوث تغير في الزخم الزاوي.

ان تحلل الفا في النوى المشوهة قد اثبت ان النوى التي يكون ترتيب نيوكليوناتها بعيداً عن القشر المغلقة تكون بالتاكيد مشوهة كما نتوقع من النموذج التجميعي للنواة. ان شكل منحني الجهد لهذه النوى يكون بيضياً اي ان له شكل



ان طيف الطاقة المستمر للالكترونات (او للبوزترونات) في انحلال بيتا قد اثبت كونه سؤلاً محيراً على الرغم من ان الطاقة القصوى للطيف الالكتروني تقابل ما هو متوقع من حسابات فرق الكتلة بين النواة الام والنواة الوليدة وباهمال تأثير الارتداد للنواة الوليدة لانه من المرتبة $(m_0/M'_n)T_e$ حيث T_e هي الطاقة الحركية للالكترون نحصل على

$$T_e(\text{max}) = [M'_P - (M'_D + m_0)]c^2$$

وفي هذه المعادلة فإن الكتلة المستخدمة تمثل الكتلة النووية و m_0 هي كتلة الالكترون الساكن

اضافة الى الشذوذ الظاهري لقانون حفظ الطاقة لجميع الالكترونات عدا تلك التي تكون طاقتها الحركية مساوية للطاقة الحركية القصوى فان هناك شذوذاً آخر نظهر وهو الشذوذ عن قانون حفظ الزخم الزاوي. اننا نتذكر انه وبناءً على فرضية



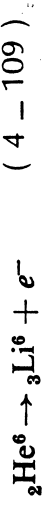
الشكل 17 - 4 مخططات انحلال الفا نموذجية (a) انحلال الى حالات متهيجة للنواة الوليدة .
ان لف وتناظر كل من الحالات ميبين في الشكل (b) الانحلال من حالات متهيجة للنواة الام
(^{212}Po) ان الاعداد المجاورة لكل انتقال تبين الشدة النسبية بالنسبة الى 100 انتقال لنواة ^{212}Po
من الحالة الارضية .

البروتون - نيوترون لتركيبة النواة فان كل النوى التي تكون فيها A فردية فان من المتوقع ان تكون قيمة عزم الزخم لها هي اعداد نصف صحيحة (البند 2 c - 1) وإذا كانت هذه الحالة صحيحة بكل تأكيد فان الالكترون الذي برمه يساوي $\frac{1}{2}$ سوف يغير الزخم الزاوي للنواة بنفس هذا المقدار ولهذا فان الانحلال من النوع



يتطلب ان تكون قيمة الزخم الزاوي لنواة He^3 مساوياً لعدد صحيح ولكن هذا مناقض للواقع التجريبي

ومع ان الدراسات تمت بعد وضع فرضية النيوتريو بفترة طويلة الا انها اثبت ان انحلال بيتا يبدو وكأنه لا يحقق قانون حفظ الزخم الخطي . ان الشكل (18 - 4) بين صورة في حجرة السحاب للانحلال



في حالة السكون وهذه الصورة تظهر تماماً ان محصلة الزخم في الحالة النهائية لا تساوي صفراً كما يجب ان تكون .

وجميع المشكلات المتعلقة بقوانين الحفظ في انحلال بيتا قد تم التغلب عليها بواسطة النيوتريو الذي وصفه باولي (1933) والذي افترض وجود جسيم آخر الى جانب الالكترون ويتم انبعائه في انحلال بيتا. ان شحنة هذا الجسيم قد اعتبرت تساوي صفراً وكتلته قريبة جداً من الصفر (لقد اثبتت التجارب ان كتلة هذا الجسيم اقل من $1/2000$ من كتلة الالكترون وله زخم زاوي ذاتي مقداره $\frac{1}{2}\hbar$ وهذا الجسيم سوف يحمل معه الزخم الخطي حسب المعادلات (9 - 2) و (10 - 2) . وعلى اعتبار ان كتلة هذا الجسيم هي صفر تماماً فان :-

$$W = T = pc \quad (4 - 110)$$

وفي هذه الحالة فانه يمكن كتابة المعادلات (108 - 4) و (109 - 4) بالشكل التالي



ويطلق على الجسيم $\bar{\nu}$ اسم الانتي نيوتريو او النيوتريو المضاد *antineutrino* اما الانحلال المؤدي الى انبعث البوزترون فيكون مثلاً :-



ويطلق يطلق على الجسيم ν اسم النيوتريو . ان الطاقة الحركية للالكترون حسب هذه الفرضية ستكون :-

$$T_e = [M'_p - (M'_p + m_0)]c^2 - W_{(\nu)}$$

حيث $W_{(\nu)}$ هي الطاقة الميمنة في المعادلة (110 - 4) والتي يأخذها النيوتريو او الانتي نيوتريو ولهذا ~~مع~~ ومع ان الفرق في الكتل هو ثابت دائماً فان الالكترونات ستخرج بتوزيع مستمر للطاقة . ان الزخم الزاوي كذلك بالنسبة للانحلالات (111 - 4) الى (113 - 4) سيكون متوازناً ايضاً على جهتي المعادلة .

ومع انه يظهر من المناقشة السابقة ان النيوتريو قد افترض لاجل اتقاء قوانين الحفظ في الفيزياء الا ان حقيقة وجوده هي الآن خارج مجال اي شك . ان النيوتريو لا يحصل شحنة (وليس له عزم مغناطيسي) ولا يحدث عنه اي تأين ولهذا فانه لا يمكن الكشف عنه مباشرة . اضافة الى ذلك فانه لا يحمل اية مجالات كهربائية او مغناطيسية كما هي الحال بالنسبة للفوتون ولا يؤثر باي قوى كهرومغناطيسية على الالكترون ولكن عند تفاعله مع النواة فانه سوف يؤدي الى حدوث تفاعل بيتا العكسي ان هذا النوع من التفاعلات قد تم الكشف عنه عملياً (راجع البند 6 g - 4)

4 - 6b حساب الطاقات في انحلال بيتا . Energetics of beta decay.

$$M'_p c^2 = M'_D c^2 + T_D + m_0 c^2 + T_e + W_{(\nu)} \quad (4-115)$$

حيث ان الكتل الموجودة هي الكتل الذرية مرة اخرى . كذلك فان حفظ الزخم يتطلب

$$0 = p_D + p_e + p_{(\nu)} \quad (4 - 116)$$

وبالاضافة الى الكميات التي وردت سابقاً فقد تم اخذ طاقة ارتداد النواة الوليدة وزخمها بنظر الاعتبار . ويمكن اثبات ان T_D يساوي $(m_0/M'_D)(T_e + W_{(\nu)})$ ويمكن اهماله لاجل اغراض العملية كما هي الحالة في انحلال الفا فانه من المناسب اعادة كتابة المعادلة (115 - 4) بدلالة الكتل الذرية وبما ان عدد الالكترونات الذرية في الانحلال الالكتروني السالب في النواة الوليدة هو $Z_p + 1$ وللنواة في الانحلال البوزتروني هو $Z_p - 1$

والنيوتريو وايضاً على تغير التناظر. اضافة الى ذلك فاننا يمكن ان نميز الانحلالات التي يكون فيها البرم الذاتي للالكترون والنيوتريو متوازيين (انحلالات كامو - تيلن $Gamo-w-Teller$ decays) والانحلالات التي يكون فيها البرمان لا متوازيين (انحلالات فيرمي $Fermi$ decays)

ان الانحلالات المسموح بها لاغلب اصناف انحلالات بيتا (الزخم الزاوي الخارج يساوي صفراً) يكون فيها ثابت انحلال متناسباً طردياً مع الاس الخامس لطاقة الانحلال. ان هذه التأثيرات قد تم تفسيرها في نظرية انحلال بيتا التي قام بتطويرها فيرمي (1934) ومن غير الممكن الاستعاضة بالمبادئ الكلاسيكية لتفسير عملية انحلال بيتا وذلك لاننا نواجه في هذه الحالة عملية خلق جسيمين لم يكونا يوجدان اصلاً في داخل النواة سابقاً. ان النظرية الكلاسيكية الوحيدة المتعلقة بعملية الخلق هي نظرية انبعاث الاشعاع الكهرومغناطيسي عن شحنة معجلة. ان معدل كمية الاشعاع المنبعث (المعادلة [447]) تتحدد بطبيعة المجالات الكهربائية والمغناطيسية ولهذا فانه لا يمكن استعمالها في المجال العامل بين الالكترون والنيوتريو ولكن مع هذا كله فان فيرمي قد قام بتطوير نظرية مبنية على ميكانيك الكم لعملية انحلال بيتا بصورة مشابهة للنظرية الكمية في الانحلال الكهرومغناطيسي ولهذا السبب فاننا سنورد فيما يلي شرحاً موجزاً للنظرية الاخرى ليتسنى لنا فهم الاساسيات المهمة.

ان المعالجة التي تعتمد ميكانيك الكم لاحتمال الانتقال بين حالتين يفترض فيها انها تدرس المجموعة ككل والتي هي في هذه الحالة عبارة عن النواة والمجال الكهرومغناطيسي المحيط بها. ان الانتقال يحصل في الحالة الابتدائية (النواة المثبتة + صفر من الاشعاع) الى الحالة النهائية (النواة النهائية + اشعاع). اننا نتصور هنا ان تأثيراً صغيراً فقط هو كافٍ لتحفيز الانتقال وانه ليس هناك حاجة لاضافة طاقة الى المجموعة. ان تبرير هذه الفرضية يتأتى من حقيقة ان الفترة الزمنية التي يستغرقها الانحلال اي عمر النواة هي طويلة جداً بالمقارنة مع الفترات الزمنية النووية. اي انه عملياً يكون سير الانحلال بطيئاً جداً بالنسبة لمقاييس الزمن النووية ولهذا فان المجموعة تبقى غير متأثرة وبمعنى اخر فاننا نحتاج الى تأثير بسيط جداً في الحالة الابتدائية للحصول على الانتقال.

ولاجل ان نسهل الامور فاننا سنفرض وجود المجموعة داخل صندوق كبير مغلق وينتج عن ذلك حالات كثيرة من الطاقة (راجع البند 2-2 f). ان مجال الاشعاع سوف يكون موجات مستقرة داخل هذا الصندوق ولكل منها طاقة معينة

فاننا نجد وفي حالة الانحلال الالكتروني ان :-
 $M_P c^2 = M_D c^2 + T_e^- + T_\nu$ (4 - 117)
اما بالنسبة للانحلال البوزتروني فيكون

$$M_P c^2 = M_D c^2 + 2m_0 c^2 + T_e^+ + T_\nu \quad (4 - 118)$$

وفي كل من هاتين المعادلتين فقد تم افتراض ان كتلة النيوتريو تساوي صفراً وان الفرق في طاقات ارتباط الإلكترونات بالذرات هو صغير جداً بحيث يمكن اهماله وبهذا فان تعريف طاقة الانحلال Q في كل حالة سيصبح :-

$$Q_{\beta^-} = T_e^- + T_\nu = T_e^-(\max) \quad (4 - 119)$$

$$Q_{\beta^-} = (M_P - M_D) c^2 \quad (4 - 120)$$

$$Q_{\beta^+} = T_e^+ + T_\nu = T_e^+(\max) \quad (4 - 121)$$

$$Q_{\beta^+} = (M_P - M_D - 2m_0) c^2 \quad (4 - 122)$$

حيث ان المعادلة الاولى في كل حالة تمثل تعريف Q والمعادلة الثانية يمكن استنتاجها من المعادلات (4 - 117) و (4 - 118). من هنا يظهر بان الانحلال الالكتروني السالب يمكن ان يحدث اذا كانت $M_{P(Z)}$ اكبر من $M_{D(Z+1)}$ كما ان الانحلال البوزتروني الموجب يحدث ان كانت $M_{P(Z)}$ اكبر من $M_{D(Z-1)} + 2m_0$ كما ان هناك عملية اخرى تسمى بالاقتران الالكتروني $electron\ capture$ يمكن ان تحدث دائماً اذا كانت $M_{P(Z)}$ اكبر من $M_{D(Z-1)}$ وسوف نأتي على شرح هذه العملية في البند 4 - 6

ان طاقات انحلال بيتا تعطي الفروقات الموجودة في كتل الايزوبارات مباشرة ولهذا فانها يمكن ان تستخدم لحساب منحنيات الكتل (الشكل 15 - 2) وكذلك تستخدم لاجل التأكد من تقديرات العلاقة شبه الكلاسيكية للكتلة. ان طاقات الانحلال في النوى المرآتية يمكن ان تعطينا معلومات عن انصاف الاقطار النووية (المعادلة 168 - 2) والشكل 33 - 2 كما ان تأثيرات القشرة تنعكس ايضاً على هذه الطاقات.

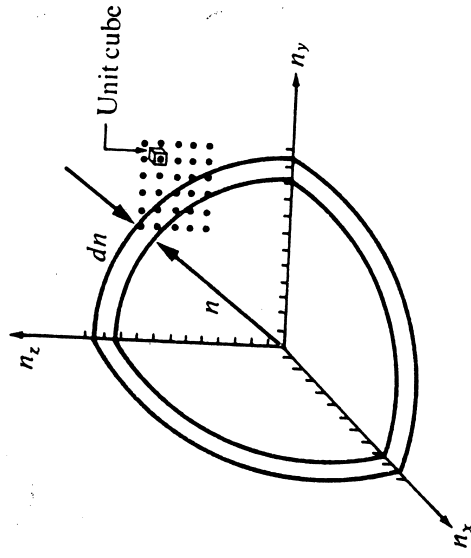
Decay constant for beta decay. ثابت انحلال بيتا 4 - 6 c 2

ان القيم المقاسة لانصاف اعمار انحلال بيتا تتباين في القيم من 10^{-3} ثانية وإلى 10^{16} سنة. وكما هي الحال في انحلالات كامو فاننا يمكن ان نصف الانواع العديدة من انحلالات بيتا بالاعتماد على الزخوم الزاوية المدارية للالكترون

وكما بينا سابقاً فإن دالة موجة الفوتون هي عبارة عن موجة مستقرة داخل الصندوق المغلق وبهذا تكون الشروط (81 - 2) و (83 - 2) منطبقة على متجه الموجة k للاشعاع . ومن هذا فإنه يصبح من السهل حساب كثافة الحالات dN/dE . ان دالة الموجة للفوتون (للفوتون) ψ هي مشابهة جداً للمعادلة (112 - 2) . ان لكل مجموعة من الاعداد الصحيحة n_x, n_y, n_z فان هناك حالة واحدة للفوتون . ولحساب dN/dE فاننا نستخدم حقيقة كون الطول n لمتجه نصف القطر في فضاء p (الشكل 20 - 4) يتناسب طردياً مع زخم الفوتون p

$$\begin{aligned} p &= (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2} \\ &= \hbar(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2} \\ &= \frac{\hbar\pi}{L} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^{1/2} \\ &= \frac{\hbar\pi}{L} n \end{aligned} \quad (4 - 126)$$

حيث تم تطبيق المعادلات (27 - 2) و (81 - 2) و (83 - 2)



الشكل 20 - 4 الحجم في فراغ n . ان طول متجه نصف القطر يتناسب مع الزخم ان عدد الحالات في مجال معين من الزخم يساوي عدد المجموعات الموجودة من n_x, n_y, n_z داخل الحجم الذي يمثل هذا المجال من الزخم .

ان عدد الحالات dN التي تمثل زخوماً تقع ما بين p و $p + dp$ يكون مساوياً لعدد مجموعات n_x, n_y, n_z الموجودة والموجة والتي تقع قيمتها بين n و $n + dn$ ومن المعادلة 126 - 4 نحصل على

كما هو مبين تخطيطياً في الشكل a. 19 - 4 . ان النواة المتهيضة وصفاً من الاشعاع يمثلان الحالة الابتدائية وهي مستوى واحد من الطاقة فقط في حين تكون المستويات الاخرى خالية .

ان بالامكان وباستخدام معادلة شريدنجر 14 - 2 اثبات انه اذا تعرضت مجموعة الى جهد (يعتمد على الزمن) من النوع المبين في الشكل 19 - 4 فان المجموعة سوف تستطيع الانتقال الى مستويات قريبة من المستوي الابتدائي . ان هذه المستويات تمثل النواة النهائية + فوتون واحد

ان التشتت في الطاقة ΔE لمجموعة المستويات الذي يمكن ان تتوصل اليه بعد زمن مقداره t من لحظة بدء تسليط جهد التغيير ΔV يكون مساوياً تقريباً للمقدار \hbar/t حسب قاعدة اللا تعيين وكلما ازدادت قيمة t فان ΔE لسوف تقترب من الصفر ولهذا فان قانون حفظ الطاقة يتحقق في النهاية ولكن على كل فان ثابت الانحلال (احتمال الانتقال لكل وحدة زمن) يكون متناسباً مع dN/dE اي عدد الحالات المتوفرة لكل وحدة طاقة . ان المعادلة الكاملة لثابت الانحلال هي :

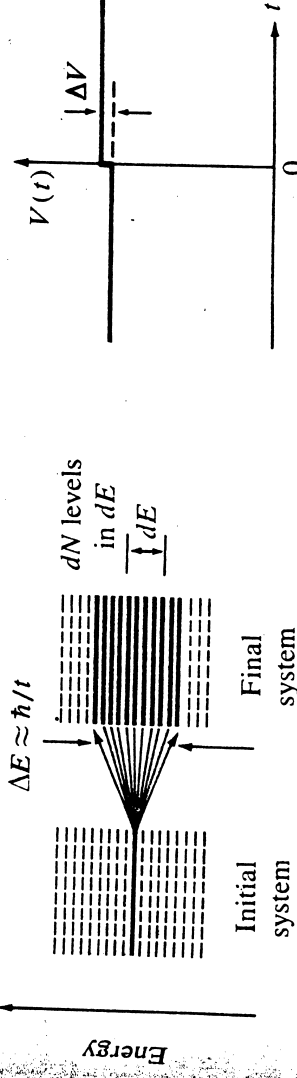
$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_f^*(\text{system}) \Delta V \psi_i(\text{system}) dx dy dz \right|^2 \frac{dN}{dE}$$

(123 - 4)

ان التكامل يمتد على حجم الصندوق الذي يحتوي المجموعة كما يجب ملاحظة ان دالة الموجة في كل حالة هي للمجموعة ككل وفي حالة انحلال كاما فان : -

$$\psi_i = \psi^* \quad (\text{للنواة المتهيضة}) \quad (124 - 4)$$

$$\psi_f = \psi \quad (\text{للفوتون}) \quad (125 - 4)$$



(a) (b)

الشكل 19 - 4 المعالجة التي تعتمد ميكانيك الكم لاحتمال الانتقال (a) الانتقال من الحالة الابتدائية الى مجموعة من الحالات النهائية . ان المستويات المتقطعة خالية بينما الخطوط المستمرة تمثل مستويات مملوءة (b) جهد التغيير الذي ينتج عنه الانتقال .

(4 - 127)

$$dn = \frac{L}{\pi^2 \hbar} dp$$

وبما ان الحجم في فضاء n والمرتبب بكل مجموعة من الاعداد الصحيحة n_x, n_y, n_z هو عبارة عن مكعب حجمه وحدة واحدة فان اي حجم في فضاء n سيكون مساوياً عددياً لعدد هذه المجموعات الموجودة داخله ولهذا فان :-

$$dN = \frac{1}{4} 4\pi n^2 dn$$

(4 - 128)

$$= \frac{p^2 dp L^3}{2\pi^2 \hbar^3}$$

$$\frac{dN}{dE} = \frac{p^2 (dp/dE) L^3}{2\pi^2 \hbar^3}$$

(4 - 129)

وفي حالة الفوتون فان $E_r = p_r c$ المعادلات (2 - 3) و (2 - 3) ولهذا فان :-

$$\frac{dN}{dE_r} = \frac{E_r^2 L^3}{\pi^2 c^3 \hbar^3}$$

(4 - 130)

حيث تم ضرب معامل قيمته 2 لاختذ احتمال وجود استقطابين عرضيين للاشعاع الكهرومغناطيسي بنظر الاعتبار والذين يمثل كل منهما حالة مستقلة للفوتون . ولحساب ثابت انحلال كاما فاننا نحتاج الى ايجاد قيمة مربع عنصر المصفوفة في المعادلة (4 - 123) . كما نلاحظ ايضاً ان العامل $1/L^3$ قد تم التخلص منه ضمن

المعمارية (photon) ψ قارن مع المعادلة (2 - 112) ان المعادلة (4 - 55) في حالة اشعاع ثنائي القطب يمكن الحصول عليها ايضاً من الحل الكامل للمعادلة (4 - 123)

والآن لو انتقلنا الى انحلال بيتا فاننا نستطيع استخدام المعادلة (4 - 123) للانحلال الالكتروني السالب فيصبح لدينا مثلاً :-

$$(4 - 131)$$

$$\psi_{\text{(system)}} = \psi_{\text{(parent nucleus)}}$$

$$\psi_{\text{(system)}} = \psi_{\text{(daughter nucleus)}} \psi_{\text{(electron)}} \psi_{\text{(antineutrino)}} \quad (4 - 132)$$

ولحساب كثافة الحالات فاننا ومرة اخرى نضع المجموعة من مركز صندوق كبير مغلق كما في الشكل (4 - 21) . ان عدد الحالات النهائية لكل وحدة طاقة هي العدد dN_{tot} لحالة الالكترون - انتي نيوترينو في مجال للطاقة قيمته dQ_{β} (المعادلة (4 - 119)) وبما ان توجد حالات مستقرة للانتي نيوترينو لكل حالة

للاكترون فان :-

$$dN_{\text{tot}} = dN_e - dN_{\bar{e}} \quad (4 - 133)$$

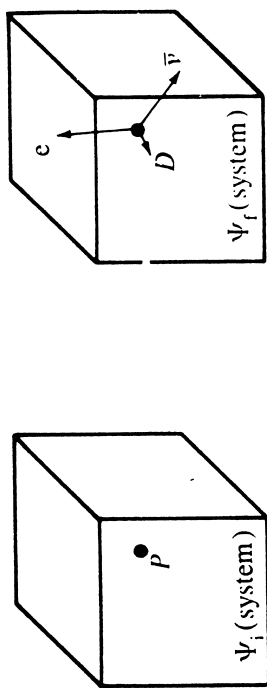
وتكون قيم dN_e و $dN_{\bar{e}}$ كما في المعادلة (4 - 128) . ان احتمال حصول انتقال بيتا لكل وحدة زمن وحسب المعادلة (4 - 123) هو :-

$$\frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{dN_{\text{tot}}}{dQ_{\beta}} \quad (4 - 134)$$

وباستعمال المعادلات (4 - 131) و (4 - 132) فان :-

$$M = \int \psi_n^* \psi_e^* \psi_p^* \Delta V \psi_p \psi_n dx dy dz \quad (4 - 135)$$

ان الحروف D و P تمثل النواة الوليدة والنواة الام على التوالي
إن المعادلة (4 - 134) تحتوي على مربع لعنصر معين من عناصر مصفوفة الانتقال M وكثافة الحالات $dN_{\text{tot}}/dQ_{\beta}$ وبما أن الاخيرة هي التي تحدد شكل طيف اشعة بيتا فاننا سنتوسع في دراستها بدرجة اكبر



الشكل 21 - 4 انحلال بيتا (الاشعاع الالكتروني السالب) ولاغراض الحساب فان المجموعة قد وضعت في داخل صندوق كبير مغلق حجمه L^3 . ان P هي النواة الام و D هي النواة

Shape of beta spectrum. بيتا طيف بيتا

إن ايجاد $dN_{\text{tot}}/dQ_{\beta}$ يعتمد على طريقة القياس العملية التي نتبعها وفيما اذا كانت تعتمد الكشف عن الالكترونات الخارجة في مجال معين من الزخم p_{e-} أو في مجال معين من الطاقة E_{e-} مثلاً ومن المعادلة (4 - 119) فان :-

$$= p_{e-}^2 \delta p_{e-} p_{\bar{e}}^2 \frac{dp_{\bar{e}}}{dT} \frac{L^6}{4\pi^4 \hbar^6} \quad (4 - 136)$$

وباستخدام العلاقات (4 - 133) و (4 - 128) فإن العلاقات (4 - 110) و (4 - 111)

(4 - 119) تعطينا :-

$$\frac{dp_e}{dT_e} = \frac{1}{c} \quad (4 - 137)$$

$$P_e = \frac{T_e - T_e(\max)}{c} \quad (4 - 138)$$

$$\frac{dN_{\text{tot}}}{dQ_\beta} = p_e^2 [T_e(\max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{L^6}{4\pi^3 c^3 \hbar^6} \quad (4 - 139)$$

حيث تم اسقاط الاشارة السالبة من التسميات لان الشروط نفسها تنطبق ايضاً على الانحلال البوزتروني وبالتعويض في المعادلة (4 - 134) فإننا نجد أن احتمال انبعاث الالكترون في وحدة الزمن بتردد يتراوح ما بين p_e و $p_e + \delta p_e$ هو :-

$$\Lambda(p_e) \delta p_e = p_e^2 [T_e(\max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{|M|^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} \quad (4 - 140)$$

ويمكن من هذه المعادلة الحصول على احتمال خروج الالكترون في وحدة الزمن بطاقة مرئية تتراوح ما بين $T_e + \delta T_e$ و T_e وذلك باستخدام المعادلات (9 - 2) و (10 - 2) لربط P_e و T_e (في انحلال بيتا تنبعث الالكترونات بطاقات نسبية لذلك فإن التقريبات غير النسبية لا تكون كافية) وبهذا نحصل على

$$(4 - 141)$$

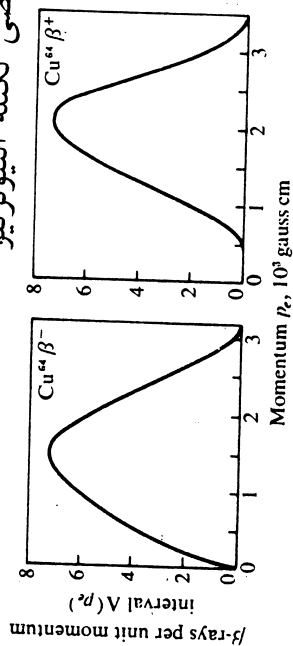
ان الكمية $|M|^2$ لا تعتمد على طاقة الالكترون بصورة عملية في اغلب انواع انحلالات بيتا الشائعة ولكن بعد اجراء الحسابات فقد اتضح انها تحتوي على معامل اختراق كولوم ان هذا العامل في الحسابات غير النسبية يكون مطابقاً للمعادلة (86 - 4) وبقيمة للمقدار γ كالتالي يحددها الحد الاول من المعادلة (94 - 4) حيث تكون $z = -1$ للالكترونات و $z = +1$ للبوزترونات ولهذا فان الجزء من منحني توزيع الالكترونات الذي يمثل طاقات واطئة يكون غير واضح وذلك لان الالكترونات تتعرض للسحب الى الخلف كما يجري دفع البوزترونات الى الامام بواسطة التنافر مع النواة ولهذا فان الطيف يكون مزاجاً الى الامام . ان هذه التأثيرات مبنية في الشكل (22 - 4) . ان من الشائع فصل تأثير الاختراق عن $|M|^2$ وتسمية معامل الاختراق $F(Z_D, p_e)$ بدالة فيرمي *Fermi function* وبذلك تصبح :-

$$\Lambda(p_e) \delta p_e = F(Z_D, p_e) p_e^2 [T_e(\max) - T_e]^2 \delta p_e \frac{|M|^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} \quad (4 - 142)$$

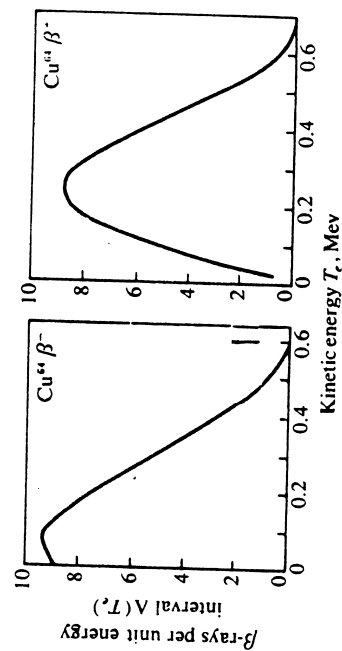
حيث ان الاشارة على M' تدل على ان معامل الاختراق قد تم فصله ان المعادلة (142 - 4) هي الاساس فيما يسمى برسوم كوري *Kurie plot* لطيف بيتا والتي تستخدم بسهولة لاجاد $T_e(\max)$ حيث نحصل مباشرة من اجهزة قياس طيف بيتا على الكمية التي تتناسب مع $\Lambda(p_e)$ ولهذا فان رسم المقدار

$$\frac{[\Lambda(p_e) F(Z_D, p_e)]^{\frac{1}{2}}}{P_e}$$

بدلالة T_e يعطينا خطاً مستقيماً اذا كانت M' غير معتمدة على p_e . ان تقاطع هذا المستقيم مع محور T_e يعطينا القيمة $T_e(\max)$. ومع انه توجد اطيف لاشعة بيتا تكون فيها M' معتمدة على الطاقة الا انه لوحظ في بعض الاحيان ان هناك شذوذاً طفيفاً اخر عن الخط المستقيم في رسوم كوري . ان هذا الشذوذ قد يكون بسبب التصادمات والخسارة في طاقة الالكترونات داخل المصدر المشع (الشكل 23 - 4) ان شكل رسوم كوري قرب $T_e(\max)$ قد يستعمل ايضاً لتحديد الحد الاقصى لكتلة النيوترون



(a)



(b)

الشكل 22 - 4 الشكل العملي لطيف بيتا (a) علاقة عدد جسيمات بيتا لكل وحدة زخم مع زخم جسيم بيتا . ان وحدات الزخم هنا هي كايوس - سنتيمتر لان حاصل الضرب BR يمكن ان يستخدم لقياس الزخم (راجع المعادلة (21 - 3)) عدد جسيمات بيتا لكل وحدة طاقة حركية وفي كل من الطريقتين في الرسم فان التغطية الموجودة في اطيف β^- والتعريف الموجودة في طيف β^+ تبدو واضحة .

$$w = \frac{W}{m_0 c^2} = \frac{T_e}{m_0 c^2} + 1 \quad w_0 = \frac{T_e(\max)}{m_0 c^2} + 1 \quad (4 - 146)$$

ان حساب التكامل عددياً في المعادلة (4 - 144) في حالة كون \mathcal{M}' غير معتمدة على الطاقة يعطي

$$\lambda_\beta = f(Z_D, w_0) |\mathcal{M}'|^2 \frac{m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7}$$

ان الدالة f قد تم رسمها في الشكل 4 - 24 وهي تتناسب تقريباً مع $T_e(\max)$. وعلى الرغم من عدم وجود تقدير عام لقيمة $|\mathcal{M}'|^2$ يشابه التقدير الذي اعطاه وايسكوف لثابت انحلال λ_β (المعادلة (4 - 64)) فان المعادلة (4 - 147) تستخدم في تصنيف اشعة بيتا. لقد جرت العادة على ان يستخلص المقدار g والذي يمثل مرتبة جهد التفاعل ΔV عن \mathcal{M}' (المعادلة (4 - 135)) واعادة كتابة المعادلة (4 - 147) بالشكل

$$f(Z_D, w_0) t_{1/2} = \frac{t_0}{|M|^2} \quad (4 - 148)$$

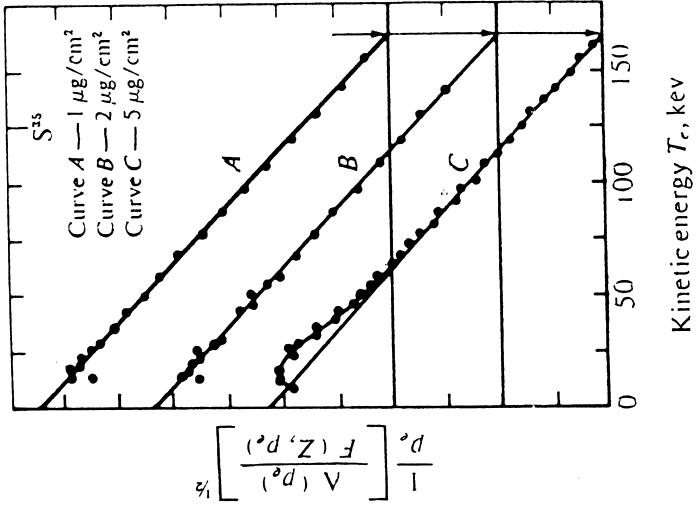
$$t_0 = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m_0^5 c^4 g^2} \approx 6,000 \text{ sec} \quad (4 - 149)$$

$$M = \frac{\mathcal{M}'}{g} \quad (4 - 150)$$

ان المعادلة (4 - 148) تفصل وبصورة جيدة المعاملات الكينماتيكية factors kinematical في انحلال بيتا عن التأثيرات النووية الحقيقية والتي يحتويها M (او \mathcal{M}'). وكما هي الحالة في انحلال كاما فان M هي حساسة جداً لقواعد الاختيار وللزخم الزاوي المداري $L_\beta \hbar$ والذي يحمله ازواج الالكترونون - نيوتريون. ان مرتبة $|M|^2$ تقل بمعامل يتراوح من 10^{-2} الى 10^{-4} تقريباً كلما ازدادت L_β بمقدار وحدة واحدة. وبما ان ازواج الالكترونون - نيوتريون له برم ذاتي $S_\beta \hbar$ فان حفظ الزخم الزاوي يفرض ان تكون (4 - 151) $I_p = I_D + I_\beta + S_\beta$

وكما تعودنا سابقاً فان الرموز D و P تمثل النواة الام والنواة الوليدة كما انه من الممكن اثبات ان تغير التناظر في انحلال بيتا هو $(-1)^{L_\beta}$ وبهذا فان حفظ التناظر يتطلب ان تكون

$$\pi_P = (-1)^{L_\beta \pi_D} \quad (4 - 152)$$



كل 4 - 23
م كوري لطيف بيتا في عنصر S^{35} وقد تمت ازالة المنحنيات A و B شاقولياً لاجل توضيح. ان هذه المنحنيات تبين تأثير سمك المصدر المشع والذي يولد زيادة في جزء الطيف ياتي بيشل طاقات واطنة وذلك بسبب الخسارة في الطاقة الناتج عن التصادمات داخل المصدر.

4 - عمر وتصنيف انحلالات بيتا. Lifetimes and classification of beta decays.
ان ثابت انحلال بيتا يمكن ايجاده وذلك باجراء التكامل على المعادلة (4 - 14) للطيف ككل :-

$$\lambda_\beta = \int_0^{w_0} \Lambda(p_e) dp_e = \int_0^{w_0} F(Z_D, \eta) \eta^2 (w_0 - w)^2 d\eta \frac{m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \quad (4 - 14)$$

ثم استخدام الطاقة والزخم المختزلين للسهولة بحيث
(4 - 14)
 $\eta = \frac{p_e}{m_0 c} \quad \eta_0 = \frac{p_e(\max)}{m_0 c}$

المنوعة الثانية *second forbidden*, الخ وكما بينا في البند 6-4 فإن الانحلالات التي تكون فيها $S_\beta = 0$ (انحلالات فيرمي) تتميز عن تلك الانحلالات التي تكون فيها $(S_\beta = 1)$ (انحلالات كامو-تيلر) ولكن الاختلافات في قيم $|M|^2$ بين هذين النوعين قليلة جداً.

ان قواعد الاختيار $(4 - 151)$ و $(4 - 152)$ قد تم تطبيقها على بعض الامثلة في الجدول 3-4

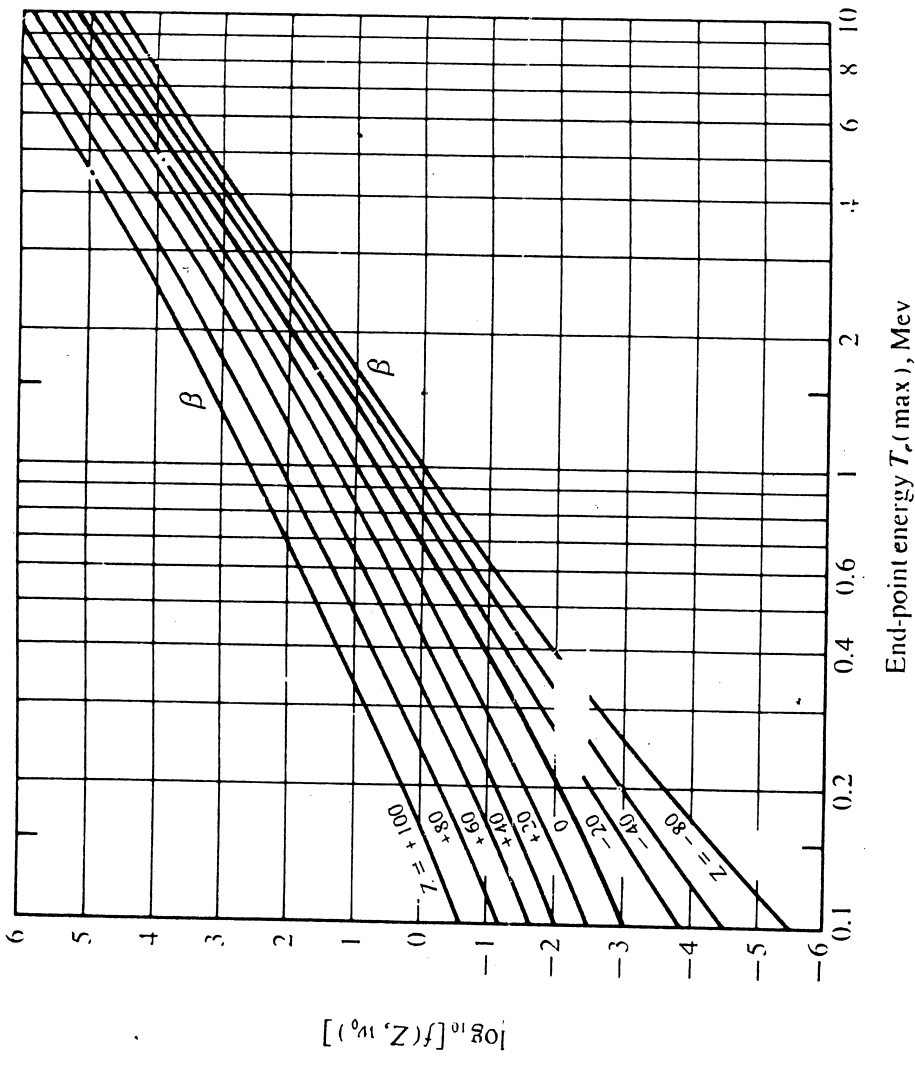
الجدول 3-4 امثلة لانحلالات بيتا

Initial nucleus†	Final nucleus	Predominant decay mode
${}^6_2\text{He} (0^+)$	${}^6_3\text{Li} (1^+)$	Allowed, G.T.‡
${}^{14}_8\text{O} (0^+)$	${}^{14}_7\text{N}^{1+}$	Allowed, F.‡
${}^1_0\text{n} (1^+)$	${}^1_1\text{H} (1^+)$	Allowed, G.T. and F. mixed
${}^{35}_{16}\text{S} (3^+)$	${}^{35}_{17}\text{Cl} (3^+)$	Allowed, G. T. and F. mixed
${}^{91}_{39}\text{Y} (1^+)$	${}^{91}_{40}\text{Sr} (1^+)$	First forbidden, G.T.‡
${}^{38}_{17}\text{Cl} (2^-)$	${}^{38}_{18}\text{A}^{3+}$	First forbidden, G.T. and F. mixed
${}^{10}_4\text{Be} (3^+)$	${}^{10}_5\text{B} (0^+)$	Second forbidden, G.T.‡

† The total angular momentum and parity of each state is given.

‡ Only possible decay mode, called *unique transition*.

ان بعض النتائج العملية لقيم $\log f_{t\frac{1}{2}}$ مبينة في الشكل 25-4. ان الانحلالات التي يكون فيها هذا المقدار اقل ما يمكن تتجمع حول القيمة 3.5 وتكون بين النوى المرآتية (البند 7-2) وتسمى بالانحلالات فوق المسموح بها *super-allowed* وذلك لان دالات الموجات للنوى الابتدائية والنهائية تلتحم مع بعضها التحاماً تاماً وبهذا تصبح قيمة $|M|^2$ في المعادلة $(4 - 150)$ مساوية تقريباً للواحد. ان البروتون الاخير مثلاً في نموذج القشرة يمكن تصويره على انه هو الذي سينحل ويصبح نيوتروناً وفي النواة المرآتية فان النيوترون هذا سيكون له دالة موجة مطابقة لدالة موجة البروتون ولذلك فان هناك تلاحماً كاملاً بين دالتي الموجتين. ان البروتون الاخير والنيوترون الاخير في اغلب النوى الاخرى يكونان في قشرة مختلفة في اغلب الاحيان. ان الشكل 25-4 يبين ان هذه الحقيقة تؤدي الى تقليل احتمال الانحلال بنسبة تبلغ حوالي 10^{-2} . ان الحساسية العالية لانحلال بيتا تجاه التحام دوال الموجات الابتدائية والنهائية يؤدي الى تشتت كبير بين مختلف رتب

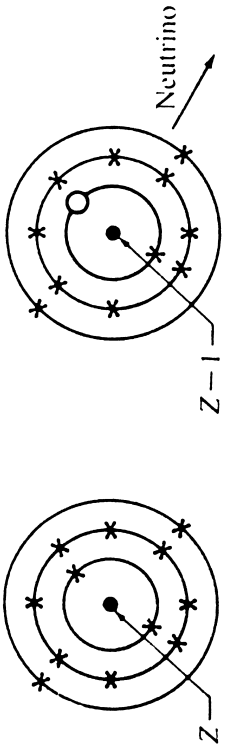


الشكل 24-4

رسم الدالة f بدلالة الطاقة الحركية القصوى لاشعة بيتا في حالة انبعاث كل من الاكترونات والپوزترونات حيث Z هي العدد الذري للنواة الوليدة. عندما تكون $T_e(\text{max})$ اكبر من 1 Mev, فان f تتناسب تقريباً مع $T_e(\text{max})$. مرفوعة الى الاس الخامس.

ان الكمية $|M|^2$ يمكن ان تفصل بدلالة حدود تمثل قيماً تصاعدياً للزخم الزاوي L_β وهذا مشابه للمعادلة $(4 - 63)$ في انحلال كاما

$$|M|^2 = |M(L_\beta = 0)|^2 + |M(L_\beta = 1)|^2 + |M(L_\beta = 2)|^2 + \dots + |M(L_\beta = 4)|^2$$
ان الجزء الاكبر من $|M|^2$ يتحدد بالمركبة التي تكون لها اقل قيمة للزخم الزاوي L_β وتحقق في نفس الوقت المعادلات $(4 - 151)$ و $(4 - 152)$. وبهذا فان هذه المركبة تحدد مقدار $f_{t\frac{1}{2}}$ او λ_β . ان الانحلالات التي تكون فيها $L_\beta = 0$ تسمى بالانحلالات المسموحة *allowed* وعندما تكون $L_\beta = 1$ فانها تسمى بالانحلالات المنوعة الاولى *first forbidden* وعندما تكون $L_\beta = 2$ فان الانحلالات تسمى



الشكل 26 - 4 عملية اقتناص الإلكترون في هذا المثال يظهر اقتناص إلكترون K. ان عملية الاقتناص من المستويات الاخرى ممكنة أيضاً.

ان حسابات الطاقة في هذه العملية يمكن اجرائها بالاستعانة بالشكل 26 - 4 حيث تكون الحالة الابتدائية مكونة من الذرة الام والحالة النهائية مكونة من الذرة الوليدة والنيوترينو ونلاحظ ان شحنة النواة في الحالة النهائية متوازنة مع عدد الالكترونات الذرية. ان قانون حفظ الطاقة يعطينا :-

$$M_P c^2 = M_D c^2 + E_B + T_\nu \quad (4 - 154)$$

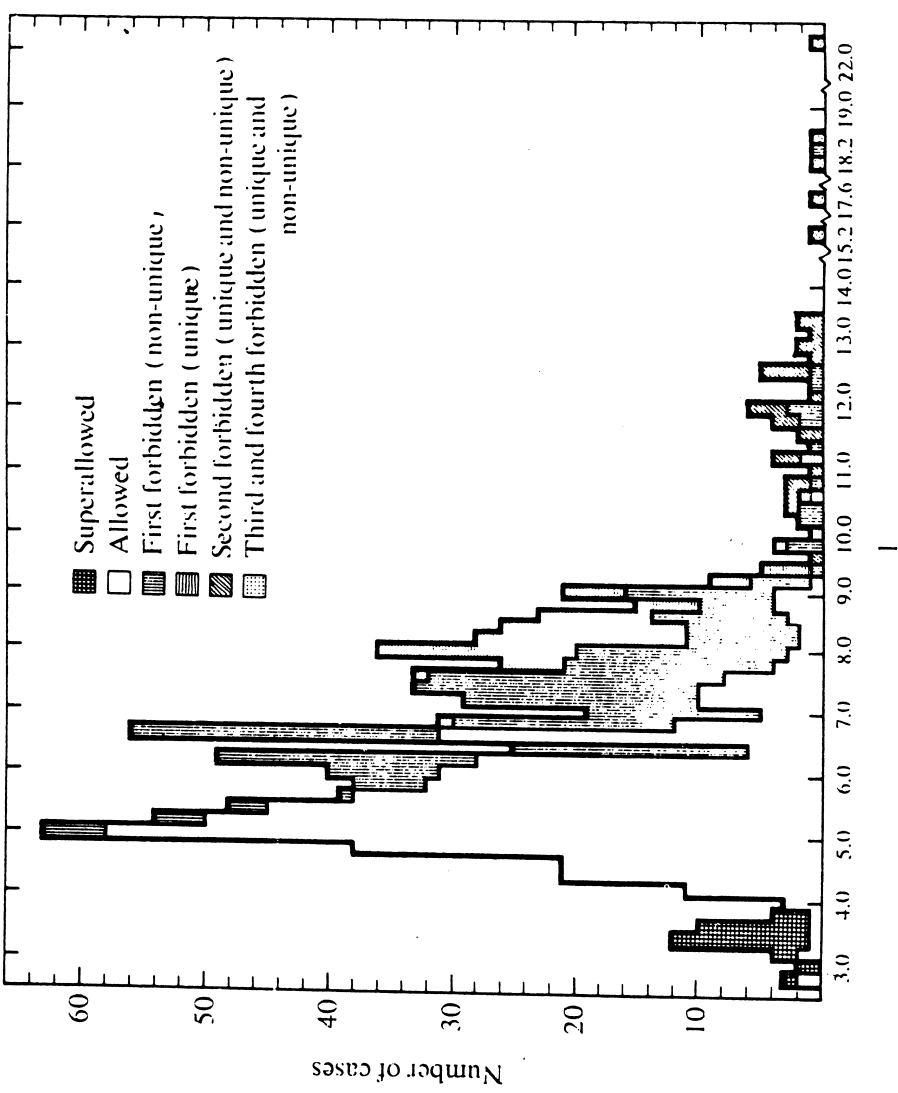
حيث تمثل E_B طاقة ارتباط الالكترونات المفقود في النواة الوليدة. ان الكتلة هنا هي للذرات في حالاتها الارضية وقد تم اهمال طاقة الارتداد للنواة الوليدة. ان قيمة Q لعملية اقتناص الالكترونات تعرف على انها مساوية للطاقة الحركية للنيوترينو

$$Q_{e.c.} = T_\nu = (M_P - M_D) c^2 - E_B \quad (4 - 155)$$

وبما ان طاقة ارتباط الالكترونات الخارجية $E_B \approx 0$ فان اقتناص الالكترونات يمكن ان يحدث في جميع الحالات التي تكون فيها $M_P(Z)$ اكبر من $M_D(Z-1)$. ان عملية اقتناص الالكترونات من المدارات الداخلية تليها دائماً عمليات ثانوية اخرى كانبعاث اشعة x او انبعاث الكترونات او كراuger (راجع البند 4c - 3) من الذرة الوليدة.

ان الشكل 27 - 4 يلخص حسابات الطاقة لثلاثة انواع من عمليات انحلال بيتا. ان جميع هذه الانحلال الثلاثة يمكن ان تؤدي الى حالات متهيجة. ان بعض مخططات الانحلال النموذجية مبينة في الشكل 28 - 4

انحلال بيتا والذي يظهر في الشكل 25 - 4 وهذا يؤدي الى استحالة تعيين رتبة انحلال ما بالاعتماد على قيمة f_4 فقط بل يجب توفر معلومات اضافية عن البرم والتناظر. ان هذه المعلومات الاضافية قد تم استخدامها في الحقيقة في الرسم الموجود في الشكل 25 - 4.



الشكل 25 - 4 توزيع قيم $\log ft_{1/2}$ لباعثات بيتا المعروفة

6f - 4 الانحلال باقتناص الكترون. Electron-capture decay.

ان هناك عملية اخرى تشابه عملية الانحلال البوزتروني تم اكتشافها من قبل الفارز (1937) Alvarez. ان احد الالكترونات الذرية يمكن ان يتم اقتناصه بواسطة النواة تحت ظروف معينة. ان الاقتناص الاكثر احتمالاً هو ذلك الذي يتم من مستوى K وذلك لان الالكترونات الموجودة فيه لها اكبر احتمال ممكن في ان تكون داخل النواة.

ان حساب ثابت الانحلال $\lambda_{e.c.}$ لاقتناص الالكترون يمكن ان يتم بواسطة النظرية نفسها التي ذكرت سابقاً. ان العلاقة $4 - 129$ هي التي يجب ان تطبق لحساب كثافة الحالات وذلك لان هناك جسيماً واحداً منبعثاً فقط في هذه الحالة. وقد وجد أن قيمة $\lambda_{e.c.}$ لانتقالات المسموح بها تتناسب مع $T_1^{1/2}$ (قارن مع المعادلة $(4 - 130)$). ان النسبة $\lambda_{e.c.}/\lambda_{\beta^+}$ لا تعتمد عملياً على اية تأثيرات نووية ولذلك فهي تعد مقداراً جيداً لتدقيق صحة نظرية انحلال بيتا. ان الشكل $29 - 4$ يبين النسب المحسوبة لاحتمال اقتناص K بالمقارنة مع احتمال انبعاث البوزترون. ان الاتفاق بين القيم المحسوبة والقيم العملية جيد فعلاً. ان النسبة $\lambda_{e.c.}/\lambda_{\beta^+}$ يمكن ان تستخدم بعد استخدامها في تدقيق النظرية لتوقع قيم طاقات نقطة النهاية للانحلات.

4 - 6 انحلال بيتا العكسي. Inverse beta decay.

ان نظرية انحلال بيتا تتوقع ان يكون للنيوتريو احتمال صغير جداً ولكن محدد ايضاً للتفاعل مع النوى. ان هذا الاحتمال هو في حدود 10^{-19} مرة اقل من احتمال التفاعلات النووية الاعتيادية. ان تفاعلاً من هذا النوع وكما سبق ان ذكرنا قد اكتشف من قبل رينس وكوان (1953) Reines and Cowan حيث انهما بحثا عن التفاعل.

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad (4 - 156)$$

وقد تم انتاج الانتي النيوتريونات من انحلات بيتا التي تحصل في التفاعل النووي. ان هذا التفاعل يسمى بتفاعل بيتا العكسي:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (4 - 157)$$

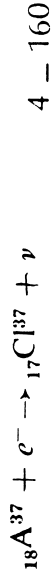
وبما انه وحسب نظرية ديراك (البند $d - 4 - 3$) فان خلق الكترون هو مكافئ لفناء بوزترون فان التفاعل يكون :-

$$n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu} \quad (4 - 158)$$

مكافئاً تماماً لانحلال بيتا

ان خلق النيوترون في التفاعل $(4 - 156)$ قد تم الكشف عنه بواسطة الكشف عن اشعاع الفناء الناتج عن البوزترون والذي يليه بعد بضع مايكروثانية من الزمن للكشف عن اشعاع كاما الناتج عن اقتناص النيوترون البطيء (راجع البند $c - 5$). ان هذه الحوادث المتسلسلة يمكن بواسطتها اختيار التفاعل $(4 - 156)$

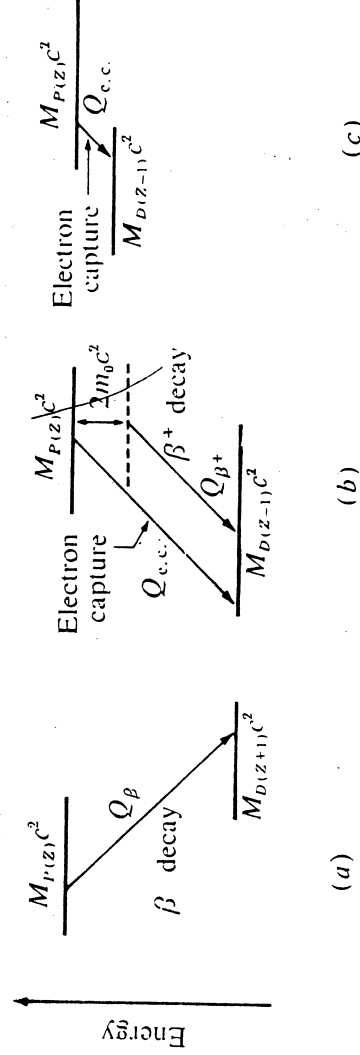
وفصله عن التشويش الموجود ان احتمال حدوث التفاعل قد تم التأكد منه بواسطة فتح وغلق المفاعل الذي ينتج جسيمات الانتي نيوتريو وقد اتضح ان هذا الاحتمال يتفق مع القيمة النظرية لقد حاول ديفس (1955) Davis بواسطة تجربة مشابهة الكشف عن عملية اقتناص الالكترون.



ولكنه لم يفلح في الكشف عن وجود التفاعل $e^- + A^{37} \rightarrow Cl^{37} + \nu$ بالقرب من المفاعل. وبما ان المفاعل ينتج جسيمات الانتي نيوتريو فان هذا

يبين بوضوح بان جسيمات النيوتريو والانتي نيوتريو هي جسيمات مختلفة ونحن نعلم الان انها تختلف فيما بينها من ناحية اتجاه البرم الذاتي ففي حين يكون اتجاه اللف الذاتي للنيوتريو عكس اتجاه حركته فان اللف الذاتي للانتي نيوتريو يكون موازياً لاتجاه حركة الجسيم (كولدهاير وكروذرزنس وسنيار

[Goldhaber, Grodzins, and Sunyar (1958)]



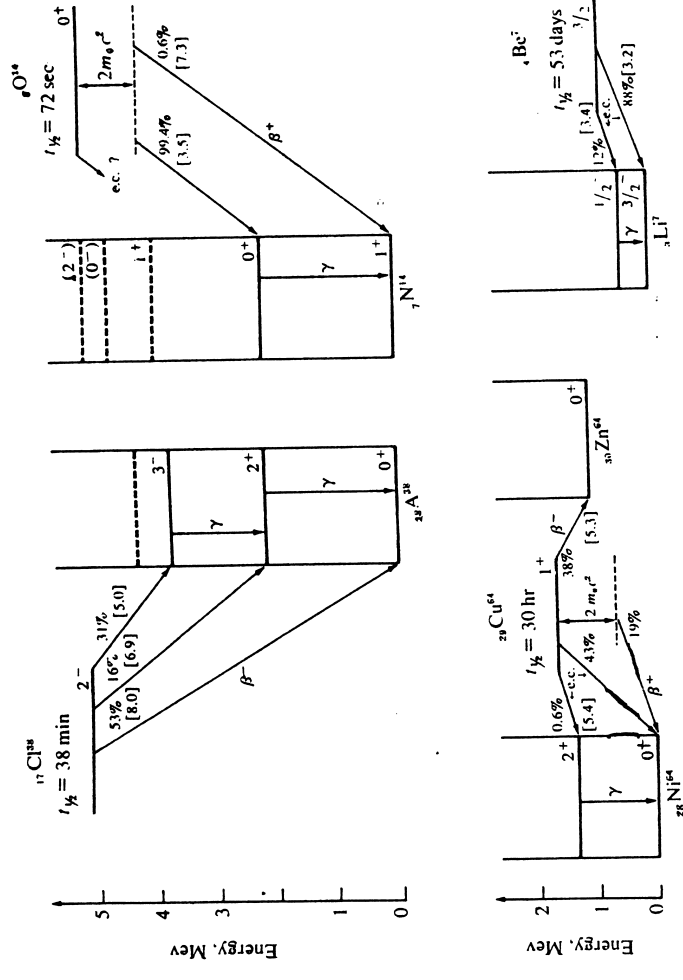
الشكل $27 - 4$ حسابات الطاقة في عمليات انحلال بيتا (a) انحلال β^+ (b) انحلات β^+ والاقتناص للالكترون. ان انحلال β^+ ممكن في حالة كون $M_{P(Z)} - M_{D(Z-1)} > 2m_0$ اذا كانت (c) فان اقتناص الالكترون هو الذي يحدث فقط.

4 - عدم حفظ التناظر في انحلال بيتا

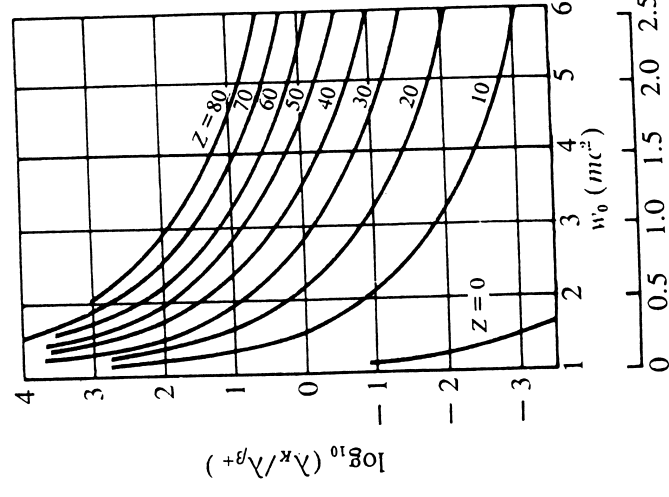
ان خاصية النيوتريو التي ذكرت اعلاه لا تحافظ على التناظر وتؤدي الى نوع من الانحلالاات يكون التناظر غير المحفوظ فيها متفقاً مع النتائج العملية فلو فرضنا مثلاً ان نيوتريو يتحرك الى اليمين كما في الشكل (a) $30 - 4$ فان برمه الذاتي $s\hbar$ سوف يؤثر باتجاه اليسار واذا كانت هذه الخاصية في النيوتريو تحقق قانون حفظ التناظر فان الوضع الموجود في المرة في الشكل $30.b$ $4 - 30$ سيكون ممكناً ايضاً ذلك ان النيوتريو سيكون متحركاً نحو اليسار ولكن متجه البرم $s\hbar$ سيكون باتجاه اليسار وذلك لان متجه الزخم الزاوي لا يغير اتجاهه في تجربة المراءة هذه . ان هذا الوضع مع ذلك لا يمكن ان يكون صحيحاً بالنسبة للنيوتريو لانه كما ذكرنا سابقاً فان النيوتريو يكون اتجاه البرم فيه عكس اتجاه الحركة . ان الوضع الموجود في الشكل $30.b$ $4 - 30$ يمثل اذن جسيم الانتي نيوتريو او بمعنى آخر فان تجربة المراءة تكون ممكنة اذا تم ابدال الجسيم بالجسيم المضاد له .

ان خاصية عدم تحقيق حفظ التناظر هذه قد وجدت اولاً في سلسلة من التجارب التي افترضها لي ويانك (1956) Lee and Yang حيث انهما توقعوا وبناءً على نتائج انحلال ميزونات معينة بان تجربة المراءة في انحلال بيتا لا يمكن ان تحدث في الطبيعة الا اذا تم ابدال احد الجسيمات الخفيفة (الالكتران او الانتي نيوتريو) بالجسيم المضاد له (البوزترون او النيوتريو) وبالدات فإنه تم توقع تأثيرين لا يتم حفظ التناظر فيهما وقد تم ايجادهما فعلاً وهما (1) ان التوزيع الزاوي لاشعة بيتا الناتج عن نوى مستقطبة يكون غير متناظر بالنسبة لمستوى يمر بالنواة عمودياً على محور الاستقطاب (2) ان الالكترانات المنبعثة في انحلال بيتا يكون برمها في اتجاه معاكس لاتجاه حركتها بدرجة اكبر وعكس ذلك يحصل للبوزترونات . ان توضيح فكرة ان هاتين الخاصيتين لا تحفظان التناظر يمكن فهمه على اساس اعتبارات مشابهة لتلك المتعلقة بالشكل $30 - 4$

ان التأثيرات غير الحافظة للتناظر تحدث فقط في الجسيمات الخفيفة في انحلال بيتا فقط . ان الحالات النووية لها تناظر معروف بدقة عالية ولهذا فان قواعد الاختيار (152 - 4) يجب التقيد بها . كذلك فان الالكترانات الاعتيادية ليس لها اتجاه مفضل للاستقطاب



الشكل 28 - 4 تخطيطات انحلالاات بيتا النموذجية . ان المستويات النووية غير المشغولة في انحلال بيتا مبنية بالخطوط المنقطه (ان هذه المستويات قد تم ايجادها بواسطة التفاعلات النووية) ان قيم نسب التفرع مبنية كنسبة مئوية كما ان قيم $\text{Log } f_i$ مبنية داخل اقواس .



الشكل 29 - 4 احتمال اقتناص الكترون K بالمقارنة مع احتمال الانحلال البوزتروني مرسوماً بدلالة طاقة نقطة النهاية لطيف البوزترون لعدة قيم للمدد الذري للنواة الوليدة . ان هذه الرسوم هي لحالات الاطياف المسموح بها فقط .

End-point energy $T_e(\text{max})$, Mev

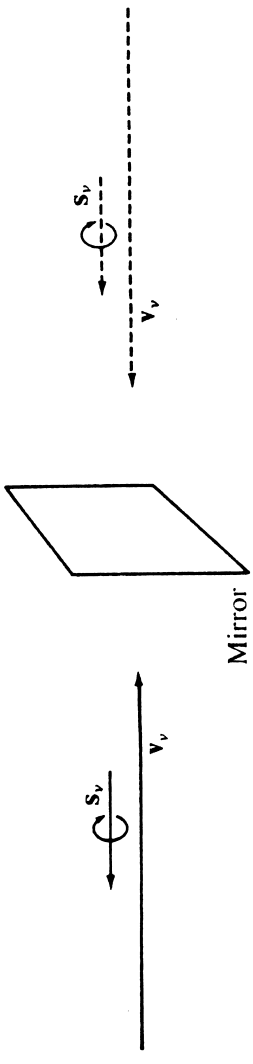
أسئلة

4-1 مصدر مشع يحتوي على خليط من نوعين من النوى المشعة التي لها اشعاعيات متساوية في البداية. ان نصف عمر النوى الاولى في سنة والثانية في سنة ما هي النسبة بين الاشعاعيات المتبقية بعد سنة واحدة ان نسب التواجد الطبيعي لنوى U^{235} هي 0.72 بالمائة ولنوى U^{238} هي 99.3 بالمائة. افترض انه خلال عملية تكوين العناصر (فان كلا النظيرين) قد كان تواجدهما متساوياً ما هي توقعاتك بالنسبة للفترة الزمنية التي مضت على تكوين العناصر في الطبيعة. ان انصاف اعمار U^{238} و U^{235} هي 6.8×10^8 and 4.6×10^9 سنة على التوالي.

4-3 اذا كان منحني انحلال نموذج مشع تم انتاجه في مفاعل نووي مابين كما هو ادناه. وبعد عدة ساعات كانت قراءة التشويش 15 counts/sec احسب انصاف الاعمار والنسب بين الاشعاعيات الابتدائية في النموذج

Time of observation, min	Activity, counts/sec	Time of observation, min	Activity, counts/sec
0	366	10	128
1	289	15	99
2	241	20	78
3	210	25	63
4	189	30	50
5	173	35	42
6	161	40	35
7	151	45	30

4-4 ان العنصر المشع Na^{24} ($t_{1/2} = 14.8$ hours) يمكن انتاجه بواسطة القصف النيوتروني لنوى Na^{23} فاذا كانت سرعة انتاج Na^{24} هي 10^8 نواة / ثانية وان القصف بدأ على نموذج بقي من Na^{23} احسب (a) اقصى اشعاعية لعنصر Na^{24} بالكوري والتي يمكن انتاجها. (b) زمن القصف اللازم للوصول الى 90 بالمائة من اقصى اشعاعية (ج) عدد النوى Na^{24} المشعة المتبقية بعد مرور ثلاث ساعات من وقف القصف



(a)

(b)

الشكل 30 - 4 الخاصة التي لا تحقق حفظ التناظر في النيوتريو a النيوتريو يتحرك باتجاه اليمين بسرعة مقدارها v_v (b) التجربة كما تظهر في المرآة. ان هذا الوضع لا يحدث في الطبيعة بالنسبة للنيوتريو.

4-6 i المعلومات عن التركيب النووي من انحلال بيتا

Nuclear structure information from beta decay.

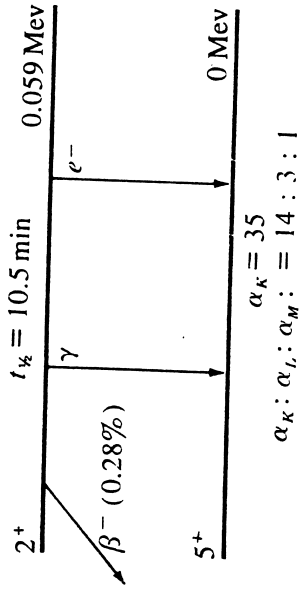
ان جزءاً من المعلومات التي يمكن الحصول عليها من دراسة انحلال بيتا مشابهة لتلك التي نحصل عليها من انحلال كاما. ان طاقات الانحلال تكون مفيدة لتدقيق حسابات الطاقة في النوى وبالنزات المعادلة شبه العملية للكتلة وتأثيرات القشرة.

ان عنصر المصفوفة M (المعادلة (4-135)) هو حساس جداً لمقدار الالتحام بين دالات موجات النوى الام والوليدة. ان هذا الالتحام في النوى المرآتية هو تقريباً كامل وهذا يعطي دعماً اكثر لتناظر الشحنة للتفاعل النووي (البند 7-5) كذلك فان انتقالات بيتا من ثلاثيات المرآة (راجع مثلاً الشكل 34-2) بين المستويات المتقابلة حيث تكون ممكنة من ناحية الطاقة تكون ايضاً ما فوق المسموح به وهذا يدل على التهام كامل بين دوال الموجات ويدعم ايضاً فرضية عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة (البند 7-2)

ان جهد التفاعل ΔV (المعادلة (4-135)) يحتوي ايضاً على معلومات قيمة يمكن ان تعطينا معلومات اكثر عن الدور الذي تلعبه الميزونات المختلفة ضمن النواة ان الخواص العامة التي تتطلبها التناظر وتأثيرات عدم حفظ التناظر هي التي تعد الان مفهومة فقط. ان مقدار جهد التفاعل g لم يتم تفسيره لحد الآن حيث انه عملياً في حدود 10^{-6} مرة اقل من جهد التفاعل النووي او 10^{-4} مرة اقل من جهد التفاعل الكهرومغناطيسي ولهذا فان تفاعل بيتا يسمى بالتفاعل الضعيف $weak interaction$. حيث من المفترض انها تنتج عن مجال قوة لا يمكن اعتباره نووياً او كهرومغناطيسياً او تجاذبياً.

4 - 9 ان نواة ^{60}Co لها المستويات الايزوميرية المبينة في الشكل ادناه (a) ما هي ثوابت الانحلال لكل من انحلال بيتا و β^- تحويل e^- وانحلال γ

(b) ما هو توقع وايسكوفيف اللائم لثابت انحلال كما (c) اما هو سمك الحالة الايزوميرية لنواة ^{60}Co بوحدة eV



4 - 10 يؤدي الى الانتقال من مستوي طاقته 9.28 MeV ^{11}B الى انتقال كما في ^{11}B (برمه وتناظرهما هما $5/2^+$ الى مستوي آخر طاقته 4.46 MeV (وبرمه وطاقته هما $5/2^-$) ما هو متعدد القطب المسيطر على الانتقال : احسب سمك مستوي كما التوقع بوحدة eV على اساس نموذج وايسكوفيف، (ان القيمة المقاسة للكمية Γ_γ هي 5.4 eV)

4 - 11 في نواة ^{90}Zr فان هناك مستوي ايزوميري عند طاقة 2.315 MeV وله نصف عمر مقداره 0.83 ثانية . ان لهذا المستوي تفرع نسبته 16 بالمئة الى حالة طاقته 2.182 MeV و فرع آخر نسبة تفرعه 84 بالمئة الى الحالة الارضية . ان لهذين الانتقالين معاملات تحول K هي 2×10^{-4} و 4 على التوالي . استخدم المعادلة (4 - 69) والشكل 4 - 9 لاقتراح متعددات الاقطاب للانتقالات والبرم والتناظر للمستويات .

4 - 12 ان انحلال بيتا في نواة ^{137}Cs يؤدي الى حالة ايزوميرية لنواة ^{137}Ba والتي تنحل بانبعث اشعة كما ذات طاقة 0.6616 MeV . احسب طاقات الكثرونات تحول K و L (ان طاقات ارتباط الكثرونات K و L لعنصر Cs هي 3509 و 5.7 keV ولعنصر Ba هي 37.4 و 6.0 keV على التوالي)

4 - 5 (a) اذا كان غرام واحد من عنصر البوتاسيوم يشع 29 جسيم β^- في الثانية نتيجة لوجود النظير ^{40}K فيه (حيث ان تواجد هذا النظير الطبيعي هو 0.012 بالمئة) وبسبب وجود عملية اقناص الالكترن التي تنافس هذه العملية والتي تؤدي الى حالة متهيجة من ^{40}A فان اشعة كاما سوف تنبعث ايضاً وقد وجد ان $N_\gamma/N_\beta = 0.12$ مع العلم انه لا يوجد عملية اقناص الكثرن تؤدي الى الحالة المستقرة الارضية للنظير ^{40}A فما هو نصف عمر ^{40}K ان هذا الانحلال الاشعاعي يستعمل لايجاد الاعمار الجيولوجية للخامات وذلك بقياس نسبة تركيز ^{40}K الى ^{40}A وعلى اعتبار ان كل ^{40}A قد تكون من انحلال ^{40}K الى ^{40}A وان ابي جزء منه لم يترك الخام فما هو عمر الخام الذي تكون فيه النسبة $N(^{40}\text{A})/N(^{40}\text{K}) = 0.5$

4 - 6 (a) نواة مشعة ام لها نواة وليدة مشعة ايضاً . جد علاقة للزمن الذي تكون فيه الفعالية الاشعاعية للنواة الوليدة اقصى ما يمكن على اعتبار ان النموذج الاصلي يحتوي على النواة الام النقية . ما هي النسبة بين الفعالية الاشعاعية للنواة الام الى تلك التي للنواة الوليدة عند هذا الزمن (b) نموذج تقي من ^{227}Th ($t_1 = 18.2 \text{ days}$) ينحل الى ^{223}Ra ($t_2 = 11.7 \text{ days}$) بانبعث جسيمات الفا ان ^{223}Ra يقوم هو ايضاً باشعاع جسيمات الفا احسب الزمن الذي تصبح عند الفعالية الاشعاعية اقصى ما يمكن . (c) ما هي النسبة بين الفعاليات الاشعاعية لكل من ^{227}Th و ^{223}Ra بعد عدة اشهر .

4 - 7 ان عنصر الراديوم (^{226}Ra , $t_1 = 1622 \text{ years}$) ينحل الى الرادون (^{222}Rn , $t_2 = 3.82 \text{ days}$) والذي هو غاز احادي الذرات . فاذا كان لدينا اصلاً نموذج من الراديوم النقي فعايته الاشعاعية 100 mC وترك ليصل الى حالة توازن مع ناتج انحلاله لمدة اشهر احسب عدد ذرات الرادون الموجودة في تلك الحالة وما هو الحجم الذي سوف تشغله تحت الظروف القياسية

4 - 8 نموذج فعايته الاشعاعية اصلاً هي 10 mC يتكون من ($t_1 = 5.01 \text{ days}$) ^{210}Po ترك لينحل الى بولونيوم (^{210}Po , $t_2 = 138.4 \text{ days}$) احسب اقصى فعالية اشعاعية للبولونيوم

- 4 - 13 ان الشكل 4-17^a يبين انحلال الفا في نواة Pu^{238} كما يبين ايضاً طاقات الحالات المتهيجة من U^{234} . احسب الطاقات الحركية لمجموعة جسيمات الفا التي تؤدي الى حالة التهييج ذات طاقة 0.499 Mev في نواة U^{234}
- 4 - 14 (a) اثبت وباستخدام العلاقة شبه العملية للكتلة ان انحدار العلاقة بين طاقة انحلال الفا وعدد النيوترونات هو سالب (b) احسب قيمة الانحدار في حالة $Z = 86$ و 130 و $N = 120$ باستخدام مجموعة من ثوابت الطاقة. قارن مع الشكل 4-12
- 4 - 15 (a) اثبت بواسطة استخدام المعادلة شبه العملية للكتلة ان انحدار العلاقة بين طاقة انحلال الفا وبين العدد الذري لنظير معين يجب ان يكون موجباً (b) احسب هذا الانحدار عندما تكون $N = 120$ قريباً من $84 = Z$ باستخدام اي مجموعة من ثوابت الطاقة. قارن مع الشكل 4-12
- 4 - 16 ان جسيمات الفا تنبعث عن النواة Na^{24} بطاقة مقدارها 1.83 Mev استخدم المعادلة (95 - 4) لحساب نصف العمر. (ان القيمة العملية لنصف العمر هي 2.4×10^{15} سنة.)
- 4 - 17 افترض ان النظيرين للعنصر ^{250}Cf الذين يكون عدد النيوترونات فيها مختلفاً بمقدار 4 يعطيان جسيمات الفا بطاقات الانحلال نفسها. (a) اي من النظيرين سيكون له نصف عمر اكبر (b) احسب الفرق المتوقع في انصاف الاعمار كنسبة مئوية
- 4 - 18 احسب طاقة نقطة نهاية الطيف في انحلال بيتا للنيوترون بوحدة Mev باستعمال كتل البروتون والنيوترون
- 4 - 19 اثبت انه في حالة كون طاقة نقطة نهاية الطيف لمنع بيتا اقل كثيراً من m_0c^2 وان النسبة بين معدل طاقة جسيمات بيتا الى قيمة الطاقة في نقطة نهاية الطيف هي $\frac{1}{3}$. افترض ان دالة فيرمي هي ثابتة تقريباً لكل الطاقات في هذا السؤال
- 4 - 20 افترض ان الزاوية بين نواة Li^6 المرتدة والالكترونون في الانحلال المين في الشكل 4-18 هي 90° .

- وباستخدام هذه الحقيقة فقط اثبت ان الطاقة الحركية للالكترونون يجب ان تكون اقل من نصف اقصى طاقة متوفرة (قد تجد ان الحل بطريقة الرسم مفيداً)
- 4 - 21 افترض ان الزاوية بين نواة Li^6 المرتدة والالكترونون هي 90° وان نواة Li^6 لها مقدار الزخم نفسه الذي للالكترونون. احسب الطاقات الحركية لنواتج الانحلال الثلاثة (e^- , Li^6). ان طاقة انحلال He^6 هي 3.57 Mev.
- 4 - 22 استخدم قاعدة اللاتمين لاثبات ان التشتت في طاقة الالكترونات داخل نواة C^{12} هو كبير جداً بالمقارنة مع اقصى طاقة لاشعة بيتا وجدت في النوى الخفيفة (15 Mev) (استخدم العلاقات النسبية ولكن يمكنك ان تقترض ان زخم الالكترونات الفرضي داخل النواة $m_0c \gg p$). ان هذا التناقض يستغل احياناً حجة ضد وجود الالكترونات في النوى
- 4 - 23 افترض ان نواة Be^7 تكون في حالة سكون قبل حدوث اقتناص K ما هي السرعة (بوحدة سم / ثا) وما هي الطاقة (بوحدة ev) التي تكتسبها النواة بعد عملية اقتناص K على اعتبار ان كتلة السكون للنيوترونو تساوي صفر (ان الفرق في الكتلة الذرية بين Be^7 و Li^7 هو 0.86 Mev)
- 4 - 24 عينة حجمها 2.57 تحتوي على غاز التريتيوم تحت الظروف القياسية وجد ان الامبولة تولد حرارة بمقدار 0.1909 سعرة لكل ساعة. فاذا كان نصف عمر التريتيوم هو 12.46 سنة وطاقة نقطة نهاية طيف بيتا له هي keV 19.4 احسب (a) الفعالية الاشعاعية للتريتيوم في النموذج (b) معدل طاقة جسيمات بيتا النبعثة (c) النسبة بين معدل طاقة الجسيمات وبين اقصى طاقة لها (راجع السؤال 19-4).
- 4 - 25 ان الجدول التالي يبين بعض الحالات النووية الابتدائية والنهائية. يبين فيما اذا كان الانحلال الاشعاعي الطبيعي ممكناً بين هذه الحالات واذا كان ذلك ممكناً اذكر نوع الانحلال الرئيسي وخواصه بقدر ما تستطيع من دقة. اعتبر ان $(M_{\text{initial}} - M_{\text{final}})c^2$ دائماً.

التفاعلات النووية

NUCLEAR REACTIONS

5 - مقدمة

خلال الفترة المحصورة ما بين عام 1919 حينما أعلن رذرفورد عن اكتشافه

للتفاعل النووي الصناعي-



وعام 1939 عندما اكتشف تفاعل الاندماج النووي من قبل (هان وستراسمان من

جهة ومتر وفريش من جهة أخرى (Hahn, Meitner and Frisch),

تمت دراسة كل ما يمكن دراسته عن العمليات النووية التي يمكن أن

تحفز بطاقات مقذوفات تصل إلى حد 10 Mev. ومنذ ذلك التاريخ فإن طاقات

المقذوفات قد زيدت إلى حوالي 10 Bev, حيث تم اكتشاف عدد كبير آخر من

التفاعلات النووية خصوصاً تلك التي تشترك فيها الميزونات والجسيمات غير المستقرة

الأخرى ومع أنه من المعروف حالياً أن الميزونات تلعب دوراً أساسياً بالنسبة للقوى

النووية فإن دراستنا الحالية سوف تقتصر على التفاعلات النووية التي تكون طاقة

الجسيم المقذوف فيها أقل من طاقة عتبة إنتاج الميزونات أي حوالي (150 Mev) ≈

ان النظريات التفصيلية للتفاعلات النووية قد تم وضعها اعتماداً على نموذجين

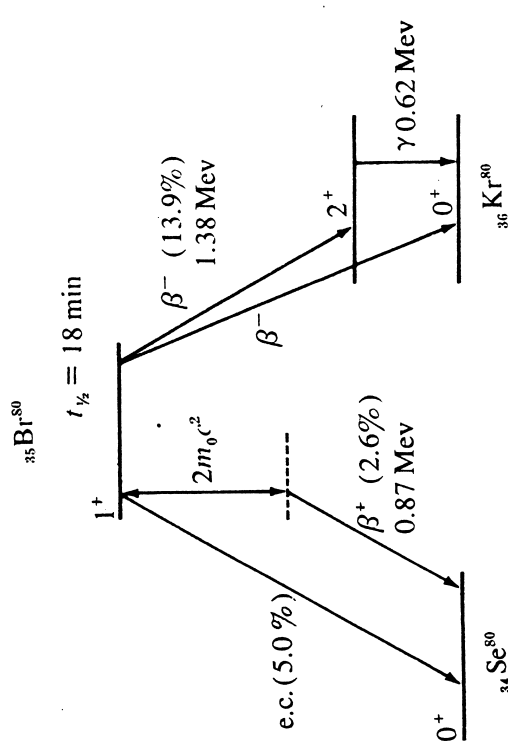
قد يبدوان مناقضين للتركيب النووي والذين تمت مناقشتهم في الفصل الثاني من

هذا الكتاب إلا وهما نموذج قطرة السائل ونموذج القشرة. إن إحدى النظريات

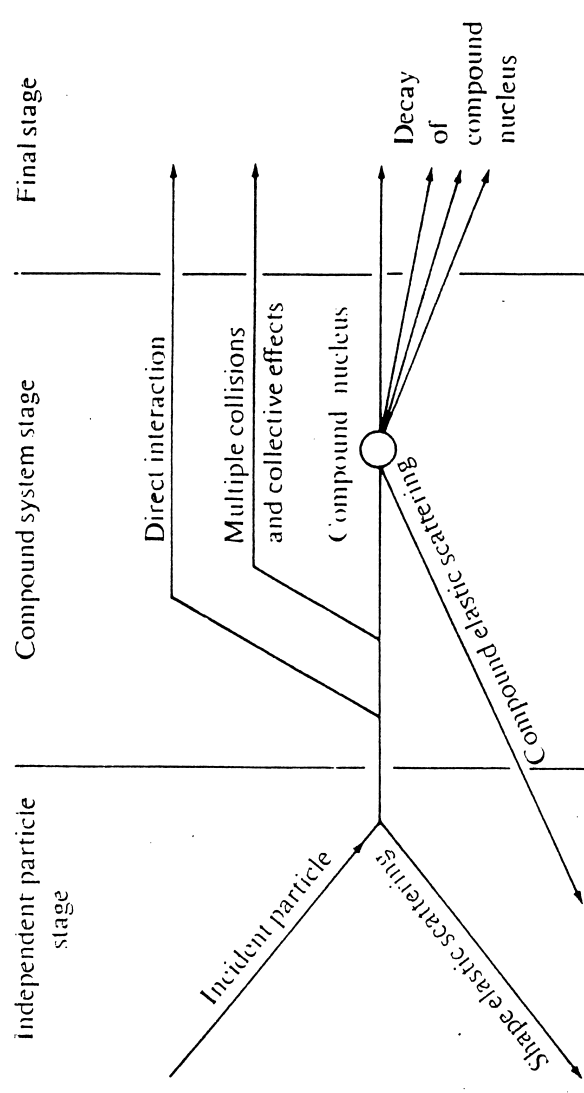
(Bohr 1936) تفترض أن المقذوفة النووية التي ترتطم بالنواة سوف تتفاعل

	Initial nucleus			Final nucleus		
	A	Z	I parity	A	Z	I parity
(1)	A	Z	1	A	Z	1
(2)	A	Z	$\frac{3}{2}$	A	Z	$\frac{5}{2}$
(3)	A	Z	0	A	Z	0
(4)	A	Z	5	A	Z	4
(5)	A	Z	3	A	Z-1	3
(6)	A	Z	$\frac{9}{2}$	A	Z-1	$\frac{1}{2}$
(7)	A	Z	0	A	Z+1	0
(8)	A	Z	2	A	Z+1	1
(9)	A	Z	0	A	Z-2	2
(10)	A	Z	0	A-4	Z-2	2

26 - إن الشكل ادناه يبين مخطط الانحلال لنواة Br^{80} (a) استعمل العلامات الموجودة فيه وفي الشكل 24 - 4 لحساب قيم $\log-ft$ لانحلالات بيتا الثلاث (b) استعمل الشكل 29 - 4 كحساب القيمة المتوقعة للنسبة K/β^+ للفرع الذي يمثل الانحلال البوزيتروني (c) صنف الفروع المختلفة حسب المرتبة والنوع



بشدة مع جميع النيوكليونات الموجودة فيها وتشارك معها في الطاقة التي تحملها بحيث تتم هذه العملية بسرعة. ان النواة الجديدة المتكونة عن هذه العملية سوف تتحلل بطريقة لا تعتمد على الكيفية التي تم انتاجها بواسطتها. اما النظريات التي تعتمد على نموذج القشرة (Feshbach, Porter, and Weisskopf, 1954) فانها تقترض بان النيوكليون الساقط سوف يتفاعل مع النواة عن طريق تفاعله مع جهد نموذج القشرة وان احتمال امتصاصه لتكوين نواة مركبة هو قليل. ان هذين الاتجاهين في دراسة التفاعلات النووية يمكن توحيدهما في نظرية واحدة ايضاً حسب (Feshbach, 1958; Weisskopf, 1957;

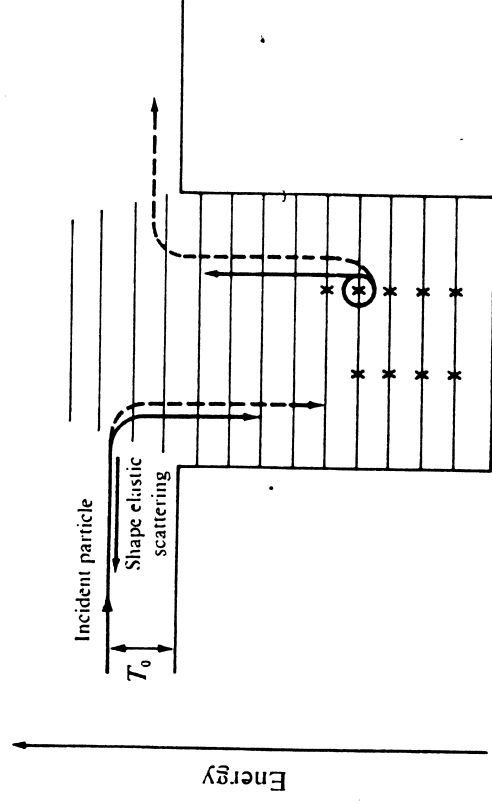


الشكل 1 - 5 سلسلة المراحل في التفاعلات النووية حسب نظرية دايكوف

ان اي تفاعل نووي حسب نظرية وايسكوف يمكن ان ينجز على مراحل عديدة متسلسلة كما هو مبين تخطيطياً في الشكل 1 - 5. ان الجسيم القذوف عند وصوله الى حافة تأثير الجهد النووي سوف يتعرض الى الانعكاس الجزئي لدالة موجته وهذا ما يسمى بالاستطارة المرئية الهندسية. *shape elastic scattering* وفي هذا المجال فان من المفيد ان نتذكر بان اي تغيير في مقدار الجهد الذي يتعرض له جسيم سوف يؤدي الى ظهور معامل انعكاس محدد لدالة الموجة (لاحظ المعادلة (2 - 162) والذي لا يعتمد على اتجاه حركة دالة الموجة. ان الجزء غير المنعكس من دالة الموجة والذي يدخل الى داخل النواة سوف يمتص فيها. ان

Feshbach يفترض ان الخطوة الاولى في عملية الامتصاص هي عبارة عن عملية تصادم جسيمين ببعضهما او بمعنى اخر فان الجسيم الساقط سوف يتفاعل مع نيوكليون واحد في النواة ويؤدي الى رفعه الى مستوى طاقة خالٍ اعلى من مستويته الاصلي كما هو مبين في الشكل (2 - 5). ان هذا قد يسبب خروج هذا النيوكليون خارج النواة ويسمى التفاعل في هذه الحالة بالتفاعل المباشر *direct reaction* ومن المتوقع ان يكون هذا النوع من التفاعلات سائداً في التفاعلات التي تكون طاقة القذوفات فيها عالية حيث يكون هناك احتمال كبير لان يكتسب نيوكليون واحد على الاقل طاقة كافية تؤهله للخروج من النواة.

ان سلسلة من العمليات الاكثر تعقيداً يمكن ان تبدأ في حالة عدم خروج النيوكليون المتصادم اعلاه خارج النواة. ان النيوكليون الساقط او النيوكليون المتصادم معه سوف يتفاعل مع نيوكليون آخر في النواة وبهذا يرفعه الى مستوى اخر خالٍ. ان هذه العملية يمكن ان تصل بالنواة وتحت ظروف مناسبة الى حالة تهيج جماعية (البند 5 - 2) ويمكن في هذه الحالة خروج احد النيوكليونات من النواة اما في حالة عدم خروج احد النيوكليونات الثلاث خارج النواة فان هذه النيوكليونات سوف تتفاعل مع بقية النيوكليونات الموجودة في النواة الى ان تصل النواة الى حالة يتم فيها اقتسام الطاقة بين جميع النيوكليونات الموجودة كما هي الحال من النواة المركبة.



الشكل 2 - 5 الخطوة الاولى في التفاعل النووي حسب النظرية الموحدة لـ Feshbach. ان الجسيم الساقط يتصادم مع نيوكليون واحد في النواة ويرفعه الى حالة اعلى. وفي حالة ترك الاخير للنواة فان التفاعل يسمى بالتفاعل المباشر (كما هو موضح بالخطوط المنقطعة) ان هذا الشكل لا يفرق بين البروتونات والنيوترونات.

$$a + X \rightarrow b + Y \quad 5 - 2$$

حيث

a = الجسيم القاصف (المقذوف)

X = النواة الهدف (الساکنة بالنسبة لاجداثيات المختبر)

target (at rest in the lab. system)

b = ناتج التفاعل الخفيف

Y = ناتج التفاعل الثقيل

ان الصيغة المختزلة لكتابة هذا التفاعل هي

$$X(a,b)Y \quad (5 - 3)$$

حيث تكون احدى نواتج التفاعل جسيم خفيف عادة والاخر جسيم اثنل وذلك

لان طاقة ارتباط الجسيمات بالنواة تؤثر على سير التفاعل. ان كتلة و في

بعض الاحيان تكونان متقاربتين كما هي الحالة في تفاعلات الانشطار النووي

(spallation reaction or fission), او قد تكونان متساويتين. اما اذا كانت

تمثل فوتون اشعة كامافاننا في هذه الحالة نتحدث عما يسمى بتفاعل الاقتناص

capture حيث تكون Y هي النواة المركبة.

وفي اغلب الاحيان التي يكون فيها عدد نواتج التفاعل اكثر من جسيمين يكون

من الممكن وصف التفاعل بانه عبارة عن سلسلة سريعة لعدة تفاعلات ينتج عن كل

منها جسيمان اي ان

$$a + X \rightarrow b_1 + Y_1$$

$$Y_1 \rightarrow b_2 + Y_2$$

$$Y_2 \rightarrow b_3 + Y_3, \dots$$

(5-4)

ان التفاعل (5 - 1) هو مثال واضح للتفاعلات من النوع (5 - 2) ويمكن

ملاحظة ان عدد البروتونات والنيوترونات يبقى ثابتاً قبل وبعد التفاعل. ان عدد

التفاعلات النووية المعروفة في الوقت الحاضر يصل الى عدة الاف منها

5 - 2 حسابات الطاقة. حفظ الزخم الخطي

Energetics. Conservation of linear momentum

بما ان عدد البروتونات يبقى ثابتاً خلال التفاعل فان جميع الكتل يمكن ان

ان النواة المركبة والتكونة بهذه الطريقة المعقدة من العمليات سو لا " تذكر "

على الاكثر تفاصيل مراحل تكونها ولها فان انحلالها سوف لا يعتمد على الطريقة

التي تكونت بها. ان الجسيم الساقط على النواة او احد الجسيمات الموجودة في

داخل النواة من النوع نفسه قد تخرج عن النواة صدمة بطاقة مركز الثقل نفسها التي

كانت للجسم الساقط وهذا ما يسمى بالاستطارة المرنة المركبة Compound

elastic scattering حيث ان الجسيم الخارج بهذه الطريقة لا يمكن تميزه عن

الجسيم المستطار مباشرة عن النواة استطارة مرنة الا بواسطة التأخر البسيط في زمن

خروجه

ان هذه الطريقة يمكن ان تستخدم ايضاً لتفسير علاقة احتمال حدوث التفاعل

مع طاقة مركز الثقل T_0 حيث انه اذا تغيرت قيمة فانها يمكن ان تصبح

مساوية لطاقة احد المستويات الخيالية الغير مستقرة للنواة مصادفة مما يؤدي الى

زيادة كبيرة في احتمال حدوث التفاعل ويسمى هذا برنين الجسم الواحد

$single-particle resonance$ ولكن يبقى من الصعب فهم عملية تكوين نواة

مركبة لها طاقات رنين عديدة. (compound-nucleus resonances)

ولكن يمكن القول بان اي مجموعة كمية ذات طاقة تهيج عالية سوف يكون لها عدد

كبير من المستويات القريبة من بعضها جداً بحيث يمكن الحصول على حالات

تهيج عديدة بطاقات تهيج متشابهة. ان طاقة وسمك حالات رنين النواة المركبة

يمكن في الوقت الحاضر كتابتها بدلالة ثوابت تقريبية (راجع البند 5 - 5) كما

ان التفسير النظري في حالة تطور مستمرة.

ان بعض خواص التفاعلات النووية تكون غير معتمدة على تفاصيل ما قد

يحدث داخل النواة بل يمكن استنتاجها من خلال تطبيق قوانين حفظ الطاقة

والزخم والزخم الزاوي كما ان التناظر يكون محفوظاً ايضاً بدرجة عالية من الدقة.

اضافة الى ذلك فان عدد ونوع النيوكليونات هما مقداران ثابتان عند الطاقات التي

تقل عن طاقة العتبة لانتاج زوج نيوكليون - انتي نيوكليون. ان قوانين الحفظ هذه

وتطبيقاتها على التفاعلات النووية سوف تناقش هنا قبل البدء بدراسة تفاصيل

احتمالات التفاعلات ومساحة مقطعها.

5 - 2 تطبيق قوانين الحفظ APPLICATION OF CONSERVATION LAWS

ان التفاعلات النووية التي تتم بواسطة طاقات تقل عن 100 Mev ينتج عنها

جسيمات عادة اي انها تكون من النوع

تكتب على اساس انها تمثل الكتل الذرية وعلى اعتبار ان الفروق في طاقات ارتباط الالكترونات الذرية هي في حدود عدة eV بحيث يمكن اهمالها . ان تطبيق قانون حفظ الطاقة على التفاعل (5 - 2) يعطي في هذه الحالة

$$M_a c^2 + T_a + M_x c^2 = M_b c^2 + T_b + M_Y c^2 + T_Y \quad (5-5)$$

حيث تمثل T الطاقة الحركية لكل جسيم بالنسبة لاحتداثيات المختبر . كما ان كتل a هي كتل الحالات الارضية . ان عدداً كبيراً من التفاعلات من جهة اخرى تنتج منها النواة Y وهي في حالة متهيجة . ان M_Y في هذه الحالة تمثل الطاقة الكلية والكتلة لهذه النواة

ان قيمة Q للتفاعل يمكن تعريفها بانها تمثل الفرق في الطاقات الحركية قبل وبعد التفاعل (قارن مع المعادلة (4 - 77))

$$Q = T_b + T_Y - T_a \quad (5-6)$$

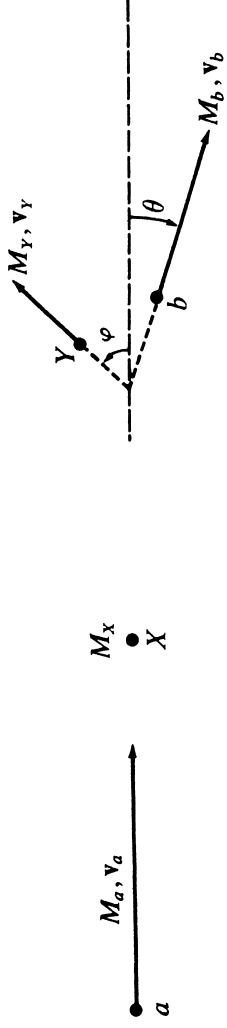
$$Q = [M_a + M_x - (M_b + M_Y)]c^2 \quad (5-7)$$

اذا كانت الكمية Q موجبة فان التفاعل سوف يعطي طاقة ويسمى في هذه الحالة *exothermic* اما اذا كانت Q سالبة فان التفاعل سوف يأخذ طاقة ويسمى *endothermic* . ان اي تفاعل لا يمكن ان يحدث الا اذا كانت الجسيمات h و Y قادرة على الخروج بطاقات حركية معينة اي ان $T_b + T_Y \geq 0$

$$Q + T_a \geq 0 \quad (5-8)$$

ومع ان هذا الشرط هو ضروري لحدوث اي تفاعل الا انه يبقى غير كافٍ . ان قيمة Q بالنسبة لاي تفاعل هي كمية مهمة له ويمكن ايجادها بواسطة الطيف الكتلي للجسيمات المشتركة في التفاعل (المعادلة (5 - 7)) او بقياس الطاقات الحركية (المعادلة (5 - 6)) ويمكننا وباستخدام قوانين حفظ الزخم الخطي ان نثبت بان قياس T_b والزاوية المحصورة بين اتجاه حركة (b) واتجاه (a) في احداثيات المختبر θ يمكن ان يكونا كافيين لحساب Q حيث :

$$\begin{aligned} M_a v_a &= M_Y v_Y \cos \phi + M_b v_b \cos \theta \\ 0 &= M_Y v_Y \sin \phi - M_b v_b \sin \theta \end{aligned} \quad (5-9)$$



الشكل 5 - 3 التفاعل النووي في احداثيات المختبر (a) الوضع الابتدائي (b) الوضع النهائي

وللتخلص من الزاوية ϕ فاننا نعوض عن $Mv = (2MT)^{\frac{1}{2}}$ لكل من الجسيمات ونعيد كتابة المعادلات بالشكل

$$\begin{aligned} (M_a T_a)^{\frac{1}{2}} - (M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos \theta &= (M_Y T_Y)^{\frac{1}{2}} \cos \phi \\ (M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \sin \theta &= (M_Y T_Y)^{\frac{1}{2}} \sin \phi \end{aligned} \quad (5-10)$$

وبترتيب المعادلتين وجمع النواتج نحصل على

$$M_a T_a - 2(M_a T_a M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos \theta + M_b T_b = M_Y T_Y \quad (5-11)$$

وبالاستعانة بالمعادلة (5 - 6) فانه يمكننا التخلص من T_Y لنحصل على

$$Q = T_b \left(1 + \frac{M_b}{M_Y} \right) - T_a \left(1 - \frac{M_a}{M_Y} \right) - \frac{2}{M_Y} (M_a T_a M_b T_b)^{\frac{1}{2}} \cos \theta \quad (5-12)$$

وهذه المعادلة تسمى بمعادلة Q equation. ان الحالات الخاصة المهمة لهذه المعادلة هي عندما تكون $\theta = 90^\circ$ والحالة التي تكون فيها $T_a = 0$ ان الحالة الاخيرة ممكنة فقط عند استخدام النيوترونات كقذائف حيث ان حاجز كولوم يمنع دخول جسيمات مشحونة طاقتها الحركية مساوية للصفر الى النواة . ان هذا الوضع وبقدر تعلق الامر بالطاقات هو مشابه للمعادلة (4 - 80)

ان جزءاً من الطاقة الحركية للجسيم القذوف سوف يستخدم كطاقة حركية لمركز الثقل ولهذا فان هذا الجزء سوف لا يفيد في عملية احداث التفاعل النووي . ومع اتنا نستطيع دراسة كافة التأثيرات الناتجة باستعمال المعادلة (5 - 12) الا اننا نستطيع الحصول على وضوح اكثر من خلال دراسة عملية التفاعل في احداثيات مركز الثقل للمجموعة كما هو مبين في الشكل (4 - 5) كذلك راجع الشكل (11 - 3) . ان

$$Q + T_0 \geq 0 \quad (5-19)$$

ان هذا الشرط يحقق الشرط (5-8) ضمناً. والتعويض من المعادلة

$$(5-16) \text{ يعطينا}$$

$$T_0 \geq \frac{-Q(M_a + M_x)}{M_x} \quad (5-20)$$

والمعادلة (5-20) تعطينا أيضاً طاقة العتبة threshold energy لبدء التفاعل بالنسبة للتفاعلات التي تأخذ طاقة endoergic التي تكون فيها، ($Q < 0$) ان طاقة العتبة يمكن ايجادها أيضاً بملاحظة ان كلاً من الجسيمين a و b يتحركان عند طاقة العتبة في احداثيات المختبر بسرعة مقدارها v_0 وبهذا تكون

$$(T_0 + T_Y)_{\text{thresh}} = \frac{1}{2}(M_b + M_Y)v_0^2 \quad (5-21)$$

وبحسابات بسيطة وباستخدام العلاقة $M_a + M_Y \approx M_b + M_X$ يمكن الحصول على المعادلة (5-20)

ان العودة الى احداثيات المختبر في الشكل 5-4 ممكنة وذلك باضافة المتجه v_0 الى متجهات السرعة في المعادلة ان عدداً كبيراً من الاوضاع المهمة يمكن ان تناقش هندسياً. وفي حالة التفاعلات الاندوارجية مثلاً يكون ممكناً للجسيم b ان يخرج بطاقتين حركيتين مختلفتين اختلافاً طفيفاً عند زاوية المختبر Q نفسها اذا كانت T_0 تزيد قليلاً عن طاقة العتبة. ان هذا يحدث لان T_0 تحدد فقط الانطلاق في مركز الثقل V_0 (راجع المعادلة (5-18)) ولا حظ ان $M_a V_0 = M_b V_0$ ولكنها لا تحدد اتجاه السرعة V_0 . ان الشكل 5-5 يبين ان هناك سرعتين مختلفتين هما V_0 و V_0' ولها نفس المقدار ولكنها في اتجاهات مختلفة بحيث يمكن لكل منها ان تظهر الجسيم b في نفس الزاوية ولكن بانطلاقات مختلفة في المختبر هي V_0' و V_0 .

ان من المناسب جداً في التفاعلات النووية القيام برسم المعلومات المتوفرة عن الكتل والطاقات في احداثيات مركز الثقل في رسوم مشابهة للشكل 5-6 والذي يمثل تفاعلاً اندوارجياً.

الطاقة الحركية لمركز الثقل هي :-

$$T_{c.m.} = \frac{1}{2}(M_a + M_x)v_0^2 \quad (5-13)$$

حيث ان $(M_x + M_a)v_0 = v_0 M_a(M_a + M_x)$ هي عبارة عن سرعة مركز ثقل المجموعة ان الطاقة الحركية للجسيمات الابتدائية في مركز الثقل T_0 يمكن حسابها بطريقتين متكافئتين حيث ان :-

$$T_0 = T_a - T_{c.m.} \quad (5-14)$$

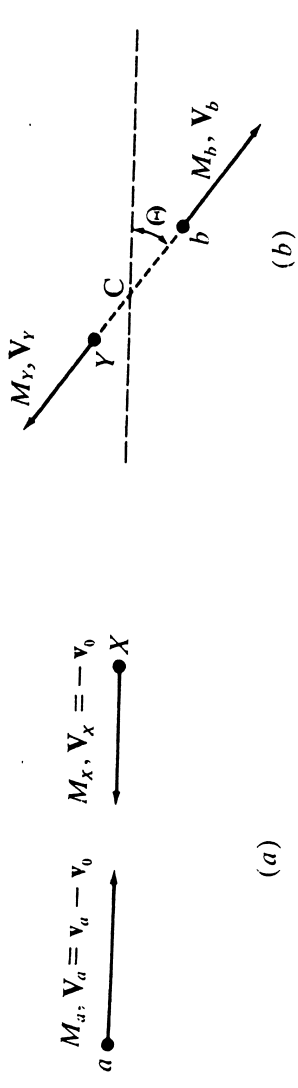
$$T_0 = \frac{1}{2}M_a V_a^2 + \frac{1}{2}M_x V_x^2 \quad (5-15)$$

حيث تمثل V السرعات في مركز ثقل المجموعة (الشكل 5-4) وباستخدام المعادلات (5-14) و (5-15) نحصل على

$$T_0 = \frac{M_x}{M_a + M_x} T_a \quad (5-16)$$

وبهذا تكون الطاقة المتوفرة للتفاعل هي

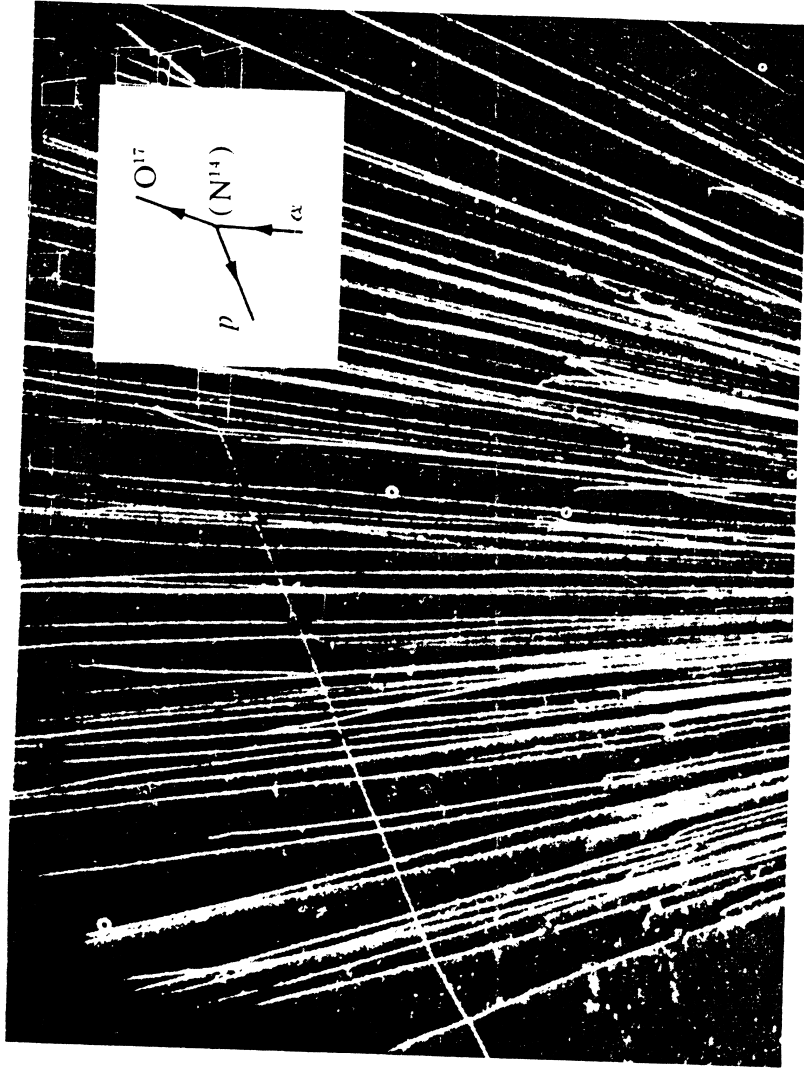
$$Q + T_0 \quad (5-17)$$



الشكل 5-4. التفاعل النووي في احداثيات مركز الثقل (قارن مع الشكل 3-11) (a) الحالة الابتدائية (b) الحالة النهائية. ان سرعة مركز الثقل هي $v_0 = v_a M_a / (M_a + M_x)$. وكذلك فان $M_b V_b = M_Y V_Y$ والتي تساوي الطاقة الحركية لناتج التفاعل في مركز الثقل.

$$Q + T_0 = \frac{1}{2}M_b V_b^2 + \frac{1}{2}M_Y V_Y^2 \quad (5-18)$$

ان هذه المعادلة يمكن استنتاجها بسهولة اذا قمنا باضافة الكمية $T_{c.m.}$ الى طرفيها فان المعادلة الناتجة ستكون مطابقة للمعادلة (5-6). ان الشرط الضروري والكافي في الوقت نفسه لحدوث التفاعل هو كون الطرف الايمن من المعادلة (5-15) موجباً اي ان

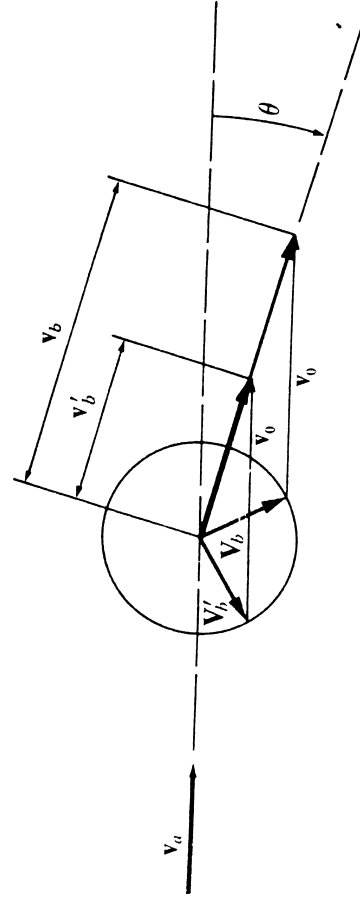


الشكل 5 - 7 التفاعل النووي $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$ كما يظهر في صورة حجرة الحساب حيث ان احد جسيمات الفا المنبعثة عن احد خامات الثوريوم المشع وهو غير ظاهر في الصورة والذي يشع جسيمات بطاقات 6.1 Mev و 8.8 Mev يتفاعل بطاقة 3.9 Mev عند نقطة التفاعل لانتاج التفاعل المبين .

5 - 2b Other conservation laws.

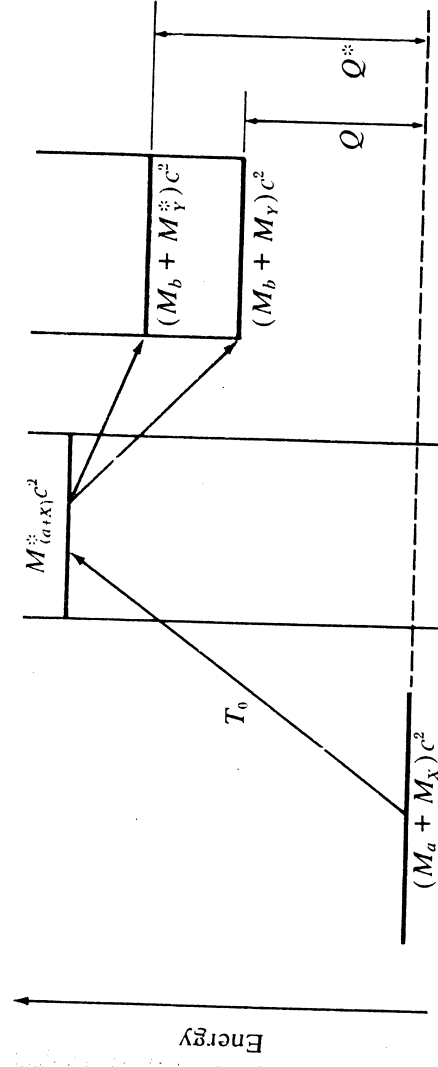
ان دراسة التفاعلات النووية تتم عادةً في احداثيات مركز الثقل نظراً لسهولة ذلك . وتحقق قانون حفظ الزخم الزاوي للتفاعل $X(a,b)Y$ يتطلب في هذه الحالة ان تكون :-

$$5 - 22 \quad I_a + I_X + I_{a,X} = I_b + I_Y + I_{b,Y}$$



الشكل 5 - 5 رسم السرعة للجسيم b عند طاقة تزيد قليلاً عن طاقة العتبة لتفاعل اندوارجي ان الجسيم b يظهر بطاقتين مختلفتين هما $\frac{1}{2}M_b v_0'^2$ و $\frac{1}{2}M_b v_0^2$ عند زاوية معينة

ان احدى الصور المشهورة في حجرة السحاب للتفاعل الاندوارجي (1 - 5) $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$ مبينة في الشكل 7 - 5 . ان جسيمات الفا يعطيها احد خامات الثوريوم الذي يشع مجموعة اساسية من هذه الجسيمات بطاقة 8.8 Mev من خلال انحلال نوى $^{212}\text{Th C}$ بالاضافة الى مجموعة اخرى ذات طاقة 6.1 Mev ناتجة عن انحلال ^{212}Bi . لقد تم حساب طاقة جسيم الفا للتفاعل لحظة تفاعله بواسطة طول مساره في حجرة السحاب . وجد انه يساوي 3.9 Mev وتم استخدام زاوية اتجاه وطول مسار البروتون في الحجرة لحساب قيمة Q في التفاعل حسب المعادلة (5-12) وقد وجد ان $Q = -1.2 \text{ Mev}$ ويمكننا اخذ فكرة عن الاحتمال الصغير لحدوث التفاعل اذا علمنا انه ومن بين 400000 جسيم الفا فان ثمانية منها فقط انتجت تفاعلات من النوع المبين في الشكل 7 - 5 .



الشكل 6 - 5 حسابات الطاقة في مركز الثقل لتفاعل نووي . وهذا الشكل ينطبق على التفاعلات الاندوارجية اي ان $Q < 0$. $Q = (M_a + M_X)c^2 - (M_b + M_Y)c^2$ وطاقة كتلة المجموعة المركبة مبينة ايضاً .

الطاقات الواطئة للجسيمات المشحونة

Low-energy charged particles $\approx 0.1 - 10 \text{ Mev}$

High energies $\approx 10 - 100 \text{ Mev}$

الطاقات العالية

ان النوى الهدف تسمى عادة

النوى الخفيفة

النوى متوسطة الوزن

النوى الثقيلة

Light nuclei, if $A \leq 40$

Medium-weight nuclei, if $40 < A < 150$

Heavy nuclei, if $A \geq 150$

اذا كان الجسيم الخفيف الناتج عن التفاعل مطابقاً للجسيم القاصف من حيث النوع وطاقة مركز الثقل فان التفاعل في هذه الحالة يسمى الاستطارة المرنة

elastic scattering. اما في حالة اختلاف طاقة مركز الثقل فان التفاعل

يسمى الاستطارة غير المرنة inelastic scattering وفي حالة كون هذا

الناتج هو فوتون اشعة كاما فاننا نتحدث في هذه الحالة عن تفاعل الاقتناص

Capture reactions

في حالة كون نواتج التفاعل ذوات كتل متقاربة فاننا نسمي التفاعل تفاعل الانشطار fission reaction وللتوضيح فاننا نذكر الامثلة التالية :

$N^{14}(p,p)N^{14}$ proton elastic scattering

$N^{14}(p,p')N^{14*}$ proton inelastic scattering¹

$N^{14}(p,\alpha)C^{12}$ or C^{13*} (p, α) reaction

$N^{14}(p,\gamma)O^{15}$ or O^{15*} proton-capture reaction

$N^{14}(\gamma,p)C^{13}$ or C^{13*} photonuclear reaction

$N^{14}(n, Li^6)Be^9$ or Be^{9*} spallation reaction

$Be^9(Li^6, n)N^{14}$ or N^{14*} heavy-ion reaction

واذا كانت طبيعة عملية حدوث التفاعل معروفة ايضاً في النتائج العملية فان هذه

يمكن ان تذكر ايضاً فيمكن ان تميز مثلاً بين التفاعلات المباشرة direct reactions وتفاعلات النواة المركبة compound-nucleus reactions (راجع الشكل 5-1) وتحت بعض الظروف فان الجسيمات المشحونة تقوم بهيج النواة

الهدف بواسطة مجالها الكهربائي عند مرورها قريباً من النواة بدون ان تدخل فيها ويسمى هذا تفاعل تهيج كولوم coulomb excitation

ان الانواع المتعددة للتفاعلات النووية التي يمكن ان تحدث ملخصة في الجدول 5-1 (وهناك تغييرات طفيفة في التسميات المبينة سابقاً) ومع ان الجدول يبدو

حيث تمثل I الزخم الزاوي الكلي لكل نواة (بوحدات \hbar) وتمثل I الزخم الزاوي المداري بين كل زوج من الجسيمات حول مركز ثقلها . ان حفظ التناظر يفرض ايضاً ان تكون : -

$$\pi_a \pi_X (-1)^{l_a, X} = \pi_b \pi_Y (-1)^{l_b, Y}$$

5 - 23

حيث تمثل π تناظر الحالات النووية المشتركة في التفاعل . ان قوانين الحفظ تشكل عوامل تحدد من احتمال حدوث التفاعل ولكن حتى في الحالات التي تسمح فيها هذه القوانين بحدوث التفاعل فان احتمالات حدوث بعض التفاعلات المعينة قد تكون قليلة جداً بحيث لا يمكن الكشف عنها بالاجهزة المتوفرة .

5 - 3 انواع التفاعلات النووية TYPES OF NUCLEAR REACTIONS

من الملائم بالنسبة للظروف المتوفرة ان نصنف التفاعلات النووية اعتماداً على الجسيم القاصف او طاقة القصف او (النواة الهدف) او نواتج التفاعل فيمكننا في الحالة الاولى ان نميز .

تفاعلات الجسيمات المشحونة Charged-particle reactions, والناتجة

عز, d , و α , و O^{16} و O^{12} .

(p) بروتون و d = ديوترون و α = جسيم الفا . ان التفاعلين الاخيرين يسميان

بتفاعلات الايونات الثقيلة Heavy ion reactions

تفاعلات النيوترونات Neutron reactions

التفاعلات النووية الضوئية Photonicuclear reactions, الناتجة عن اشعة كاما

التفاعلات المحفزة بالالكترونات Electron-induced reactions

اما اذا جرى اعتماد طاقة القصف أساساً للتصنيف فاننا نستطيع ان نقول بصورة

غير رسمية ان : -

Thermal energies $\approx 40 \text{ ev}$

Epithermal energies $\approx 1 \text{ ev}$

Slow-neutron energies $\approx 1 \text{ kev}$

Fast-neutron energies $\approx 0.1 - 10 \text{ Mev}$

الطاقات الحرارية =

الطاقات فوق الحرارية

طاقات النيوترونات البطيئة

طاقات النيوترونات السريعة

الجدول 1 - 5 التفاعلات النووية مع النوى المتوسطة والثقيلة

This table lists the nuclear reactions occurring in each group. The symbols listed refer to the *emerging particle* in a reaction characterized by the type of target, the type of incident particle (columns), and the energy range (rows). The order of symbols in each group corresponds roughly to the order of the yields of the corresponding reactions. Reactions whose yield is usually less than about 10^{-2} of the leading one are omitted.

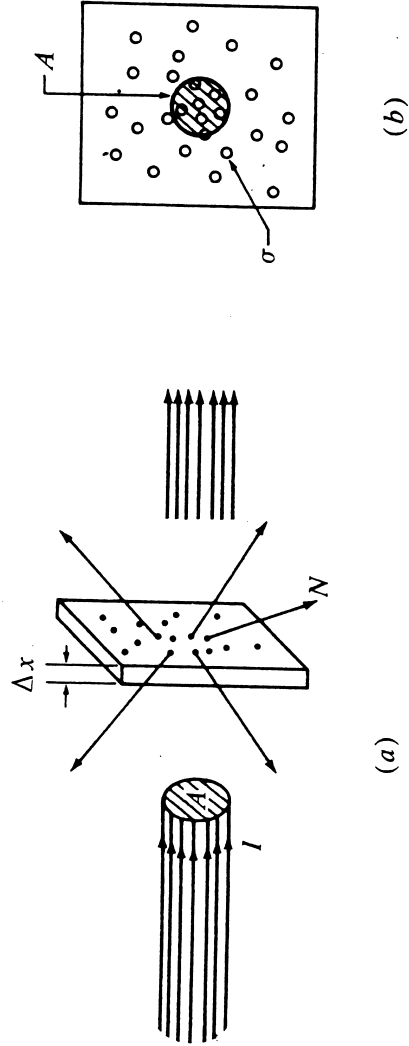
Abbreviations: el = elastic, inel = inelastic, res = resonances, c = coulomb excitation. The abbreviation (res) refers to all reactions listed in the box. The elastic scattering of charged particles is omitted, since it cannot easily be separated from the nonnuclear coulomb scattering. Fission is also omitted, since it occurs only with a few of the heaviest elements.

Incident Particle Energy of Incident Particle	Intermediate Nuclei				Heavy Nuclei			
	n	p	α	d	n	p	α	d
Low 0 - 1 kev	$n(\text{el})$ γ (res)	(N)†	(N) •	(N)	γ $n(\text{el})$ (res)	(N)	(N)	(N)
Intermediate 1-500 kev	$n(\text{el})$ γ (res)	n γ α c (res)	n γ α c (res)	p n c	$n(\text{el})$ γ (res)	(S)‡	(S)	p n c
High 0.5-10 Mev	$n(\text{el})$ $n(\text{inel})$ p x (res for lower energies)	n $n(\text{inel})$ α c (res for lower energies)	n p $\alpha(\text{inel})$ c (res for lower energies)	p n p n c	$n(\text{el})$ $n(\text{inel})$ p γ c	n p $\alpha(\text{inel})$ γ c	n p γ c	p n p n c
Very high 10-50 Mev	2n $n(\text{el})$ $n(\text{inel})$ p np 2p α three or more particles	2n n $n(\text{inel})$ $n(\text{inel})$ np 2p α three or more particles	2n n p np 2p $\alpha(\text{inel})$ three or more particles	p 2n p np 3n d(inel) tritons three or more particles	2n $n(\text{el})$ $n(\text{inel})$ p np 2p α three or more particles	2n n $n(\text{inel})$ np 2p α three or more particles	2n n p np 2p $\alpha(\text{inel})$ three or more particles	p 2n p np 3n d(inel) tritons three or more particles

† (N) = No appreciable reaction probability.

‡ (S) = Very small reaction probability.

§ By permission from Blatt and Weisskopf, 1952, chap. 9.



الشكل 8 - 5 الترتيب العملي الاساسي لتجربة حساب مساحة المقطع للتفاعلات النووية. σ منظر جانبي b منظر في اتجاه الحزمة

معتداً بعض الشيء فان هناك خواص مشتركة للتفاعلات النووية سنقوم بمناقشتها لاحقاً.

5 - 4 مساحة المقطع CROSS SECTIONS

ان احتمال حدوث التفاعل قد جرت العادة على ان يكتب بدلالة كمية تسمى مساحة المقطع .

5 - 4a تعريف مساحة المقطع Definition of cross section.

بما ان التفاعلات النووية مع الاهداف النووية تتم بصورة مستقلة الواحدة عن الاخرى فانه من الملائم ان ندرس احتمال حدوث التفاعل مع نواة واحدة فلو تصورنا انه في تجربة معينة تم استخدام شريحة من مادة معينة كهدف يتم قذفه بحزمة مكونة من I من الجسيمات لكل وحدة زمن واحادية الطاقة بحيث تكون هذه الجسيمات موزعة بصورة متجانسة على مساحة معينة A كما هو مبين في الشكل 8a - 5 فان التفاعل سوف ينتج عدداً من النواتج الخفيفة في كل وحدة زمن عددها N ويمكننا القول ان كل نواة هدف تحتل مساحة مواجهة للحزمة مقدارها σ (عمودية على اتجاه الحزمة الساقطة) بحيث اذا صادف ان ارتطم مركز الجسم الساقط داخل المساحة المحددة σ فان هذا الارتطام يحدث تفاعلاً نووياً اما اذا اخطأ مركز الجسم المنطقة σ فانه سوف لا يحصل تفاعل . ان الكمية تسمى مساحة المقطع للتفاعل ويمكن ان تعدّ مقياساً لاحتمال حدوث التفاعل مع نواة واحدة . ان هذه المساحة مساحة خيالية وليس من الضروري ان تكون لها علاقة مباشرة مع مساحة مقطع النواة الهدف (πR^2) كما يمكننا ان نحسب احتمال حدوث التفاعل بدلالة النسبة N/I ولكن هذه الكمية تعتمد على كثافة الهدف والسلك Δx في حين ان σ تكون لنواة واحدة .

ان احتمال تصادم اي جسيم من جسيمات الحزمة الساقطة مع نوى الهدف يساوي N/I وهو ايضاً يساوي مسقط مساحات مقاطع كل النوى الموجودة في الهدف ضمن المساحة A كما تظهر باتجاه الحزمة الساقطة (الشكل 8b - 5) مقسوماً على A . واذا كان عدد النوى الموجودة في وحدة الحجم من مادة الهدف هو n فان كل جسيم في الحزمة يمكنه ان يتصادم مع عدد من النوى مقدارها $nA\Delta x$. ان كل نواة هدف لها مساحة مقطع مقدارها σ وبهذا فان :-

$$\frac{N}{I} = \frac{nA\Delta x\sigma}{A} \quad (5 - 24)$$

ومن الممكن استخدام هذه العلاقة بطريقتين . الأولى : تستخدم تعريفاً لمساحة المقطع وذلك بكتابة .

$$\sigma = \frac{N}{(I/A)(nA \Delta x)} \quad (5-25)$$

عدد الجسيمات الخفيفة الناتجة لكل وحدة زمن لكل وحدة حزمة = ساقطة لكل نواة هدف

ان وحدة مساحة المقطع هي سنتيمر مربع او البارن ($1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$) وفي الحسابات النظرية فانه يتم اختيار Δx بحيث تكون $nA \Delta x = 1$ وتكون كثافة الحزمة الساقطة

$$\frac{I}{A} = n_a v_a \quad (5-26)$$

حيث $n_a =$ عدد الجسيمات الموجودة في وحدة الحجم في الحزمة .
 $v_a =$ السرعة النسبية بين الجسيمات الساقطة والهدف .

الثانية : تستخدم العلاقة (5 - 24) لحساب عدد النواتج الخفيفة في التفاعل اذا كانت σ معلومة : -

$$N = n\sigma \Delta x I \quad (5-27)$$

وفي هذه الحالة فانه قد تم افتراض ان الشريحة الهدف هي رقيقة بحيث لا يحدث امتصاص كبير في جسيمات الحزمة اثناء مرورها . وفي حالة كون الشريحة سمكية فان هذا الافتراض لا يصح وذلك لان كل تفاعل يحدث سوف يقلل من عدد الجسيمات في الحزمة بمقدار جسيم واحد وبهذا فانه (سمك مقداره dx) تكون .

$$dN = -dI = n\sigma dx I \quad (5-28)$$

وباجراء التكامل للسلك الكلي للشريحة I (قارن مع الشكل 14 - 3) نحصل

$$I_t = I_0 e^{-n\sigma l} \quad (5-29)$$

والتي هي مطابقة رياضياً للمعادلة (34 - 3) . ان الكمية $n\sigma$ عبارة عن معامل امتصاص الحزمة . ان النسبة I_t/I_0 تسمى احياناً نفوذية الحزمة $transmission$ وللحصول على فكرة عن مقادير الكميات مارة الذكر لنفترض ان

وهذه القيمة هي من نفس مرتبة احتمال حدوث التفاعل المقاسة عملياً والتي ذكرناها في نهاية البند 2 - 5 للتفاعل $N^{14}(\alpha,p)O^{17}$ (الشكل 7 - 5) والقدر n في المواد الصلبة ذات الكثافة الاعتيادية يكون في حدود $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

$$((3 - 20))$$

ان الجسيم القاصف والنواة الهدف يتفاعلا عادة بعدة طرق (راجع المثال في نهاية البند 3 - 5) منتجين عدداً من النواتج الخفيفة N_1, N_2, N_3 في كل وحدة زمن . تعرف مساحة المقطع الكلية بالتشابه مع المعادلة (5 - 25) انها : -

$$\sigma_{tot} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 \dots}{(I/A)(nA \Delta x)} \quad (5-30)$$

ومن المناسب ايضاً تعريف مساحة المقطع الجزئية $partial cross section$ للعملية على الوجه التالي : -

$$\sigma_i = \frac{N_i}{(I/A)(nA \Delta x)} \quad (5-31)$$

وبهذا تكون

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i \quad (5-32)$$

واذا كانت مساحة المقطع الجزئية معروفة فانه يمكن اعادة كتابة المعادلة (31 - 5) بالشكل (27 - 5) لحساب سرعة تكوين ناتج . وعند استخدام شريحة سمكية فانه يجب استخدام معادلة مشابهة للمعادلة (38 - 3) لاجل حساب هذه السرعة .

$$\frac{N_i}{I_0} = \frac{\sigma_i}{\sigma_{tot}} (1 - e^{-n\sigma_{tot} l}) \quad (5-33)$$

5-4b اعتماد مساحات المقاطع التجريبية على الطاقة والاتجاه الزاوي Energy and angular dependence of experimental cross sections.

ان هدف اية نظرية للتفاعلات النووية هو محاولة ايضاح اعتماد مساحة المقطع على الطاقة وعلى زاوية الانبعاث بدلالة بعض الكميات النووية. واكثر حسابات مساحة المقطع يكون لها شكل نموذج ميبين في حالة النيوترونات في الشكل 10 - 5 وللبروتونات في الشكل 11 - 5 (حيث تم اعتبار النواة الهدف انها نواة متوسطة الكتلة) كما اننا سنعطي بعض مساحات المقطع الحقيقية خلال البند القادم ولكن لسوء الحظ فانه لا توجد مساحات مقاطع كاملة لاي نواة واحدة.

5-4c مساحة مقطع كولوم Coulomb cross section

الاستطارة المربة للجسيمات المشحونة ذات الطاقات الواطئة تعتمد بصورة تامة على قوة كولوم. وبما انه من الممكن حساب مساحة المقطع بالاستعانة بالمبادئ الكلاسيكية فان هذا يساعد على تطبيق المعادلة (35 - 5). مساحة المقطع المتكاملة تكون مساوية لما لا نهاية في حالة استطارة كولوم المربة ولهذا تصبح σ_{tot} غير ذات معنى بالنسبة للجسيمات المشحونة ولو تصورنا حزمة تتكون من I من الجسيمات المشحونة لكل وحدة زمن ترتطم بصفحة رقيقة من مادة ونحاول دراسة التأثير الناتج عن نواة هدف واحدة كما هو ميبين في الشكل 12a - 5 فيمكننا وبطريقة بسيطة اثبات ان الجسيم الذي له معامل تصادم γ parameter is γ impact سوف ينحرف عن اتجاه مساره الاصلي بزاوية مقدارها A مقاسة في احداثيات مركز الثقل بحيث

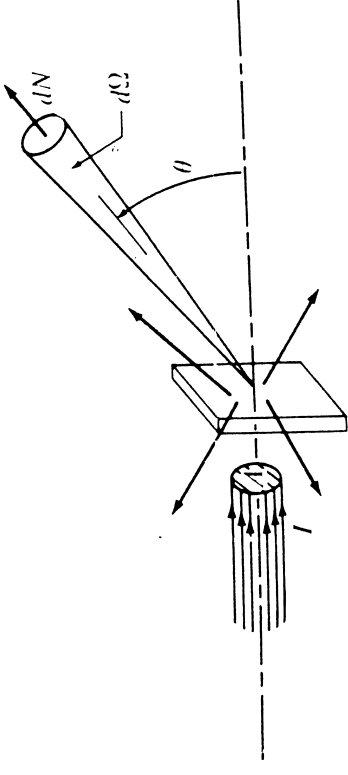
$$\tan \frac{1}{2}\Theta = \frac{D}{2\gamma} \quad (5-37)$$

وتمثل D في هذه الحالة المسافة الكلاسيكية بين مركز النواة واقرب نقطة يصلها الجسيم المشحون من النواة في حالة التصادم المباشر في المعادلة

$$D = \frac{zZe^2}{T_0} \quad (1-4)$$

وذلك في حالة الجسيم الذي طاقته الحركية هي $T_0 = \frac{1}{2}M_0V_0^2$ في احداثيات مركز الثقل. وتأخذ هذه المعادلة بنظر الاعتبار تأثير الارتداد اذا اعتبرنا M_0 هي الكتلة المختزلة (قارن مع المعادلة (79 - 4)) و V_0 هي السرعة النسبية بين جسيم الحزمة وبين النواة عندما يكونان بعيدين عن بعضهما.

ان نواتج التفاعل لعدد كبير من التفاعلات النووية لا تخرج موزعة بصورة متساوية في جميع الاتجاهات بالنسبة للحزمة الساقطة ولهذا فان من اللازم تعريف كمية تسمى بمساحة المقطع التفاضلية $d\sigma/d\Omega$ بدلالة عدد النواتج الخفيفة dN الناتجة عن وحدة الزمن داخل زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ عند زاوية مقدارها θ مقاسة بالنسبة للحزمة (الشكل 9 - 5)



الشكل 9 - 5 الموقع التجريبي لايجاد مساحة المقطع التفاضلية حيث ان جهاز كشف النواتج الخفيفة يعطي زاوية صلبة صغيرة مقدارها $d\Omega$

وباستخدام المعادلة (24 - 5) نحصل على

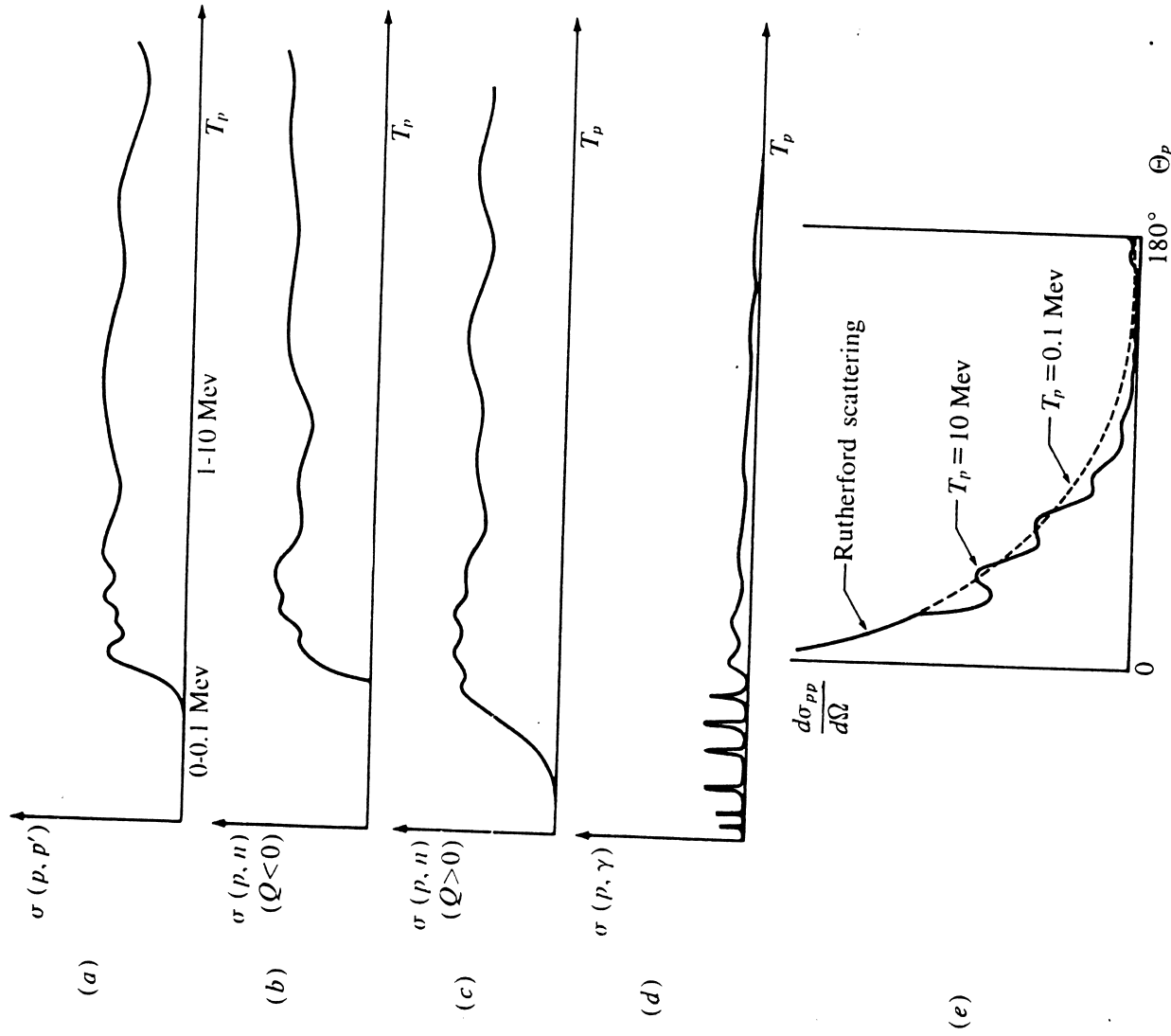
$$\frac{1}{I} \frac{dN}{d\Omega} = \frac{nA \Delta x d\sigma/d\Omega}{A} \quad (5-34)$$

حيث ان مساحة المقطع التفاضلية لكل نواة هي :-

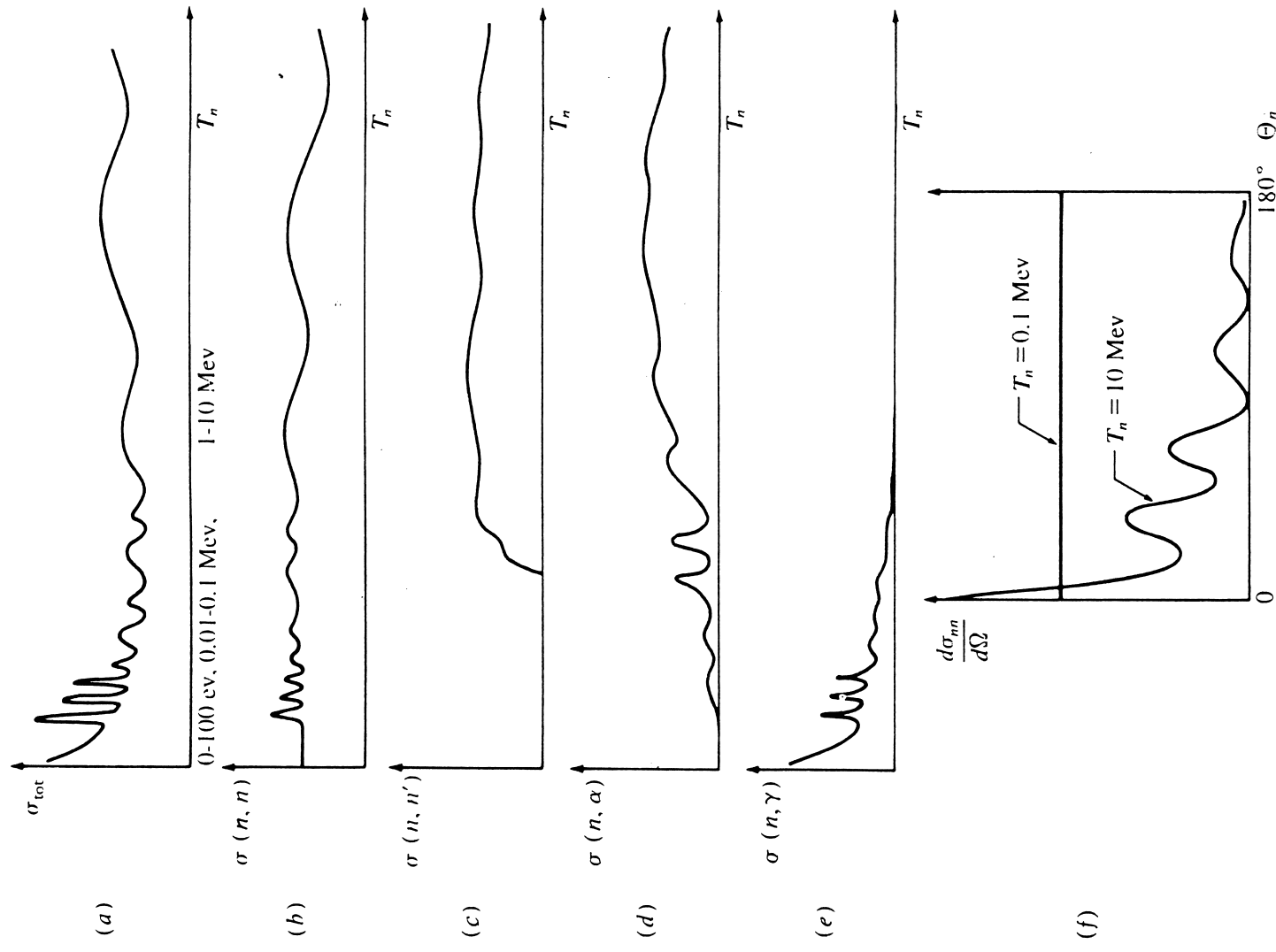
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN/d\Omega}{(I/A)(nA \Delta x)} \quad (5-35)$$

ولاجل ان نميز σ عن $d\sigma/d\Omega$ فان مساحة المقطع σ تسمى احيانا مساحة المقطع المتكاملة :-

$$\sigma = \int_{\text{all space}} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

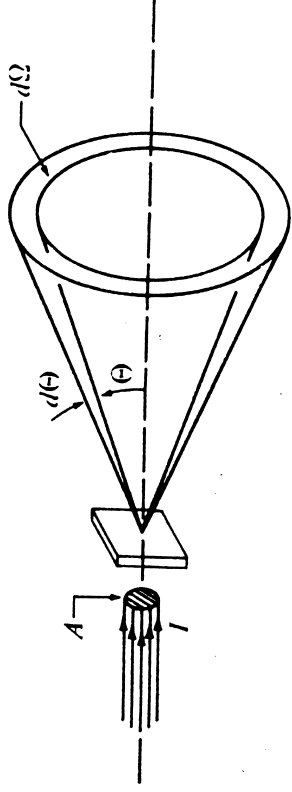


الشكل 11 - 5 رسم تخطيطي لمساحات مقطع البروتون لنواة متوسطة الكتلة. (a) مساحة مقطع الاستطارة غير المرنة (b) مساحة مقطع تفاعل اندوارجي من نوع $[p, n]$ (c) مساحة مقطع تفاعل اقتران نموذجي (d) مساحة مقطع تفاعل اقتران (e) مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة مرنة. واصطلاح مساحة المقطع الكلي للجسيمات غير كامل المنى حيث أن مساحة مقطع الاستطارة المرنة الكلية تكون نظرياً مساوية لـ لا نهائية.



الشكل 10 - 5 رسم تخطيطي لمساحات مقطع النيوترون لنواة متوسطة الكتلة (a) مساحة المقطع الكلية (b) مساحة مقطع الاستطارة المرنة (c) مساحة مقطع الاستطارة غير المرنة (d) مساحة مقطع تفاعل $[n, \alpha]$ نموذجي (e) مساحة مقطع تفاعل اقتران (f) مساحة المقطع التفاضلية للاستطارة المرنة لجسيم طاقته في مركز الثقل

(وذلك لان $V_{in} = V_{fi} = V_0$) وتستخدم المعادلة (5 - 39) للتخلص من di اجراء التكامل على المعادلة الاخيرة بين $(\pi - \Theta)$ وإلى $(\pi + \frac{1}{2}(\pi - \Theta))$ يعطي المعادلة (5 - 37) :-



الشكل 13 - 5 عنصر الزاوية الصلبة المستخدم في حساب مساحة مقطع استطارة كولوم .

ولحساب مساحة المقطع نحتاج الى معرفة عدد جسيمات الحزمة في كل وحدة زمن والتي تستطير بزاوية صلبة $d\Omega$ عندما تكون الحزمة I لكل وحدة زمن منتشرة على مساحة مقدارها A وتتصادم مع الهدف (لاحظ الشكل 13 - 5) ومن الشكل (5 - 12a) نلاحظ ان جميع جسيمات الحزمة التي لها معامل تصادم محصور بين y و $y + dy$ سوف تستطير خلال زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$.

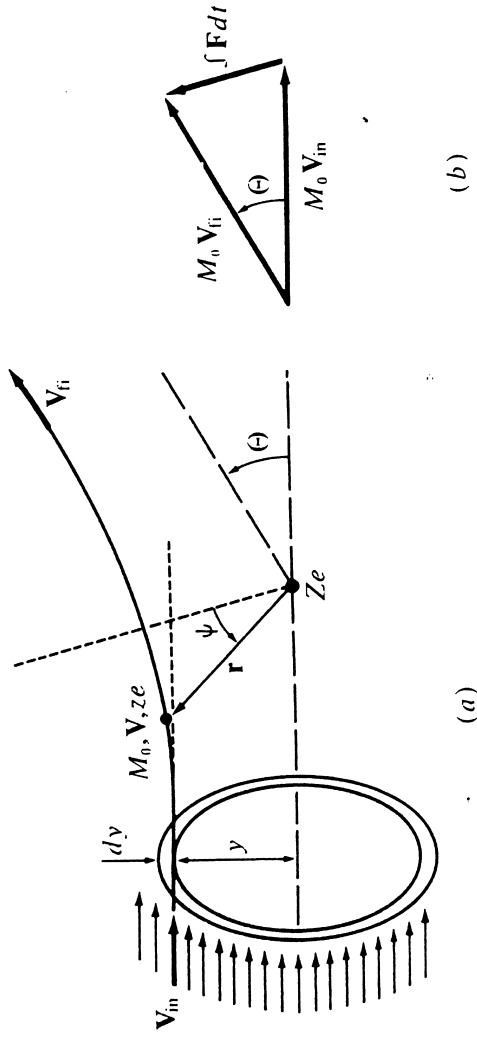
$$d\Omega = 2\pi \sin \Theta |d\Theta| \quad (5 - 41)$$

وعدد الجسيمات التي تستطير بهذه الطريقة هو $2\pi y dy/A$ (من الشكل 13 - 5) . وبهذا فان :-

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{I 2\pi y dy/A}{2\pi \sin \Theta |d\Theta|} \quad (5 - 42)$$

وبالتعويض في المعادلة (5 - 35) واعتبار ان هذه الاستطارة ناتجة عن نواة واحدة اي ان $(nA \Delta x = 1)$ نحصل على :-

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{y dy}{\sin \Theta |d\Theta|} \quad (5 - 43)$$



الشكل 12 - 5 تأثير نواة واحدة شحنتها Ze على حزمة من الجسيمات الشحونة يحمل كل منها شحنة مقدارها ze . ان الجسيم الذي معامل تصادمه هو γ ينحرف عن مساره بزاوية مقدارها Θ . ان ψ هي الزاوية المحصورة بين منتصف زاوية الاتجاه الاصلي والاتجاه النهائي للجسيم وبين متجه نصف القطر r . (b) رسم الزخم

ومن الممكن اشتقاق المعادلة 37 - 5 مباشرة اذا تصورنا بان التغير الكلي في زخم الجسم ينتج عن الدفع الناتج عن قوة كولوم (الشكل 12b - 5). ان هذا الدفع يمكن حسابه بتطبيق قانون حفظ الزخم الزاوي حول مركز الثقل . وقوة كولوم هي قوة مركزية ولهذا فان الزخم الزاوي يبقى ثابتاً اثناء عملية التصادم ولهذا فان :-

$$M_0 V_0 y = M_0 r^2 \frac{d\psi}{dt} \quad (5 - 39)$$

حيث ψ هي الزاوية المحصورة بين المستقيم النصف للزاوية المحصورة بين الاتجاه الاصلي والنهائي للجسيم وبين الاتجاه الآني لمتجه نصف القطر V . والان لو اخذنا كل المركبات باتجاه هذا النصف في الشكل (5 - 12b) فاننا نحصل على

$$\begin{aligned} 2M_0 V_0 \sin \frac{1}{2}\Theta &= \int F \cos \psi dt \\ &= \int \frac{zZe^2}{r^2} \cos \psi \frac{r^2 d\psi}{V_0 y} \\ &= \frac{zZe^2}{V_0 y} \int \cos \psi d\psi \end{aligned} \quad (5 - 40)$$

ومن المعادلة (5 - 37) نحصل على :-

$$dy = \frac{D |d\Theta|}{4 \sin^2 \frac{1}{2}\Theta} \quad (5 - 44)$$

وبكتابة والتعويض ينتج

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{D^2}{16 \sin^4 \frac{1}{2}\Theta} \quad (5 - 45)$$

وهذا يسمى مساحة مقطع استطارة رذرفورد او كولوم . ولأجل الحصول على فكرة عن القادير في هذه المعادلة نلاحظ على سبيل المثال ان بروتونات بطاقة Mev 5.2 عند تصادمها مع نواة ^{59}Co (لاحظ الشكل 14 - 5) تعطي $D \approx 7.6 \text{ F}$, $D^2/16 \approx 0.036$

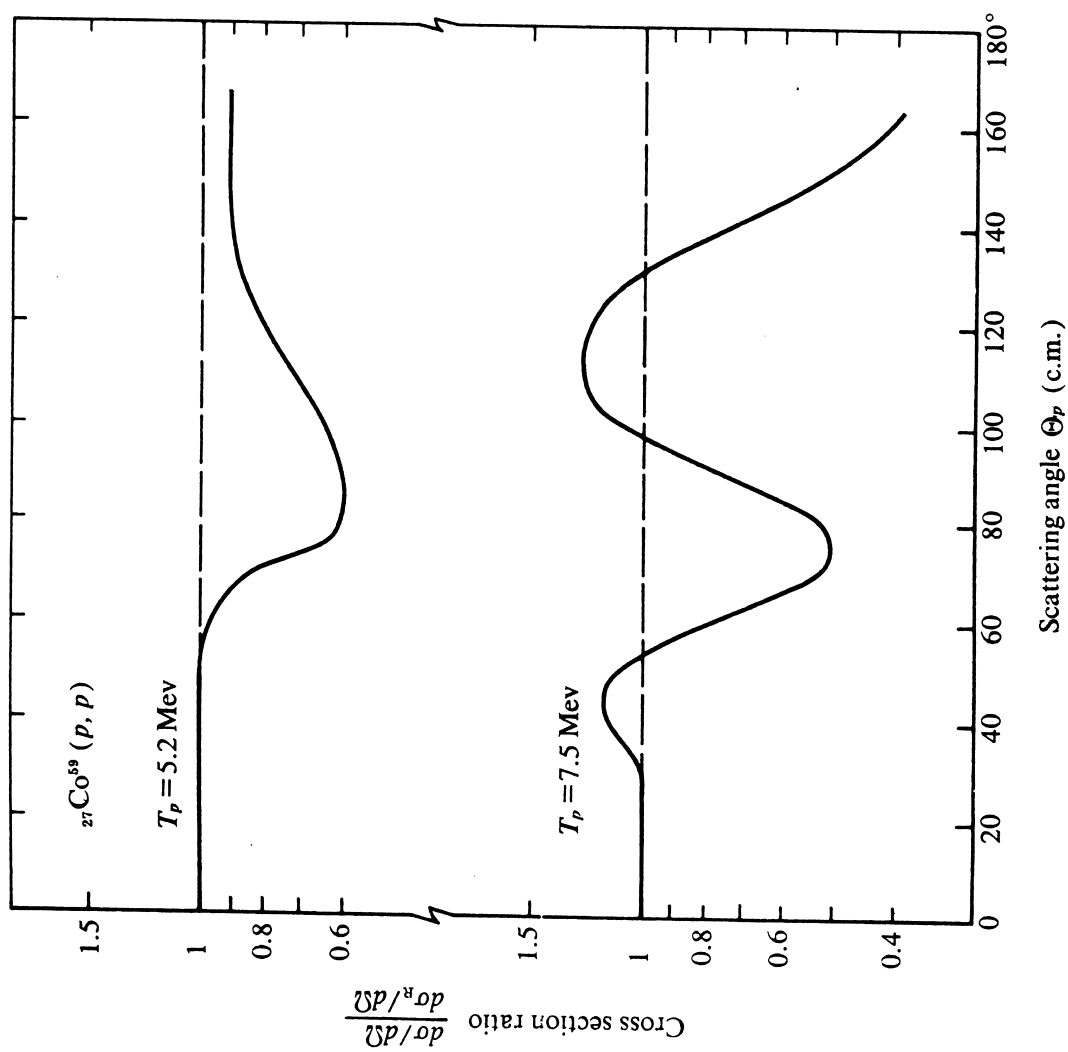
لقد ذكرنا في البند 2b - 1 انه اذا كانت اصغر مسافة اقتراب مقاربة لنصف قطر النواة R فان شدوذاً عن هذه العلاقة سوف يبدأ بالظهور . ان هذه المسافة r_{\min} تعتمد على زاوية الاستطارة وتساوي :-

$$r_{\min} = \frac{D}{2} \left(\frac{1}{\sin \frac{1}{2}\Theta} + 1 \right) \quad (5 - 46)$$

وبهذا فاننا نلاحظ من خلال الشكل 14 - 5 انه بالنسبة للبروتونات ذات طاقة 5.2 Mev الساقطة على ^{59}Co تشذ عن قانون استطارة رذرفورد عند $\Theta \approx 50^\circ$ وعند $\Theta \approx 30^\circ$ عندما تكون $T_p = 7.5 \text{ Mev}$ وبالتعويض في المعادلة (5 - 46) فان كلاً من هذه القيم تعطي نواتج متكافئة للمقدار $r_{\min} \approx 13 \text{ F}$ وهي قيمة اكبر من مجموع نصف قطر نواة ^{59}Co ($\approx 5.5 \text{ F}$) ونصف قطر البروتون ($\approx 1.4 \text{ F}$) والمحسوبة في المعادلة (5 - 1) . ان هذه النتيجة تذكرونا بعدم جواز التفكير بان القوة النووية ينقطع تأثيرها فجأة عند سطح النواة .

ان اجراء التكامل على المعادلة (5 - 45) لكل الفضاء يعطينا نتيجة مساوية لما لا نهاية لانه حسب المعادلة (5 - 37) فان أي معامل تصادم مهما كان كبيراً فإنه سينتج عنه انحراف صغير للجسيم القاصف وبصورة مبدئية فانه ليس هناك جسيم مشحون لا يتأثر بالنواة الهدف بغض النظر عن معامل تصادمه وبهذا تكون قيمة مساحة القطع الكلي مساوية لما لا نهاية

عندما تكون الزوايا صغيرة فان استطارة رذرفورد تكون هي التأثير الغالب على مساحة القطع التفاضلية بالنسبة للجسيمات المشحونة ولهذا فإن من المناسب أن تقسم مساحة المقطع القاسية في المعادلة (5 - 45) بالطريقة المبينة في الشكل (14 - 5)



الشكل 14 - 5 مساحة القطع التفاضلية لاستطارة كولوم/نواة ^{59}Co مقسومة على مساحة مقطع رذرفورد ومرسومة بدلالة زاوية استطارة البروتون في مركز الثقل

4 - 5 مناقشة نوعية لمساحة مقطع النيوترون

Qualitative discussion of neutron cross sections.

قبل البدء بدراسة تفصيلية تعتمد على ميكانيك الكم لمساحة المقطع من المفيد ان نناقش بعض الخواص النوعية في هذا الموضوع وسوف نركز دراستنا على مساحة مقطع تفاعلات النيوترونات وذلك لاجل تجنب التعقيدات الناتجة عن تأثير كولوم ومن الممكن تمثيل حزمة النيوترونات على انها موجة متحركة من النوع (32 - 2) وبالنسبة لاتجاه x الموجب فان هذه الموجة تكتب على الوجه التالي :-

$$\psi(\text{incident beam}) = ae^{ikz}$$

والم خاصية تحملها هذه الموجة هي عددها الموجي k او طول موجة دي بروي المختزل $1/k = \lambda/(2\pi)$ والذي يمكن حساب قيمته من المعادلة (2 - 11) بالنسبة للبروتونات او النيوترونات . 4.55

$$(5 - 48)$$

$$\lambda \text{ (in F)} = \frac{[T \text{ (in Mev)}]^{1/2}}{4.55}$$

ان الجدول 2 - 5 يبين هذه القيمة محسوبة لبعض القيم الاعتيادية للطاقة

الجدول 2 - 5 يبين قيمة طول موجة دي بروي المختزلة للنيوترونات

T	$\lambda(F)$
1 ev	4550
100 ev	455
10 kev	45.5
1 Mev	4.55
100 Mev	0.443†

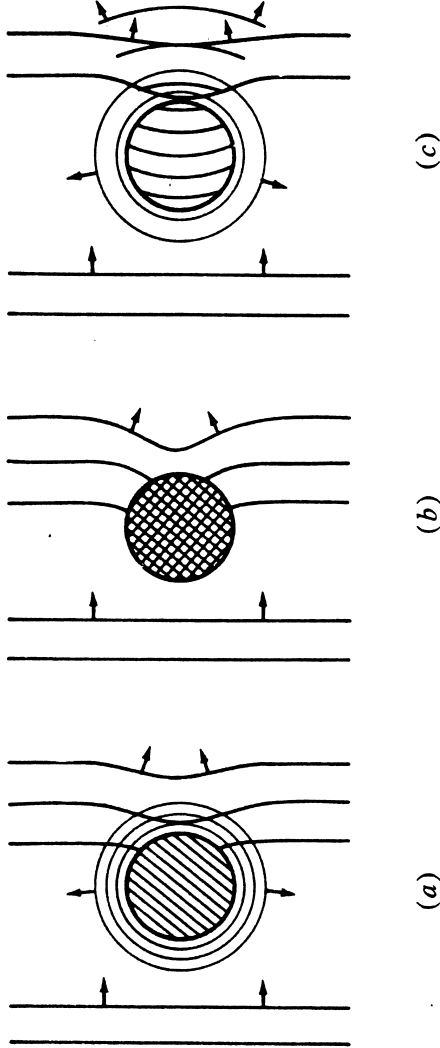
† Relativistic value.

ان انصاف الاقطار النووية (المعادلة (5 - 1)) للنوى المتوسطة الكتلة تتراوح ما بين 5 الى 8 F ولهذا فان λ تكون اكبر من R عندما تكون طاقة النيوترون اقل من 1 Mev ولهذا فاننا نتوقع ان تكون الخواص الجسيمية للنيوترونات قليلة الاهمية للطاقات التي تقل عن 1 Mev حيث ان الخواص الموجية هي التي ستكون الاكثر تأثيراً ولهذا فان التفاعل المباشر بين النيوترون الساقط وأحد النيوكليونات النووية يكون مهماً فقط عند طاقات النيوترونات التي تزيد عن 1 Mev بمقدار كاف .

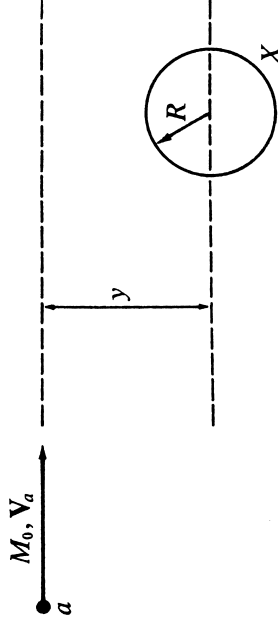
والان لو حاولنا دراسة الاوضاع النموذجية التي يتعرض لها النيوترون عند اصطدامه على اعتبار ان النيوترون يتصادم مع نواة عاكسة مثالية فاننا نتوقع للتصادم المرن فقط ان يحدث ولهذا فان موجة النيوترون سوف تنعكس وتبعد بتأثير تعرضها للنواة كما هو مبين بصورة تخطيطية في الشكل 5 - 15 ان الموجة الساقطة وموجة العيود سوف تتداخلان مع بعضهما وقد وجد ان مساحة مقطع التصادم المرن للنيوترونات عند طاقات واطئة ($\lambda \gg R$) تصبح مساوية لـ

$$4\pi R^2$$

واذا كانت النواة تعتبر جسيماً ذا قابلية امتصاص مثالية للموجة فانه سوف لا تكون في هذه الحالة موجة منعكسة وانما يكون فقط حيود للموجة الساقطة (الشكل 5 - 15b) وتكون مساحة المقطع عند الطاقة العالية للنيوترونات مساوية تقريباً لمقدار πR^2 وتكون مساحة المقطع الكلية مساوية تقريباً للمقدار $2\pi R^2$. اما اذا كانت النواة ذات نفوذية جزئية بالنسبة للنيوترونات الساقطة فان الموجة الخارجة تتداخل مع موجة الانعكاس الموجة المعدة (الشكل 5 - 15c) وبهذا فانه عند طاقات نيوترونية معينة او بعبارة اخرى عند اطوال موجات معينة سيكون المتوقع حدوث تداخلات بنائية وعند قيم اخرى تحدث تداخلات هدمية ولهذا فان قسم الرنين التي تظهر في قيم مساحة المقطع تكون ناتجة عن هذه التداخلات . ومساحة المقطع عند هذه القيم هو πR^2 تقريباً وليس $4\pi R^2$ حيث يمثل الاخير المناطق المحصورة بين القيم الرنينية ولهذا فان مساحة مقطع النيوترونات البطيئة يمكن ان تكون اكبر بكثير من مساحة المقطع الهندسي للنواة .



الشكل 5 - 15 تأثير النواة على موجة النيوترون (تخطيطياً) a نواة عاكسة مثالية حيث يحدث فيها انعكاس وحيود b نواة منسقة مثالية حيث يحدث حيود فقط c نواة منسقة جزئياً حيث يمكن فيها للموجة النافذة ان تتداخل مع الموجة المنعكسة وموجة العيود



الشكل 5 - 16 التوضيح الكلاسيكي للزخم الزاوي في التفاعلات النووية حيث M_0 هي الكتلة المنزلة

$$M_0 M_X / (M_0 + M_X)$$

ان عملية تحليل الموجة الساقطة الى موجات جزئية - تكون كل منها ناتجة عن زخم زاوي مداري معين - تسمى التحليل الموجي الجزئي wave analysis partial وهو مشروح باختصار في الملحق 2 - A . وللحصول على تفاصيل اكثر فانه يمكن مراجعة مصادر اخرى .

5 - 5 تفاعلات النواة المركبة COMPOUND-NUCLEUS REACTIONS

عندما تكون طاقة القذف اقل من 0.1 Mev والى Mev فان التفاعل يكون عادة عن طريق تكوين النواة المركبة (الشكل 1 - 5) . ان السبب في هذا يعود الى انه عندما يجد الجسيم الساقط نفسه داخل النواة فان معامل الانعكاس عند حافة بُر الجهد (الشكل 2 - 5) يكون مقارباً للواحد وعند دخول جسيم طاقته T_0 بُر جهد عمقه V_0 فان معامل الانعكاس المبين في المعادلة (162 - 2) يصبح تقريباً مساوياً الى : -

$$1 - 4(T_0/V_0)^{\frac{1}{2}} \quad \text{if} \quad T_0 \ll V_0 \quad (5 - 52)$$

واذا كانت $40 \text{ Mev} \sim V_0$ وهذه هي قيمة اعتيادية في النوى فان معامل الانعكاس عندما تكون $0.1 \text{ Mev} = T_0$ هو 0.8 تقريباً ولهذا تكون الظروف مناسبة لبدء سلسلة العمليات المبينة في الشكل 1 - 5 والتي تؤدي الى مرحلة تكوين النواة المركبة . ان احدى الخواص المهمة التي تظهر في مساحات المقطع عند هذه الطاقات ظهور عدد كبير من القمم الرنينية (الاشكال 17 - 5 و 18 - 5) وكما ذكرنا سابقاً في البند 1 - 5 فان الطبيعة التفصيلية لهذه القمم لا يمكن فهمها بسهولة باستخدام نموذج القشرة بل هي ناتجة عن تهيجات معقدة لعدد كبير من النيوكليونات داخل النواة ولكن - بناء على اعتبارات الطبيعة الموجية فان هذه القمم - تنتج عن تداخلات بين الموجة الخارجة من النواة وبين موجات الحيود وموجات الانعكاس عن النواة للجسم القاصف (الشكل 15c - 5) .

ومن المفيد لاجل دراسة بعض التفاصيل التي لها علاقة بمساحة المقطع دراسة الزخم الزاوي المداري للمجموعة (الجسم القاصف + النواة الهدف) الذي ينتج عن عملية التفاعل حيث انه وكلاسيكياً اذا كان معامل التصادم هو r للنواة (الشكل 16 - 5) فان الزخم الزاوي المداري في احداثيات مركز الثقل سوف يساوي $M_0 V_0 r$ (راجع المعادلة (3a - 5)) حيث V_0 هي السرعة النسبية بين الجسيمين عندما يكونان بعيدين عن بعضهما وفي الحقيقة فان الزخم الزاوي هو من القادر الكمية حيث يجب ان يساوي $l_0 \cdot \hbar$ (وسوف يختصر رمزه من الان فصاعداً الى $l \hbar$) ولهذا فيمكن ان نكتب .

$$l \hbar \approx M_0 V_0 r \quad (5 - 49)$$

$$l_0 \approx \frac{r M_0 V_0}{\hbar}$$

$$\approx \frac{r}{\hbar} \quad (5 - 50)$$

حيث ان \hbar هي طول موجة دي بروي المختزلة للنيوترون مقاسة في احداثيات مركز الثقل وفي حالة $R > r$ (الشكل 16 - 5) فان الجسيم القاصف سوف لا يكون له تأثير يذكر على النواة الهدف حيث سيكون خارج مجال تأثير القوة النووية ولهذا فاننا نتوقع حدوث اغلب التفاعلات النووية عندما يكون الزخم الزاوي المداري لها اقل من القيمة القصوى او مساوياً لها : -

$$l_0(\text{max}) \approx \frac{R}{\hbar} \quad 5 - 51$$

وبالرجوع الى الجدول 2 - 5 نجد التفاعلات التي تتم بطاقات قذف اقل من 0.1 Mev تكون غالباً من نوع موجة s اي ان $l_0 = 0$ (وبالنسبة لهدف مكون من نواة الهيدروجين فان هذا يحدث ايضاً حتى عند طاقات قذف تصل الى 10 Mev مقاسة في مركز الثقل) ونتيجة لذلك فان مساحة المقطع التفاضلية تكون غير معتمدة على مقدار زاوية مركز الثقل عند هذه الطاقات والطاقات الاوطأ من ذلك وهذا يتفق تماماً مع ما هو ملاحظ عملياً .

5 - 5a Formation of the compound nucleus

لو تصورنا ان الجسيم a ليس له بزم ذاتي ولا يحمل شحنة كهربائية بحيث يصبح من الممكن اهمال تأثير كولوم وتأثير البرم واذا اعتبرنا ان طاقة القذف T_0 وطاقة تهييج النواة المركبة هي E^* فان هذه الحالة ستكون حالة خيالية غير مستقرة وذلك لانها سوف تنحل بحيث تعود الى تكوين $a + X$ ولهذا فان لها سمكاً معيناً مقداره Γ (المعادلة (4 - 32) وذلك لان لهذه الحالة عمراً معيناً . ان مساحة مقطع عملية تكوين النواة المركبة سوف يتناسب مع احتمال وجود النواة في الحالة التي تكون طاقتها E الميئة في المعادلة (4 - 41) . ان الحسابات التفصيلية التي تعتمد ميكانيك الكم اثبتت ان :-

$$\sigma_{a,C} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma^*}{(E - E^*)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5 - 55)$$

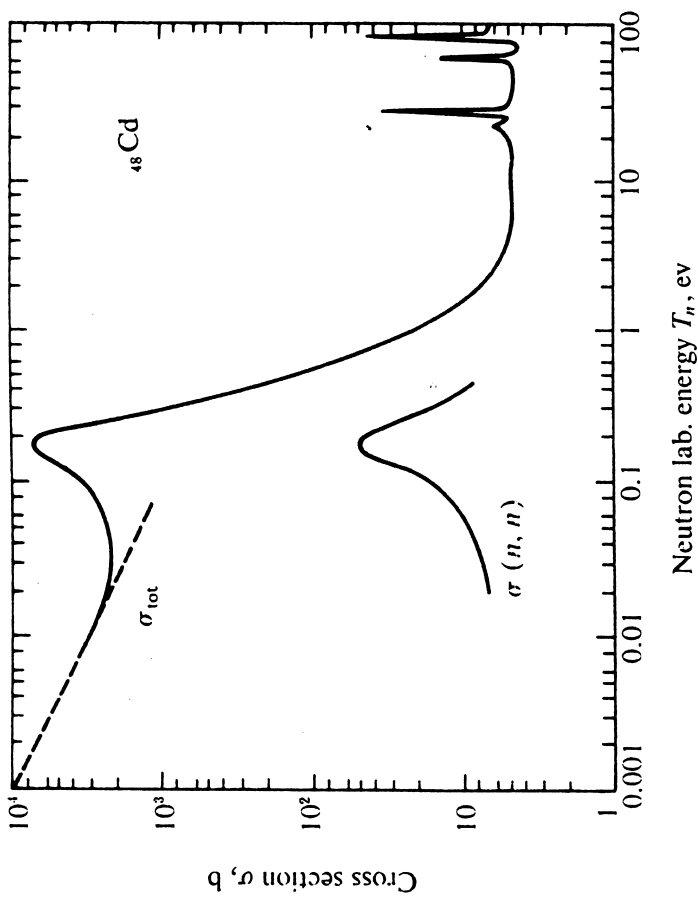
حيث ان Γ_a/\hbar يمثل ثابت انحلال النواة المركبة في اتجاه القناة $a + X$ وتسمى السمك الكلي للحالة في حين تمثل Γ_a السمك الجزئي للانحلال الى $a + X$ وبصورة عامة فان :-

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{\gamma} + \Gamma_{e^-} + \dots \quad (5 - 56)$$

حيث تمثل Γ_b السمك الجزئي لأي من قنوات الانحلال الاخرى والتي تسمح الطاقة المتوفرة بحدوثها . ان هذه المعادلة يمكن ان تعطينا العلاقة بين ثابت الانحلال الكلي وثوابت الانحلال الجزئية بصورة مباشرة (قارن مع المعادلة (12 - 1)) .

ان طول الموجة λ في المعادلة (5 - 55) هو طول موجة دي بروي المختزل للجسيم a في احداثيات مركز الثقل وبالنسبة للبروتونات والنيوترونات فان :-

$$\pi \lambda^2 \text{ (in barns)} = \frac{0.65}{T_0 \text{ (in Mev)}} \quad (5 - 57)$$



الشكل 5 - 17 مساحة المقطع الكلية والمرة لتصادم نيوترون بنواة الكاديوم (ان قمة الرنين عند 0.025 eV ناتجة عن Cd113 والذي يوجد بنسبة 12 %) والخط المتقطع عند الطاقات الواطئة يمثل اعتماد مساحة المقطع على 1/v

ان الفرضية الاساسية في نموذج النواة المركبة هي انها تتكون بطريقة معقدة بحيث انها « تنسى » الطريقة التي تكونت بها . ومساحة مقطع التفاعل من النوع $X(a,b)Y$ في هذه الحالة يمكن ان تقسم الى قسمين :-
الاول : مساحة مقطع تكوين النواة المركبة formation cross section
والذي يمثل العملية .

$$a + X \rightarrow C^* \quad (5 - 53)$$

والثاني : يمثل احتمال تحلل النواة C^* الى الجسيمات $b + Y$ وبهذا فان مساحة المقطع الكلية ستكون

$$\sigma(a,b) = \sigma_{a,C}(T_0)P_b(E) \quad (5 - 54)$$

حيث تمثل T_0 طاقة القذف في مركز الثقل وتمثل E طاقة تهييج النواة المركبة . ان هاتين الطائفتين متعلقتان ببعضهما بالطريقة المبينة في الشكل 5 - 19

ومن المناسب ان تكون طاقة الرنين E^* ، محسوبة بدلالة طاقة القذف في مركز الثقل T_0^* (لاحظ الشكل 19 - 5) وبهذا تصبح المعادلة (55 - 5) :-

$$\sigma_{a,c} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5-58)$$

وهناك جداول تستعمل بكثرة تعطى فيها الطاقات مقاسة في احداثيات المختبر وما يقابلها من طاقات احداثيات مركز الثقل T_0^* واستخدام طاقات مقاسة في احداثيات المختبر في المعادلة (58 - 5) يتوجب ان يصاحبه استخدام قيم محولة للسماك T الى احداثيات المختبر ايضاً وذلك باستخدام علاقة مشابهة للعلاقة (16 - 5) وهذه العلاقة هي - -

$$\Gamma_i(\text{lab.}) = \Gamma_i(\text{c.m.})(M_a + M_x)/M_x \quad (5-59)$$

ان اخذ البرم بنظر الاعتبار يوجب ضرب الطرف الايمن من المعادلة (58 - 5) بالمعامل - -

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_x+1)} \quad (5-60)$$

حيث تمثل J الزخم الزاوي الكلي للحالة المركبة في حين تم تعريف كل من I_a و I_x سابقاً (المعادلة (22 - 5)). واي حالة مركبة يمكن ان تتكون فقط بحيث تكون قيمة الزخم الزاوي I_a محققة للمعادلة .

$$I_a + I_x + I_a = J \quad (5-61)$$

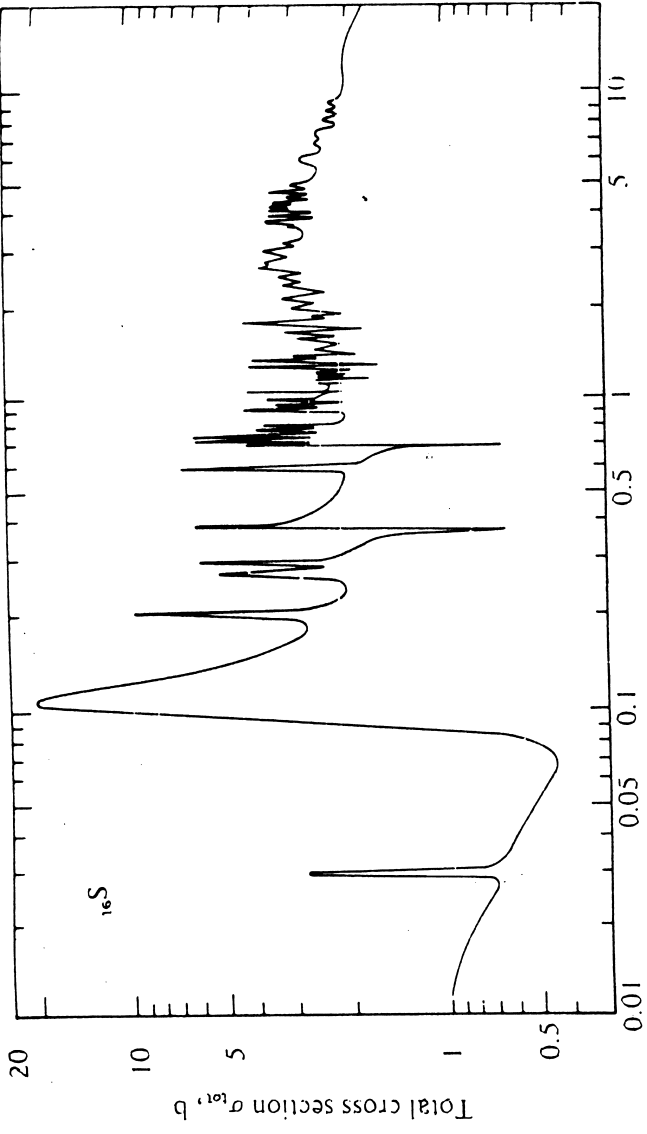
$$\pi_a \pi_x (-1)^{I_a} = \pi_J \quad (5-62)$$

وتمثل π_J تناظر الحالة المركبة . اضافة الى الشرطين ماري الذكر الشروط (22 - 5) و (23 - 5) يجب ان تتوفر ايضاً .

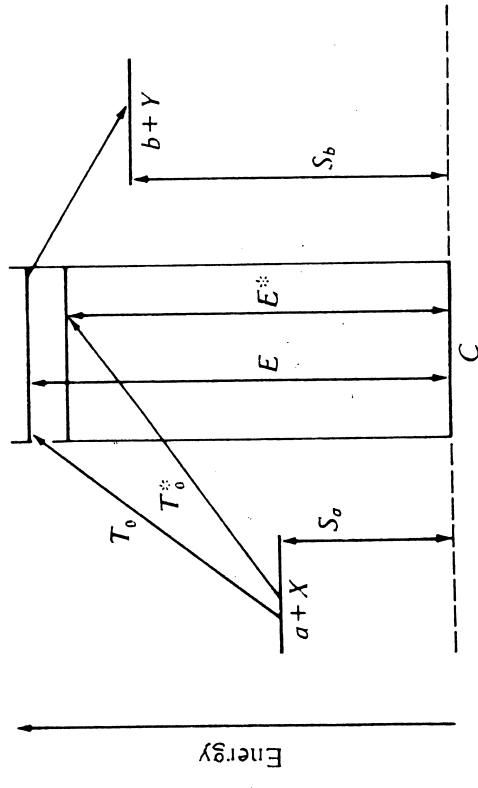
5-5 b انحلال النواة المركبة Decay of the compound nucleus.

من خلال التعريف (56 - 5) نلاحظ ان احتمال انحلال الحالة المركبة P_b (في المعادلة 54 - 5) الى القناة $b + Y$ هو - -

$$P_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$



الشكل 18 - 5 مساحة القطع الكلية لتفاعل نيوترون مع نواة الكبريت (S^{32}) (95%)



الشكل 19 - 5 التفاعل $X(a,b)Y$ يسير بطريقة النواة المركبة وتجب مقارنة هذا الشكل مع الشكل 6 - 5 . ان S_a و S_b هي طاقا فصل الجسيمين a و b على التوالي عن النواة C . بينما تمثل T_0 طاقة الجسيم في مركز الثقل. $[T_0 = T_a M_x / (M_a + M_x)]$

حيث Γ_h هو السمك الجزئي المناسب ودمج هذه المعادلة بالمعادلات (58 - 5) و (5 - 60) ينتج :

$$\sigma(a,b) = g_J \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5-64)$$

وهذه المعادلة تسمى قانون برايت - فكنر Breit-Wigner formula. ان المعادلة (5 - 64) يمكن ان تطبق على جميع قنوات التفاعل عدا قناة الاستطارة المرنة والتي يجب فيها اخذ تأثيرات التداخل والحيود والانعكاس بنظر الاعتبار وبالنسبة للنيوترونات فانه وجد بأن :-

$$\sigma(n,n) = 4\pi \lambda^2 \left[g_J \left| \frac{\Gamma_n}{2(T_0 - T_0^*) + i\Gamma} + e^{i\phi_n} \sin \phi_n \right|^2 + (1 - g_J) \sin^2 \phi_n \right] \quad (5-65)$$

ان كمية تعتمد على الطاقة وتسمى تغير الطور للكرة الصلبة وفي حالة 0 =

$$\phi = R/\lambda \quad \text{فان} \quad I_n$$

وسوف نلاحظ (من المعادلة (5 - 69) عندما تكون كل من $T_0 \rightarrow 0$ و $\Gamma_n \rightarrow 0$ وبما انه وتحت هذه الظروف تكون $\sin \phi \rightarrow 0$ ان مساحة مقطع التصادم المرن تقترب من المقدار $4\pi R^2$ عند طاقات القصف الواطئة. ومن السائد في دراسة فيزياء النيوترونات عند الطاقات الواطئة ان تعطى مساحة مقطع الاستطارة بدلالة ما يسمى طول الاستطارة $scattering length^1$ كما يلي :

$$\sigma(n,n)_{T_0 \rightarrow 0} = 4\pi a^2 \quad (5-66)$$

وفي الحالة البسيطة اعلاه فان $|a| = R$ ولكن هذا لا يتحقق دائماً وذلك اما لان $I_n \neq 0$ او بسبب ان تأثير الرنين ليس صغيراً الى الحد الذي يمكن معه ان يهمل .

ومن المفيد - قبل مناقشة بعض التطبيقات الخاصة بقانون برايت فكنر - ان نحاول اعطاء بعض الملاحظات عن السمك الجزئي . ان اي سمك جزئي Γ_h هو

عبارة عن طريقة اخرى لتمثيل ثابت الانحلال λ_h للعملية

$$C^* \rightarrow b + Y \quad (5-67)$$

وهذه مشابهة تماماً لعمليات الانحلال الاشعاعي (الفاو كاما) ولهذا من الممكن تطبيق المبادئ التي تحتويها المعادلات (4 - 69) و (4 - 95) و (4 - 123) في هذا المجال نلاحظ - من المعادلة الاخيرة - ان السمك يجب ان يتناسب مع كثافة الحالات النهائية (4 - 129) والذي يكون في حالة الجسيمات متناسباً مع :-

$$p^2 \frac{dp}{dE} = p M_{00} \sim v_0 \quad (5-68)$$

التي تمثل السرعة النسبية للجسيمات في القناة $b + Y$ في حين تمثل M_{00} الكتلة المختزلة في القناة $b + Y$ ومن المعادلة (4 - 95) نلاحظ ايضاً ان السمك في حالة الجسيمات المشحونة يتناسب مع معامل اختراق كولوم ولكن حتى في حالة عدم وجود حاجز كولوم فان حاجز الطرد اللامركزي وحده يمكن ان يؤدي الى تقليل السمك ولاجل اخذ هذين العاملين بنظر الاعتبار فقد جرت العادة على كتابة :-

$$\Gamma_0 = 2k_0 R P(b,Y) v_0^2 \quad (5-69)$$

حيث يظهر العامل 2 في المعادلة لتسهيل الحسابات الاخرى في حين يمثل

$k_0 =$ العدد الموجي في مركز ثقل القناة $b + Y$ وهو $M_{00} v_0 / \hbar$
 $R =$ نصف قطر النواة $(A_0^{1/3} + A_Y^{1/3})$ حيث A هو العدد الكتلي
 $P(b,Y) =$ معامل الاختراق والذي يساوي واحداً في حالة النيوترونات في حالة s-wave
 $v_0^2 =$ ثابتاً يتم ايجاده عملياً ويسمى السمك المختزل.

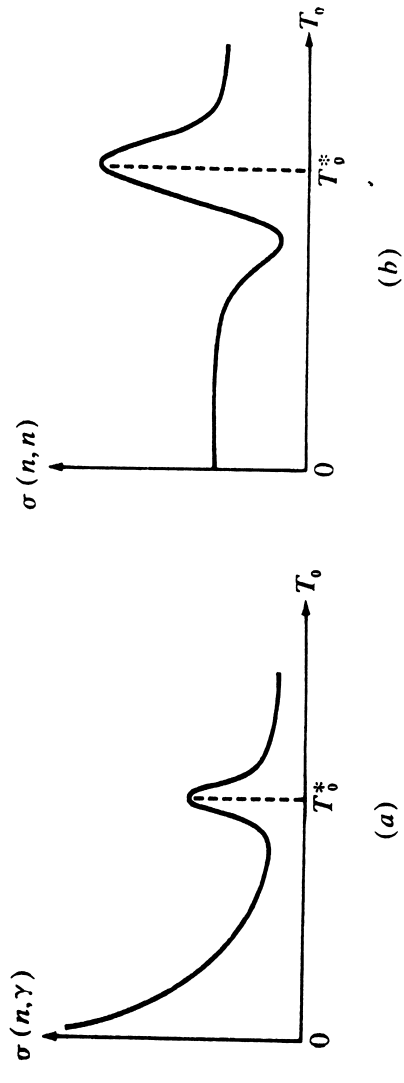
ان اقصى قيمة لسمك حالة جسيم يمكن ان تؤدي الى انحلال لأية قناة هو

$$\Gamma_0(\max) \approx \frac{\hbar}{\tau} \quad (5-70)$$

وتمثل τ الزمن اللازم للجسيم b ليعبر النواة وبهذا فان $\tau \approx \frac{R}{v_0}$

$$\Gamma_0(\max) \approx \frac{\hbar v_0}{R} \approx k_0 R \left(\frac{\hbar^2}{M_{00} R^2} \right)$$

ولهذا فان :-



الشكل 5-20 يمثل بعض الحالات الاعتيادية لشكل برايت - فكنر a مساحة مقطع التفاعل (b) التصادم المرن لنيوترونات موجة S

وقد تمت كتابة السمك بدلالة الكميات الموجودة في المعادلة (5-69) كما ان الكمية المحصورة داخل الاقواس تسمى سمك الجسيم الواحد *single particle width* [راجع المعادلة (125-2)] وتجري في كثير من الاحيان عمليات مقارنة للنتائج العملية للسمك المختزل مع هذه الكمية. واذا كانت $\gamma_0^2 \approx h^2/(M_0 R^2)$ فان الحالة المركبة يمكن ان تعتبر متكونة في الجسيم *b* وهو يتحرك داخل بئر الجهد الذي تولده النواة γ . ان بعض القيم الشائعة عملياً تصل الى حدود قيمة 10^{-6} من سمك الجسيم الواحد وهذا يدل على الطبيعة المعقدة للنواة المركبة.

ان سمك اشعاعات كما يمكن الحصول عليه من المعادلة (5-69) مباشرة. ان السمك للحالات الجسيمية (5-69) يزيد عادة على سمك حالات كاما اذا كانت الطاقة الحركية للجسيم في قناة معينة تزيد على 1 kev ولذلك فان انحلال كاما للنواة المركبة يكون نادراً عادة الا اذا كانت مستويات الطاقة تقع على بعد بضعة kev من أوطاً طاقة فصل للجسيمات او لوجود ظروف خاصة تمنع الانحلال الجسيمى

Special cases 5-5c

1. مساحة مقاطع تفاعلات النيوترونات ذات الطاقات الواطئة

1 Low-energy neutron reaction cross sections

ان تفاعلات النيوترونات ممكنة بقدر تعلق الامر بالطاقة حتى عندما تكون طاقة النيوترون مساوية للصفر. (الاقتصاص او التفاعلات الاكسوارجية) ولما كانت

مساحة مقطع تتناسب مع $1/v$ عند الطاقات الواطئة وعند عدم وجود حالات رنين قريبة من طاقة فصل النيوترون عن النواة المركبة (اي قرب طاقات النيوترون الحركية المقاربة للصفر) فان T_0 يمكن ان تهمل بالمقارنة مع T_0^* في المعادلة (5-64). اي ان :-

$$\sigma(n, b) \approx g_r \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{T_0^{*2} + \Gamma^2/4} \quad (5-73)$$

وفي حالة كون $\Gamma \ll T_0^*$ او عندما لا تكون Γ حساسة تجاه تغير الطاقة وبما ان $1/v_n \sim \lambda$ المعادلة (5-48) ولان $\Gamma_n \sim v_n$ المعادلة (5-69) فان :-

$$\sigma(n, b) \sim \frac{1}{v_n} \quad (5-74)$$

وهذا النوع من التصرف عند الطاقات الواطئة يمكن ملاحظته في الشكل 17-5. ان الجزء الاكبر من منحنى مساحة مقطع الكاديوم عند الطاقات الواطئة ناتج عن التفاعل $Cd^{113}(n, \gamma)$ ولهذا فان المعادلة (5-64) يمكن ان تطبق على الرنين الرئيس. ان التطبيق التفصيلي لهذه المعادلة على تفاعل (n, n) و (n, γ) عند الطاقات التي تقل عن 2 ev قد اعطى المقادير التالية لثوابت الرنين :-

$$\begin{aligned} T_0^* &= 0.18 \text{ ev} \\ \Gamma_n &= 0.65 \times 10^{-3} \text{ ev} \\ \Gamma_\gamma &= 0.11 \text{ ev} \end{aligned} \quad \begin{aligned} &(\text{على اعتبار } J=1) \\ &(\text{على اعتبار } J=1) \end{aligned}$$

ان مقارنة قيمة Γ_n مع المعادلة (5-69) يعطينا $\gamma_n^2 = 0.15 \text{ ev}$ للسمك المختزل والذي يمكن مقارنته مع سمك الجسيم الواحد (المعادلة (5-72)) التي هي 1 Mev تقريباً وهذا يدل على أن هذه الحالة للنواة المركبة Cd^{114} يكون لها تركيب معقد جداً. لقد وجد عملياً ان 0.1 بالئة من اشعة كاما تؤدي الى الحالة المستقرة لنواة Cd^{114} ولهذا فان سمك هذا الانتقال وحده هو 10^{-4} ev وتقدير الجسيم الواحد للسمك حسب نظرية وايسكوف (المعادلة (5-69)) للانتقال من نوع $M1$ لطاقة 9 Mev الذي يقابل الانتقال $1^+ \rightarrow 0^+$ يؤدي الى الحالة الارضية هو 15 ev وهذا يدل ايضاً على أن الحالة المركبة لا تشابه حالة الجسيم الواحد مطلقاً.

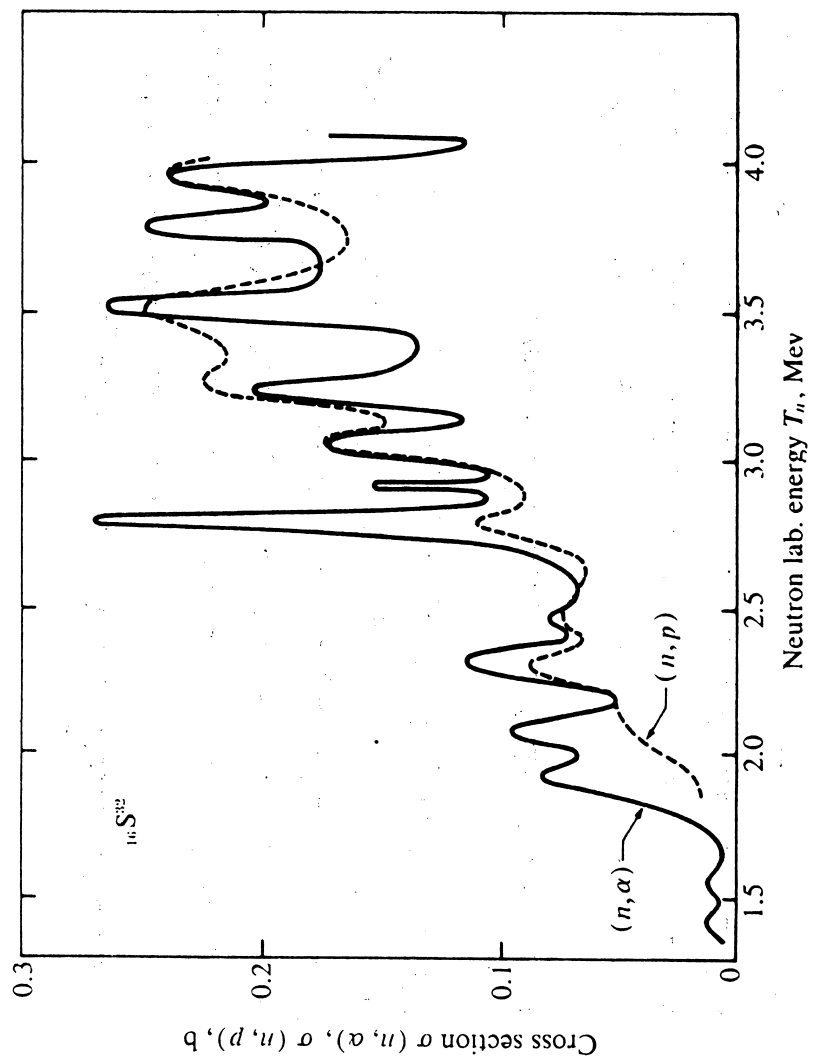
بالطاقات الواطئة من منحنى مساحة المقطع سوف يعتمد بصورة رئيسة على $1/v_n$ اما في التفاعلات الاكسوارجية فان الاعتماد على الطاقة قرب العتبة يعتمد على معامل اختراق كولوم (4 - 86) في المعادلة (5 - 69) .

$$\Gamma_0 \sim e^{-\gamma} \quad (5 - 77)$$

وحسب المعادلة (4 - 94) فان :

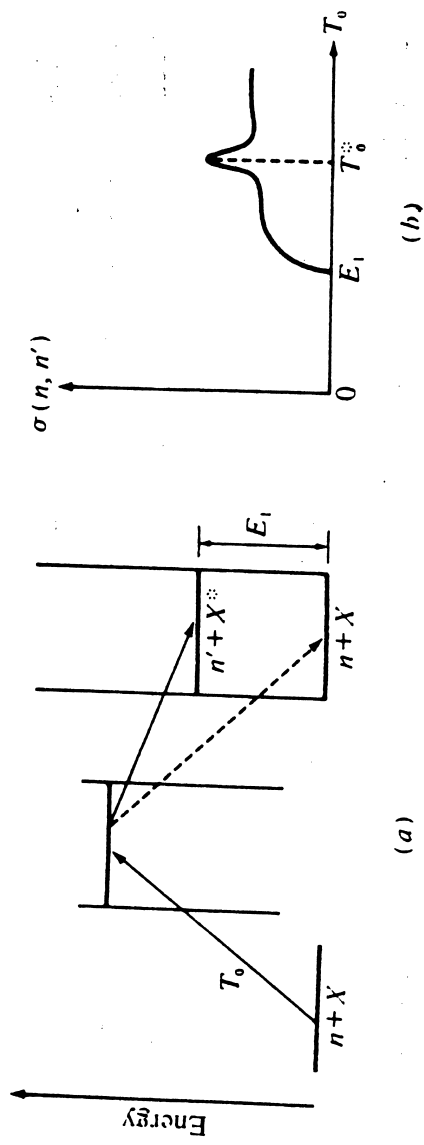
$$\gamma \sim \frac{1}{v_0} \quad (5 - 78)$$

ان مساحة المقطع في هذه الحالة سوف تزداد ببطء بعد العتبة كما هو مبين تخطيطيا في الشكل 5 - 10d. كما ان مساحة المقطع العملية مبنية في الشكل 5 - 22



(a)

الشكل 5 - 22



الشكل 5 - 21 الاستطارة غير المرنة للنيوترونات (a) حسابات الطاقة (b) مساحة مقطع نموذجية. ان T_0^* تمثل حالة رنين في النواة المركبة .

2 الاستطارة غير المرنة للنيوترونات Inelastic neutron scattering

ان المعادلة (5 - 64) لهذا النوع من التفاعلات تعطي

$$\sigma(n, n') = g_n \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'}}{(T_0 - T_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5 - 75)$$

وعند عتبة التفاعل والذي يمكن ان يمثل بالطاقة E_1 التي تقابل حالة التهيج الاولى للنواة الهدف (الشكل 5 - 21a) فان اعتماد المعادلة (5 - 75) على الطاقة تحده بالدرجة الرئيسية $\Gamma_{n'}$. واذا اعتبرنا ان النيوترونات الناتجة هي في حالة s وبهذا يكون معامل الاختراق في المعادلة 5 - 69 هو واحد فان

$$\Gamma_{n'} \sim v_{n'} \quad (5 - 76)$$

$$\sim (T_0 - E_1)^{1/2}$$

ان هذا الاعتماد على الطاقة (والمبين تخطيطيا في الشكل 5 - 21b) سوف يختفي داخل تركيب الرنين كما يلاحظ في الشكل (5 - 22b)

3 انبعاث جسيمات المشحونة Emission of charged particles

واذا تم انبعاث جسيمات مشحونة في تفاعل اكسوارجي فان الجزء الخاص

5 - 6 a النموذج الضوئي Optical model.

ان النظريات التي تؤكد على المرحلة الاولى للتفاعلات النووية (الشكل 1 - 5) تقول بان التفاعل بين الجسيم الساقط والنواة يمكن تمثيله بواسطة جهد معين. وإذا كان الامتصاص في النواة المركبة هو تأثير ثانوي فان من الممكن اخذ بنظر الاعتبار بطريقة فينومينولوجية (شبه تجريبية) باضافة حد خيالي الى الجهد المؤثر.

$$V_{eff} = V + iU \quad (5 - 79)$$

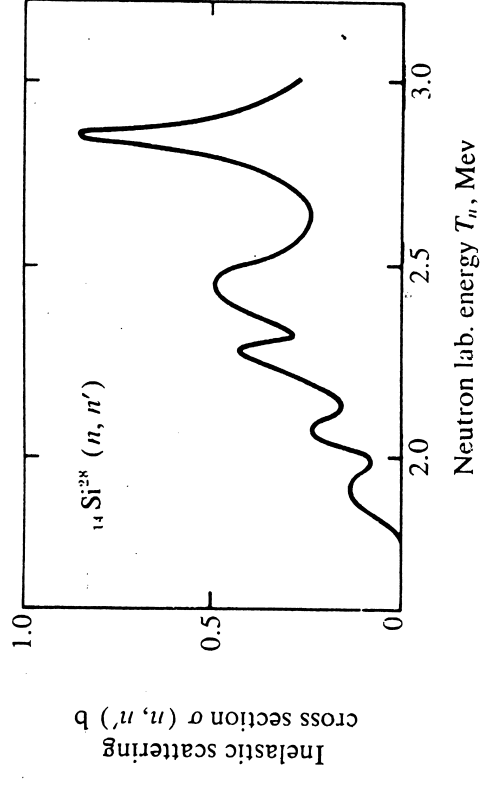
ان حسابات بسيطة ببعد واحد تدل على ان جهداً من هذا النوع يؤدي الى ظهور امتصاص لدالة الموجه.

فلو اعتبرنا ان حزمة من الجسيمات التي كتلة كل منها M_0 يعترضها حاجز على شكل مرتفع جهد كما هو مبين في الشكل 2 a - 5 فان الموجه الداخلة خارج الجهد هي ae^{ikx} (راجع المعادلة (47 - 5)) كما ان دالة الموجه داخل الجهد سيكون لها الشكل :-

$$a'e^{ik'x} \quad (5 - 80)$$

حيث ان k' مبينة بالمعادلة (راجع الشكل 24 a - 5)

$$\frac{\hbar^2 k'^2}{2M_0} = T + V_0 + iU_0 \quad (5 - 81)$$



(b)

الشكل 22 - 5 (n) مساحة مقطع تفاعل النيوترونات مع $^{32}_{16}\text{S}$ مساحة مقطع غير المرنة للنيوترونات مع $^{28}_{14}\text{Si}$ الاستطارة

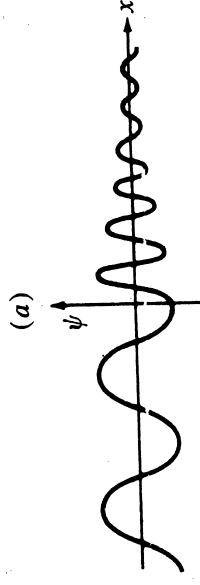
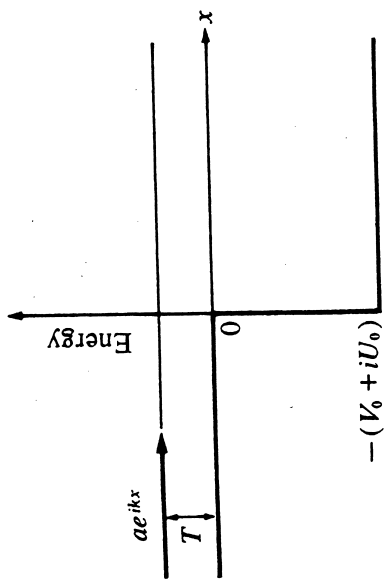
4 التفاعلات المحتثة بواسطة الجسيمات المشحونة

Charged-particle induced reactions.

ان التفاعلات الاكسوارجية من هذا النوع يغلب عليها عند الطاقات الواطئة تأثير معامل اختراق كولوم للجسيم القاصف. ان التفاعلات الاندوارجية للجسيمات المشحونة يكون اعتمادها على الطاقة قرب العتبة مشابها لما في المعادلة (5 - 76) او المعادلة (5 - 77) لانبعث النيوترونات او الجسيمات المشحونة على التوالي ان الشكل 23 - 5 يعطي مثالا لتفاعل اندوراجي تنبعث فيه النيوترونات.

6 - 5 التفاعلات المباشرة DIRECT REACTIONS

الناقشة العامة في البند 1 - 5 والبند 5 - 5 تظهر ان - مع زيادة طاقة الجسيم القاصف فان - المرحلة الاولى لعملية التفاعل المبينة في الشكل 1 - 5 تصبح اكثر اهمية بينما تقل اهمية العمليات اللاحقة. ان هناك ادلة لا بأس بها على ان هذا صحيح بصورة عامة على الرغم من وجود امثلة لتفاعلات تتم من خلال تكوين نواة مركبة عالية التهييج.



الشكل 24 - 5 تأثير جهد معقد على دالة الموجة (a) رسم الطاقات الكامنة (b) رسم تخطيطي لدالة الموجة (ان دالة الموجة معقدة)

ان الطاقة الحركية للجسيم الساقط ممثلة بالمقدار $T = \frac{1}{2} \hbar^2 k^2 / M_0$ ان تحقيق المعادلة (5 - 81) يتطلب طبعاً ان تكون قيمة المقدار k' معقدة وتعريف اجزائها الحقيقية والخيالية كما يلي :-

$$k' = K + \frac{i}{L} \quad (5 - 82)$$

وبالتعويض في المعادلة (5 - 80) فان دالة الموجة داخل منطقة الجهد تكون .

$$a' e^{-iLx} e^{iKx} \quad (5 - 83)$$

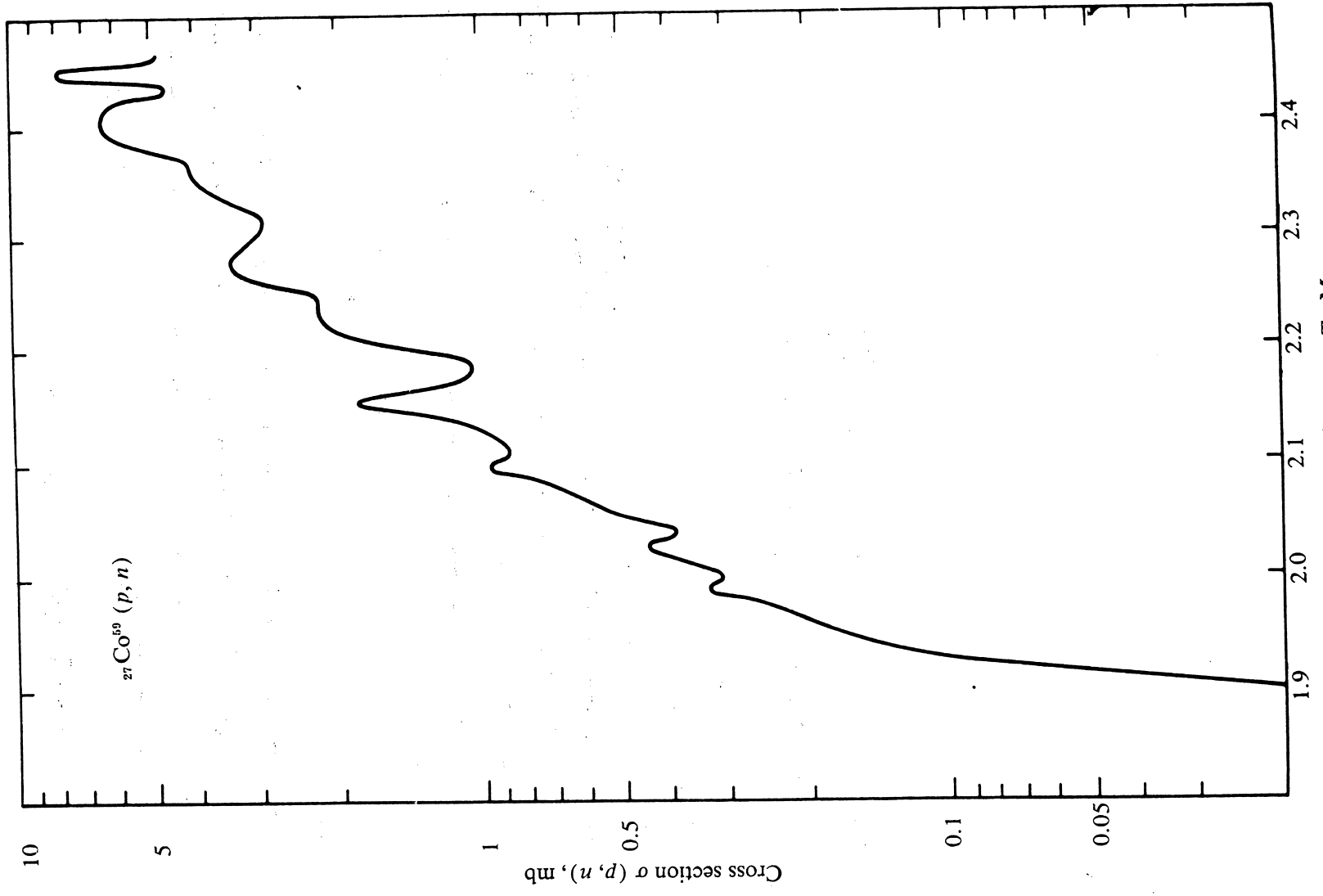
او بعبارة اخرى فان الموجة سوف تمتص خلال اختراقها لدرجة الجهد وبالتعويض في المعادلة (5 - 82) في المعادلة (5 - 81) نحصل على :

$$L = \frac{\hbar^2 K}{U_0 M_0} \quad (5 - 84)$$

$$K \approx \left[\frac{2M_0(T + V_0)}{\hbar^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5 - 85)$$

في حالة كون $1/L \ll K$.

ان هذا النموذج قد نجح في تفسير نتائج مساحات القاطع الكلية والمزنة عند



الشكل 23 - 5 مساحة مقطع تفاعل النواة $^{59}Co(p, n)$ Proton lab. energy T_p , Mev

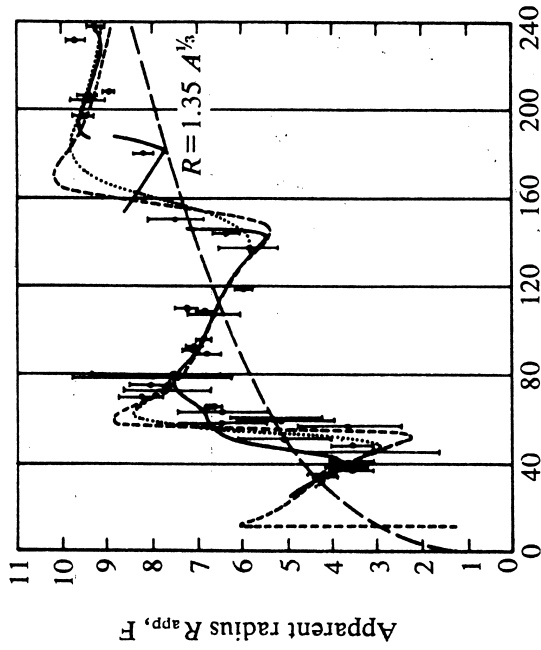
$$A \approx 2n^3$$

$$\approx 2, 16, 54, 128, 250$$

$$(5 - 87)$$

ان تأثيرات كهذه قد لوحظت فعلاً - وفي مساحة مقطع الاستطارة المرنه للنيوترونات عند الطاقات الواطئة وبدلاً من ان تكون مساحة المقطع مقاربة للقيمة $4\pi R^2$ المتوقعة من المعادلة (5 - 65) فانه سيكون لها قيم عند قيم A في المعادلة (5 - 87) . ان هذا التأثير موضح في الشكل (5 - 25) . كما ان السمك المختزل γ_n^2 يتأثر بالطريقة نفسها ايضاً .

ان النموذج الضوئي قد نجح ايضاً في تفسير القيم الموجودة في الاتجاه الامامي في مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة النيوترونات عند الطاقة العالية حيث يعطي الشكل 26 - 5 مثلاً نموذجياً لذلك . ان القيم الامامية ناتجة عن تأثيرات التداخل التي سبقت مناقشتها من خلال الشكل 15 - 5 .



Mass number A

الشكل 25 - 5 نصف القطر الظاهري للنواة R_{app} محسوباً بطريقة مساحة مقطع استطارة النيوترونات ذات الطاقة الواطئة $\sigma(n,n) = 4\pi(R_{app})^2$ بدلالة العدد الكتلي A ان النقاط المرسومة تمثل النتائج العملية في حين يمثل الخط المنقطع العلاقة $R_{app} = 1.35A^{1/3}$ اما النحنيات الاخرى فهي توقعات مختلف النماذج الضوئية .

5 - 6b نموذج التفاعل السطحي. Surface interaction model.

من خلال ملاحظة الجدور 3 - 5 نجد انه عندما تكون طاقة الجسيم الساقط عالية فان معدل طول المسار الحر $\frac{1}{L}$ يصبح قليلاً بالقارنة مع نصف قطر النواة وإذا حاولنا دفع هذا المنطق الى حد التطرف فاننا يمكن ان نتصور انه عند هذه

الطاقات العالية ونتيجة لتطبيقات تفصيلية على مساحات المقاطع العملية فقد تم الحصول على قيم V_0 و U_0 المبينة في الجدول 3 - 5 كما ان قيم K و L المحسوبة من المعادلات (84 - 5) (85 - 5) مبينة في هذا الجدول ايضاً . ان زيادة طاقة الجسيم الساقط تؤدي الى زيادة امتصاصية النوى (تقل قيمة L)

الجدول 3 - 5 الثوابت التقريبية للنموذج الضوئي للبروتونات والنيوترونات

protons and neutrons†

T , Mev	V_0 , Mev	U_0 , Mev	K , F^{-1}	L , F
0 - 4	50	3	1.6	22
10	50	7	1.7	10
17	50	8.5	1.8	9
40	35	15	1.9	5

† From H. Feshbach, The Complex Potential Model, in F. Aijzenberg-Selove (ed.), "Nuclear Spectroscopy," Academic Press Inc., New York, 1960, part B, Chap. 6.D, by permission.

ان هذا النموذج يتوقع وجود قيم رنين عريضة في منحنيات مساحة المقطع بدلالة الطاقة . ان احدى هذه القيم يمكن ملاحظتها في الشكل 18 - 5 قرب طاقة ان وجود قيم الرنين المركبة قد تم حذفه طبعاً في جهد التفاعل (7a - 5) ومع ذلك فالنموذج يتوقع ان بعض الظواهر المتعلقة بالمرحلة الاولى من عملية التفاعل ستبقى ظاهرة حتى عند مرحلة النواة المركبة . فمثلاً عندما يكون الجسيم القاصف في حالة خيالية غير مستقرة في منخفض الجهد فان بعض الخواص لمساحة مقطع النواة المركبة يمكن توقعها وان الحالة الخيالية تتطلب ان يكون الجسيم الساقط موجة مستقرة تقريباً في بئر الجهد (راجع المعادلة (143 - 2)) وبذلك فان : -

$$n \cdot \frac{1}{2} \lambda_{inside} \approx R \quad (5 - 86)$$

حيث n = عدد صحيح

$$\lambda_{inside} \approx 2\pi/K$$

وهو الطول الموجي داخل البئر

$$R = \text{نصف قطر النواة}$$

ان التعويض بقيم K عند الطاقات الواطئة من الجدول 3 - 5 يؤدي الى ان تتوقع حدوث زيادات في مساحة المقطع في النوى التي لها اعداد كتلية

الطاقات ستحدث جميع التفاعلات النووية عند السطح فقط. ان نموذجاً كهذا يكون مناسباً وبخاصة في حالة الجسيمات القاصفة المقعدة التي يكون معدل طول مسارها الحر اقل من ذلك الذي للبروتونات والنيوترونات

ويمكن اثبات ان نموذجاً كهذا سوف يعطي اهداب الجيود التي هي من خصائص الاستطارة المربعة. ان صورة مبسطة لعملية التفاعل السطحي مبينة في الشكل (27 - 5). فلو اعتبرنا النقطتين A و B على سطح النواة P هما النقطتان الوحيدتان اللتان تقومان باعادة استطارة الموجة الساقطة فان التداخل البناء في احداثيات مركز الثقل عند زاوية H يتطلب ان تكون :-

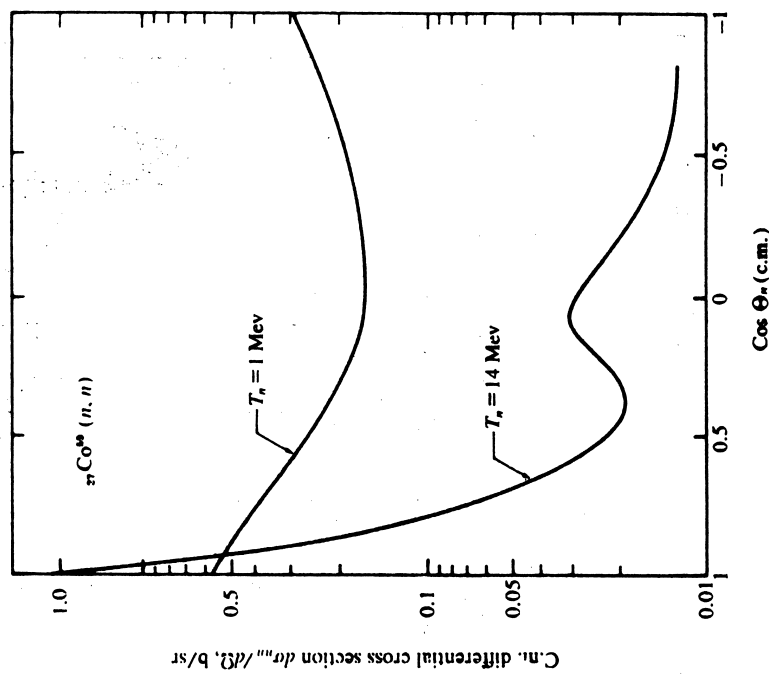
$$(5 - 88)$$

$$CB + BD = n\lambda$$

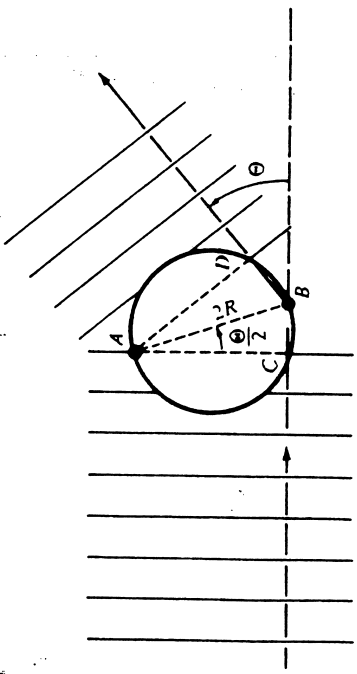
حيث n عدد صحيح و λ طول موجة الاشعاع الساقط وبهذا فان القيم في مساحة مقطع الاستطارة المربعة يجب ان تحدث عندما تكون :-

$$(5 - 89)$$

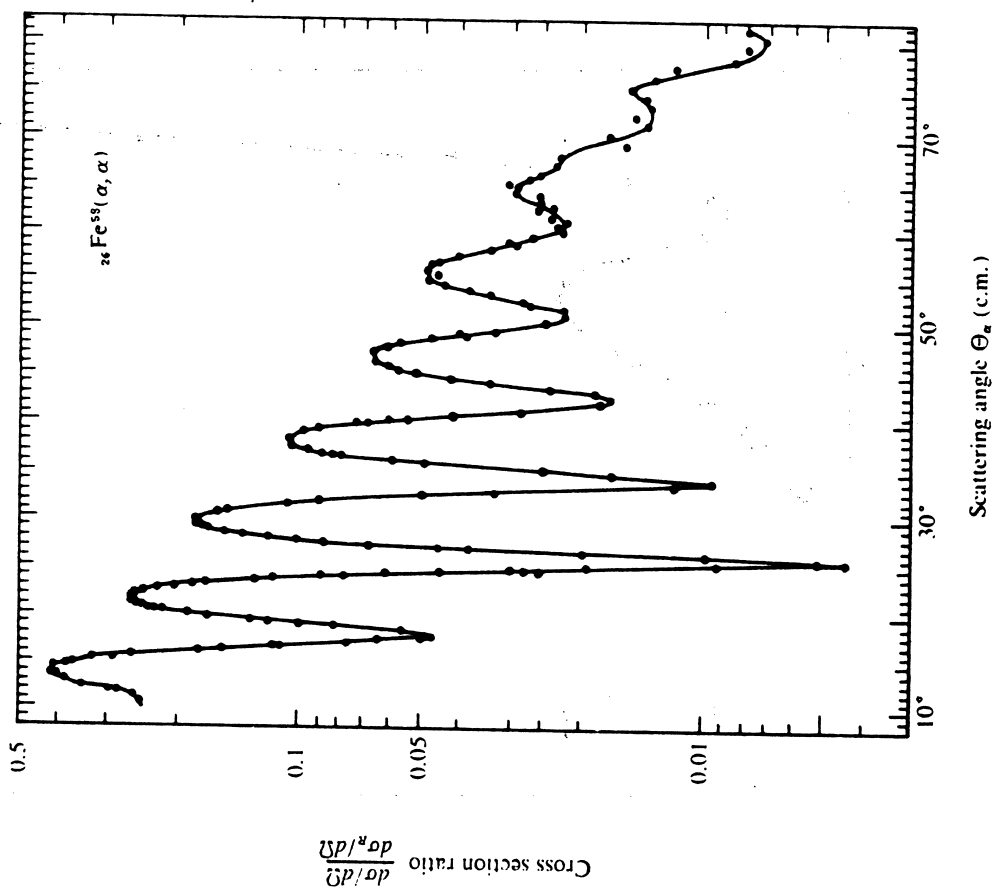
$$2 \cdot 2R \sin \frac{1}{2}\Theta = n\lambda$$



الشكل 26 - 5 مساحة المقطع التفاضلية لاستطارة النيوترونات عن نواة ^{55}Co لطاقة النيوترونات في احداثيات المختبر 14 Mev بدلالة جيب تمام زاوية الاستطارة في مركز الثقل



الشكل 27 - 5 صورة مبسطة لنموذج التفاعل السطحي وقد تم تصور النقطتين A و B على انها النقطتان السطحيان اللتان تستطار عنها الموجة الساقطة خلال زاوية مقدارها Θ وعلى اعتبار أن جميع الجسيمات الاخرى يتم امتصاصها كلياً.



الشكل 28 - 5 مساحة مقطع الاستطارة المربعة لجسيمات الفا عن نواة ^{55}Fe مقسومة على مساحة مقطع استطارة رذرفورد بدلالة زاوية الاستطارة في مركز الثقل . طاقة السقوط هي 64 Mev

الشكلين 14 - 5 و 28 - 5 بينان مساحة القطع التفاضلية للاستطارة المرة للبروتونات وجسيمات الفا التي تتبع فيها قمم الجيود العلاقة (89 - 5) تقريباً ويمكننا ان نلاحظ ان هذا يعطينا طريقة لاجاد انصاف الاقطار النووية وبالتأكيد فان العلاقة (5 - 1) قد تم ايجادها عملياً نتيجة لتجارب كهنه .

6c - 5 تفاعلات الانسلاخ Stripping reactions

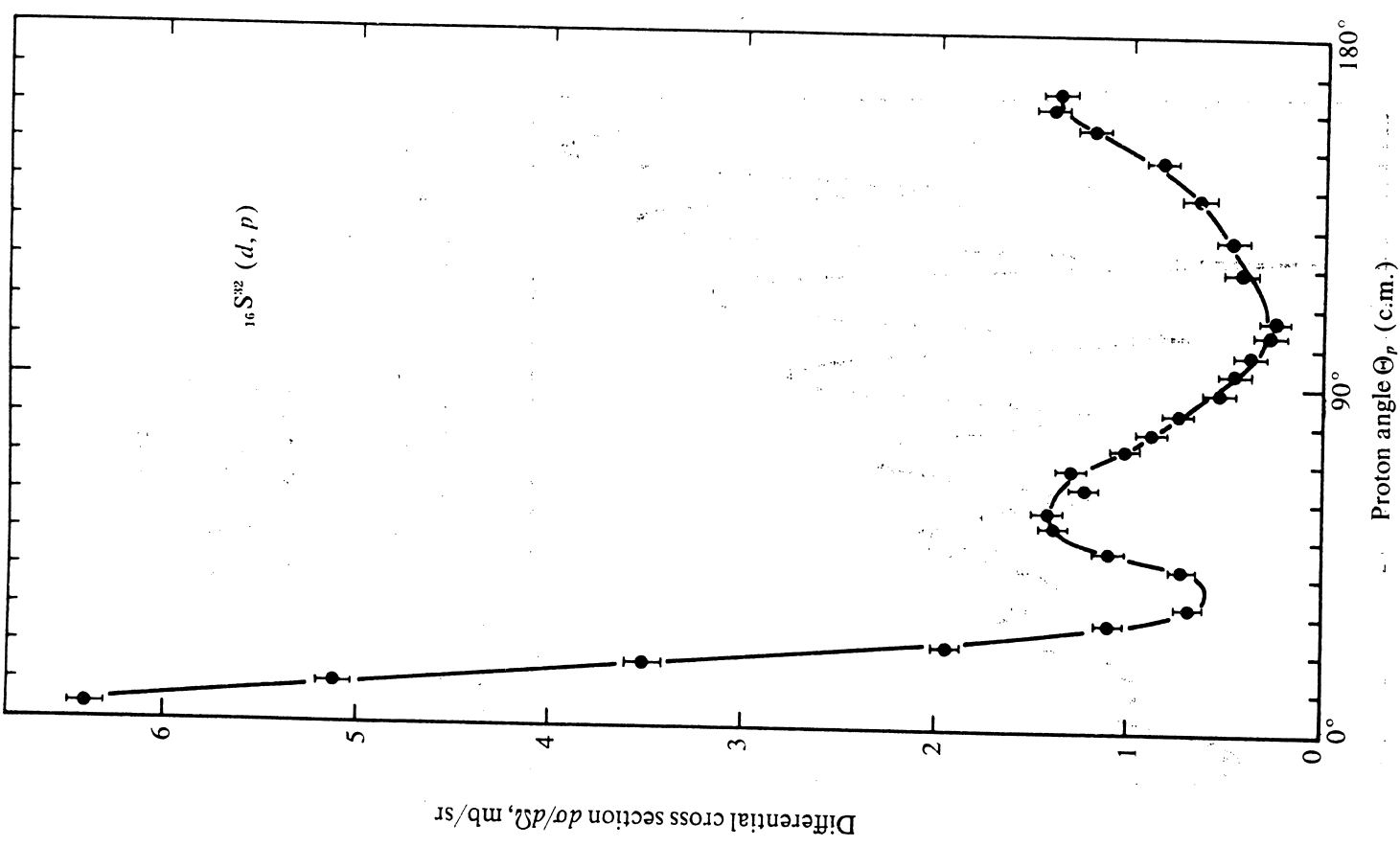
اذا صادف تصادم جسيم قاصفٍ معقّد مع نواة معينة فمن الممكن ان يتحطم هذا الجسيم عند التصادم بحيث ان احد اجزائه فقط هو الذي يتفاعل مع النواة بقوة بينما يترك الجزء الآخر النواة بدون ان يتفاعل معها بصورة عملية ان الادلة على هذا النوع من التفاعلات تم الكشف عنها وبخاصة في حالة سقوط الديوترونات على النوى وكذلك التراكيب الاخرى الضعيفة الارتباط ومن الخواص المميزة لهذا النوع من التفاعلات ان الجزء غير التفاعل من الجسيم الساقط سوف يتحرك في الاتجاه الامامي بالدرجة الرئيسة اي باتجاه الحزمة الساقطة . ان الشكل 29 - 5 يبين مثلاً نموذجياً لذلك :-

7 - 5 الانشطار FISSION

ان التفاعل $X(a,b)\gamma$ يسمى الانشطار اذا كانت كتلتا b و γ متقاربتين ان بعض النوى تشطر انياً . والانشطار يحدث عادة اذا تم اعطاء طاقة كافية للنواة بواسطة اقتناص نيوترون بطيء ، او بواسطة القصف بجسيمات n و p و d او باشعة كاما ويقدر ما هو متوفر من معلومات فان عملية الانشطار تتم دائماً بواسطة تكون النواة المركبة . ان النواة المركبة سوف تتحطم الى جزئين مع انبعاث عدد من النيوترونات وسنوضح سبب ذلك فيما يلي :-

تم اكتشاف عملية الانشطار من قبل هان وستراسمان (1939) Strassmann Hahn and باستخدام طرق الكيمياء الاشعاعية وقد اثبتا ان قصف اليورانيوم بالنيوترونات يؤدي الى انتاج عناصر تقع وسط الجدول الدوري وليس الى عناصر انتقالية عن اليورانيوم كما كان يعتقد سابقاً .

ان الجزئين النوويين الرئيسيين والذين يسميان بشظايا الانشطار *fragments fission* سوف لا يكون لهما كتل متساوية وذلك بسبب حسابات الطاقة . ان توزيع الكتل يحتمل ان يتأثر بتأثيرات القشرة . ان الشكل 30 - 5 يبين ان



الشكل 29 - 5 مساحة القطع التفاضلية للتفاعل $^{16}S^{32}(d,p)^{33}S$. ان طاقة الديوترونات الساقطة هي 4.0 Mev. ان البروتونات التي تم الكشف عنها هي تلك التي تترك نواة S^{33} في حالة التهييج الاولى فقط اي بطاقة 0.84 Mev.

7a - 5 الطاقة المتحررة في الانشطار. Energy release in fission.

ان الطاقات الحركية لشظايا الانشطار الركنية prompt fission fragments يمكن حسابها بواسطة المعادلة شبه العملية للكتلة. فلو اخذنا عملية الانشطار

$$U^{235} + \text{thermal } n \rightarrow Y_1 + Y_2 \quad (5 - 90)$$

مثلاً حيث Y_1 و Y_2 لها نفس نسبة N/Z التي لنواة U^{236} فان

$$\begin{aligned} Q(\text{prompt}) &= T_{Y_1} + T_{Y_2} \\ &= [M(U^{235}) + M_n - (M_{Y_1} + M_{Y_2})]c^2 \\ &= B_{\text{tot}}(Y_1) + B_{\text{tot}}(Y_2) - B_{\text{tot}}(U^{235}) \quad (5 - 91) \end{aligned}$$

ان طاقات الارتباط الكلية يمكن حسابها من المعادلة (2 - 127) لتعطي النتيجة :-

$$Q(\text{prompt}) \approx 170 \text{ Mev}$$

ان الطاقة الكلية المتحررة للناتج النهائية لعملية الانشطار تشمل الطاقات المتحررة عن اشعة بيتا وكاما والانتري نيوتريو اضافة الى الطاقة التي تأخذها النيوترونات ولذلك فان قيمة Q هي :-

$$Q(\text{overall}) = B_{\text{tot}}(Y_1') + B_{\text{tot}}(Y_2') - B_{\text{tot}}(U^{235}) \quad (5 - 92)$$

حيث ان Y_1' و Y_2' هي الناتج النهائية للانشطار الواقعة قرب خط الاستقرار واذا كانت الاعداد الكتلية لهذه الناتج هي 100 و 132 على التوالي على اعتبار تحرر اربعة نيوترونات فان الشكل 8 - 2 يعطي التقدير التقريبي .

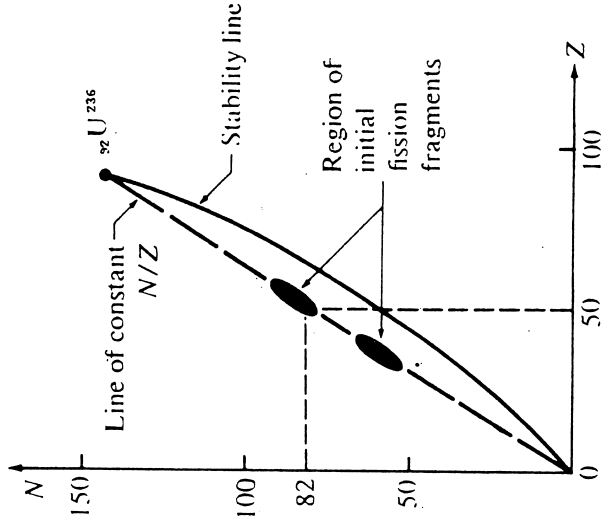
$$Q(\text{overall}) \approx 132 \times 8.3 + 100 \times 8.5 - 235 \times 7.5 \text{ Mev}$$

$$\approx 210 \text{ Mev}$$

ان الحسابات الاكثر دقة باستخدام الكتل الحقيقية تعطي القيم في الجدول 4 - 5 وبملاحظة ان جسيمات الانتري نيوتريو لا تنتج طاقة مفيدة فاننا نجد ان $10^{10} \times 3.2$ انشطار لكل ثانية تولد 1 واط من القدرة .

الناتج الرئيسة لشظايا الانشطار ليست مستقرة وذلك لان عملية الانشطار تحافظ على نسبة النيوترونات الى البروتونات في الشظايا كتلك التي في النواة المركبة الاصلية التي تقع قرب خط الاستقرار. ان الشظايا في هذه الحالة ستكون غنية بالنيوترونات ولذلك فان هناك افضلية لعملية انبعاث النيوترونات. ان انحلالات بيتا وكاما تؤدي في النهاية الى تقريب الشظايا من خط الاستقرار وفي بعض الاحيان فان الحالات التهيجه التي تكون اعلى من طاقة فصل النيوترون لنواة معينة تكون مشبعة بانحلالات بيتا ولذلك فقد يحدث انبعاثات نيوترونية متأخرة .

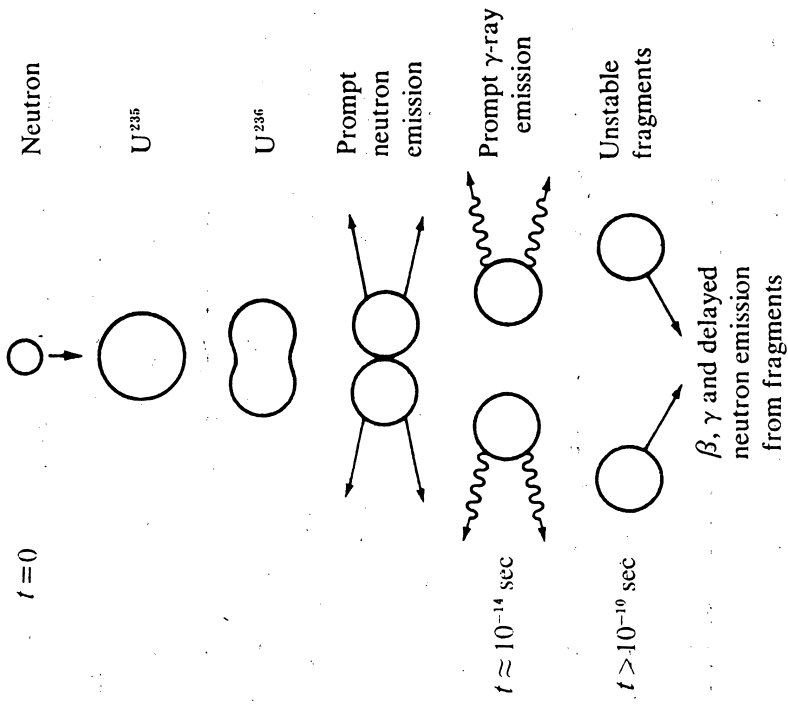
ان دراسة الخط الذي يمثل قيمة ثابتة للنسبة N/Z لنواة منشطرة نموذجية كنواة U^{236} على رسم $N-Z$ في الشكل 10 - 2 تؤدي بنا الى ملاحظة ان هذا الخط يمر بالقرب من النواة المزدوجة السحرية doubly magic $N=82$ و $Z=50$ ولذلك يمكننا ان نتوقع ان تكون $A=132$ سائدة على منحنى كتل ناتج الانشطار. ان هذا يتطابق بصورة جيدة مع النتائج العملية (الشكل 31 - 5) ولكنه من المحتمل ان لا يؤدي الى التفسير الكامل لشكل منحنى كتل ناتج الانشطار.



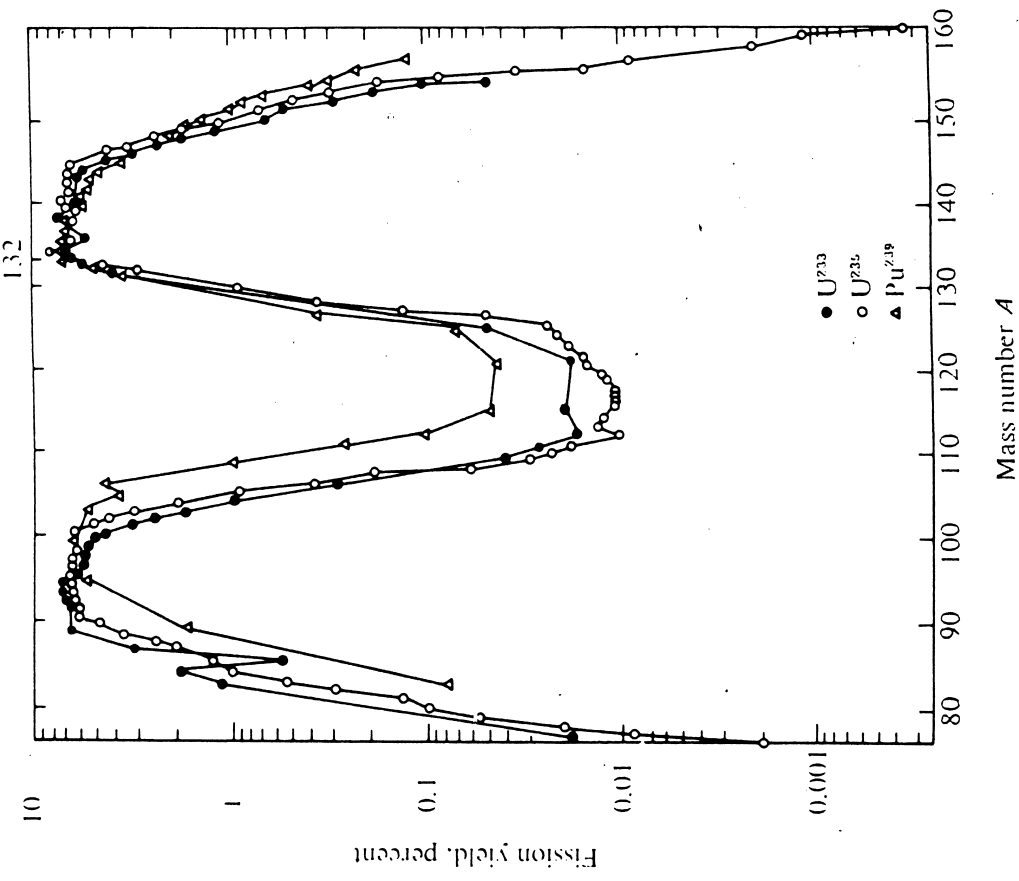
الشكل 30 - 5 موقع شظايا الانشطار بالنسبة لخط الاستقرار ان المثال هو لانشطار نواة U^{236} المركبة .

5 - 7b تفاصيل عملية الانشطار

ان تطوير النظرية الاصلية للانشطار قد قام به كل من بوهر وويلر (1939)
 Bohr and Wheeler على اساس نموذج قطرة السائل . ان العملية تعتبر الآن
 بانها تتم بالطريقة المبينة في الشكل 5 - 32 . ان ارتباط النيوترون القنص يؤدي
 بالنواة الى اهتزازات شديدة تؤدي الى تحطيمها . وهذا يؤدي الى تحرير النيوترونات
 الركنية كما تتكون بعض شظايا الانشطار وهي في حالات متهيجة والتي تنحل
 بانبعث اشعة كاما ذات اعمار نموذجية تتراوح ما بين 10^{-15} و 10^{-13} ثانية وبعد
 ذلك فان اكثر شظايا الانشطار تمر بانحلال بيتا السالب لتصل بالقرب من خط
 الاستقرار .



الشكل 5 - 32 التطور التخطيطي لعملية الانشطار . ان الفترات الزمنية المبينة تبين المراتب التقريبية فقط .

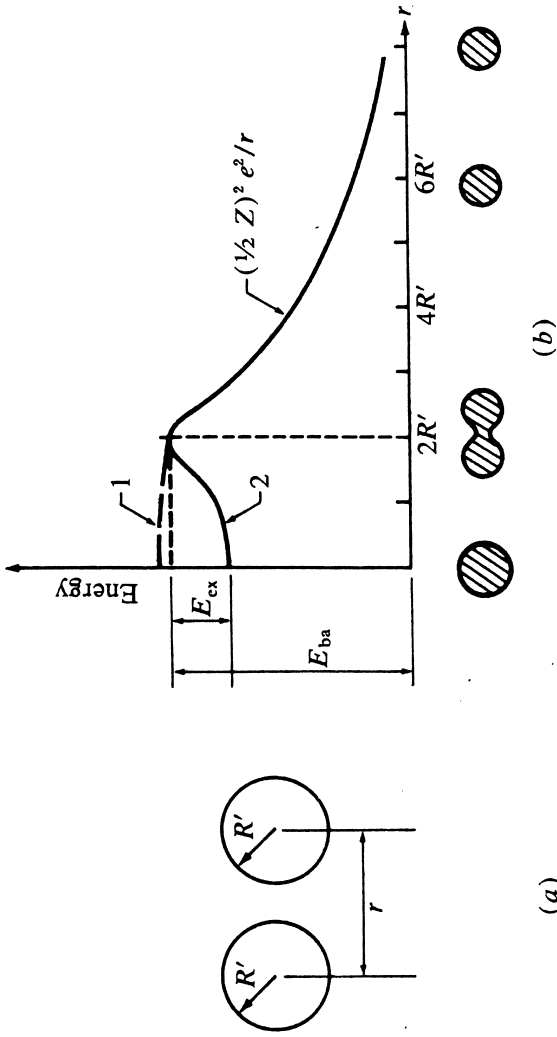


الشكل 5 - 31 منحنيات كتل نواتج انشطار نوى U^{233} و U^{235} و Pu^{239} بواسطة النيوترونات البطيئة .

الجدول 4 - 5 معدل الطاقات المتحررة في انشطار نواة U^{235}

Kinetic energy of fission fragments ($A \approx 95$ and 140)	165 ± 5 Mev
Kinetic energy of prompt and delayed neutrons (2-3 neutrons)	5
Prompt gamma rays (≈ 5 gamma rays)	6 ± 1
Beta rays (≈ 7 beta rays)	8 ± 1.5
Antineutrinos	12 ± 2.5
Radioactive gamma rays	6 ± 1
Total energy release $Q(\text{overall})$	204 ± 7 Mev

† By permission from Segrè, 1964, chap. 11, sec. 11.



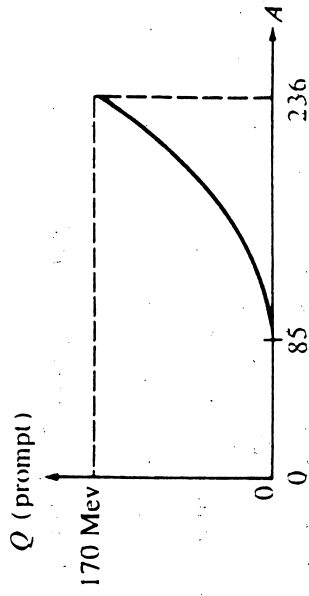
الشكل 34 - 5 حاجز الانشطار (a) شطايا الانشطار المتناظر (b) رسم الطاقة الكامنة. ان الشكل التقريبي للمجموعة مبين تحت الرسم وفي الحالة 1 تنحل النواة بواسطة الانشطار الآني اما في الحالة 2 فهناك حاجة الى كمية من الطاقة E_{ex} لتحفيز الانشطار

الحصول عليها فقط عندما تكون $Z > 115$. ان النوى المعروفة اذن لا يمكن لها ان تشطر آتياً.

ان طاقة التهييج في نواة كنواة U^{235} هي في حدود E_{ex} (5.6 Mev) وهذه يمكن تجهيزها بواسطة طاقة ارتباط النيوترون القتنص (≈ 7 Mev) والانشطار في هذه الحالة يحدث بواسطة النيوترونات البطيئة. اما في حالة U^{238} فان الطاقة المكتسبة من النيوترون البطيء هي في حدود 5 Mev وهذا القدار اقل من E_{ex} ولهذا فان هذه النواة يمكن ان تشطر اذا قُذفت بـ نيوترونات سريعة فقط. ان الفرق في طاقات ارتباط النيوترونات ناتج عن تأثير حد الازدواج δ في المعادلة (127 - 2) ولهذا فان اكثر النوى القابلة للانشطار والتي تكون زوجية - زوجية يكون لها عتبة انشطار اما اكثر النوى التي فيها A فردية فان الانشطار يمكن ان يتم بواسطة النيوترونات الحرارية.

5 - 7 c مساحة مقطع الانشطار Fission Cross section

نظراً لان عملية الانشطار تتم من خلال تكوين النواة المركبة فان مساحة مقطع الانشطار ينتظر ان يتبع العلاقة (64 - 5) وعلى اعتبار ان $\Gamma_n = \Gamma_a$ و

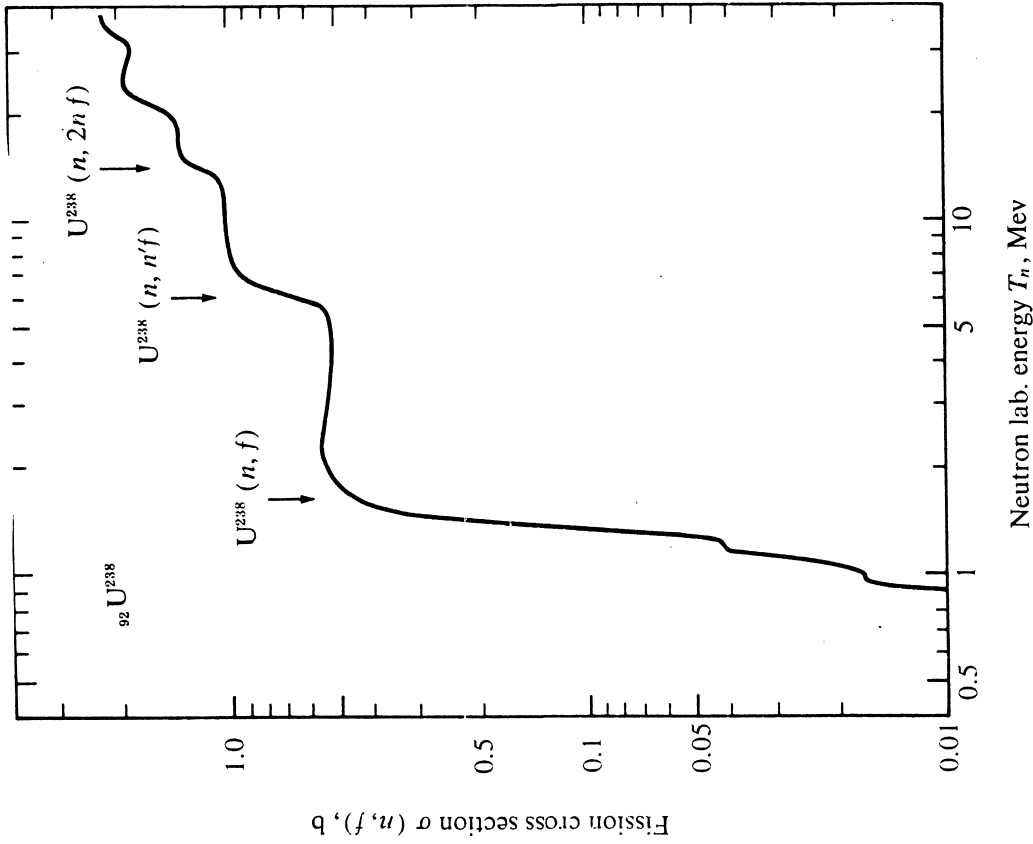


الشكل 33 - 5 حساب الطاقة الركية المتحررة في الانشطار المتناظر

وإذا قمنا بحساب الطاقة المتحررة (91 - 5) عندما تتحول النواة (A, Z) الى نواتين كل منهما $(\frac{1}{2}A, \frac{1}{2}Z)$ وهذا ما يسمى الانشطار المتناظر ونجد من المعادلة شبه العملية للكتلة ان $Q(\text{prompt})$ ستكون موجبة للنوى التي تكون فيها $A > 85$ (الشكل 33 - 5) ولكن مع ذلك فالنوى الخفيفة كهذه لا تشطر آتياً ولذلك فانا يجب ان نستنتج ان هناك حاجزاً للانشطار *fission harrier* واحسن طريقة لتوضيح ذلك هي بواسطة عكس عملية الانشطار فلو فرضنا ان نواتين كرويتين كل منهما $(\frac{1}{2}A, \frac{1}{2}Z)$ قد تم تجميعهما الواحدة نحو الاخرى كما في الشكل 34 - 5 فان الطاقة الكامنة بينهما تساوي $(\frac{1}{2}Z)^2 e^2 / r$ حيث r هي المسافة بين مركزيهما وعندما تتلامس الكرتان فان القوى النووية تبدأ بالتأثير وبذلك تتلاحم الكرتان وينتج عن هذه الحالة وضمان وهما :-

1 - الطاقة الكامنة سوف لا تقل مطلقاً عندما تبدأ المجموعة باخذ الشكل الذي يمثل اقل تشويه اي الشكل الكروي.

2 - الطاقة الكامنة تقل عندما تأخذ المجموعة الشكل الكروي و بالعكس فاذا بدأنا بنواة كروية فان الحالة 1 تؤدي الى الانشطار الانى في حين تعطي الحالة 2 انشطاراً في حالة تجهيز مقدار معين من طاقة التهييج والتي يرمز لها بالرمز E_{ex} في الشكل 34b - 5. ان الطاقة المتحررة $Q(\text{prompt})$ تساوي تقريباً ارتفاع الحاجز E_{ha} تقريباً. وشكل النواة المشطرة حسب نظرية بوهر دويلر يكون اول الامر بيضوياً. وهذا يقودنا الى امكانية حساب شكل منحنى الجهد في الشكل 34b - 5 قرب $r = 0$ وهذا يدل على ان الحالة 1 يمكن



الشكل 36 - 5 مساحة مقطع الانشطار بواسطة النيوترونات السريعة لنواة ^{238}U . ان طاقات العتبة للعمليات المختلفة مبينة ايضاً.

ان تصرف طاقات العتبة في عملية انشطار ^{238}U (الشكل 36 - 5) يحدد بالدرجة الرئيسة بمعامل الاختراق الذي يكون مشابهاً جداً للمعادلتين (4 - 86) و (4 - 94). ان التدرجات الظاهرة عند الطاقات العالية ناتجة عن العمليات الثانوية ولكن اوطأ طاقة عتبة ناتجة طبعاً عن التفاعل :-

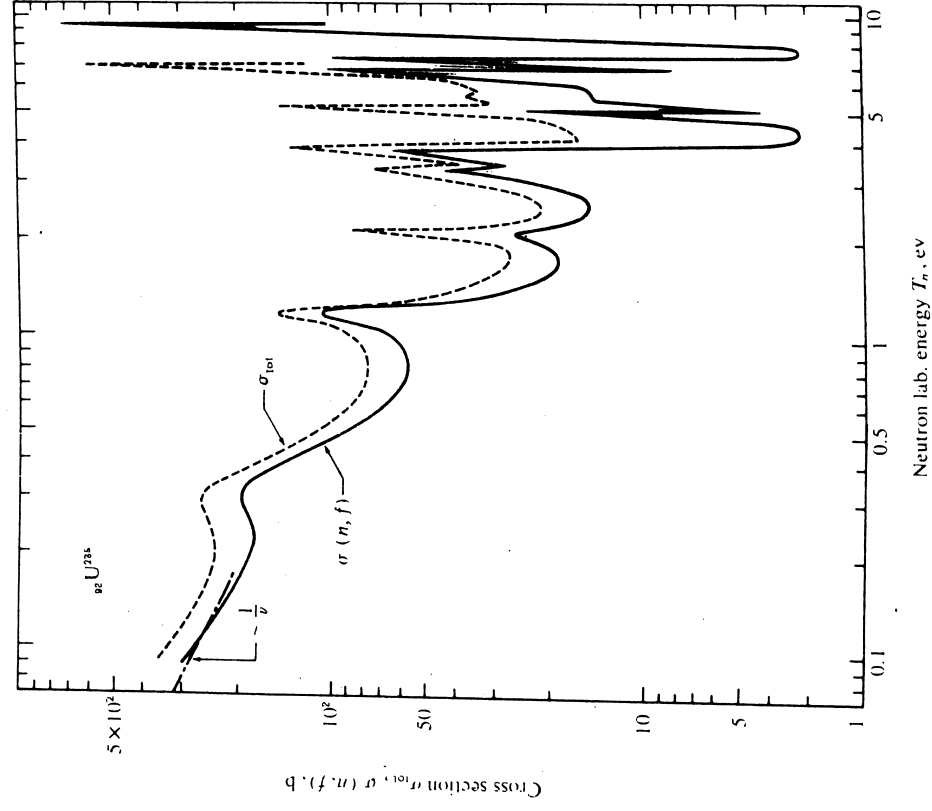


حيث تسمى Γ_r بسبك الانشطار. ان هذه الكمية تتناسب مع احتمال انحلال مستويعين في النواة المركبة بطريقة الانشطار. ان مساحة مقطع الانشطار لنواة ^{235}U مبينة في الشكل 35 - 5. ان الجزء الخاص بالنيوترونات الحرارية في هذا الرسم يتبع العلاقة $1/v$ (المعادلة 74 - 5) اما عند الطاقة الاعلى فان حالات الرنين في النواة المركبة تبدأ بالحدوث. ان مساحة المقطع الرئيسة الاخرى التي تشترك في مساحة المقطع الكلية لنواة ^{235}U هي تلك الناتجة عن التفاعل الاقتصادي $^{235}\text{U}(n, \gamma)^{236}\text{U}$ ان مساحة مقطع الاستطارة المرنة عند طاقات في حدود 10 eV هي تقريباً 10 b والذي هو قريب جداً من القيمة $4\pi R^2$ المتوقعة في المعادلة (65 - 5). ان الثوابت التجريبية لاطأ حالات الرنين المبينة في الشكل (65 - 5) هي :-

$$T_0^* = 0.29\text{ eV} \quad \Gamma_\gamma = 0.035\text{ eV}$$

$$J = 3^- \text{ or } 4^- \quad \Gamma_n \approx 3 \times 10^{-6}\text{ eV}$$

$$\Gamma_r = 0.10\text{ eV}$$



الشكل 35 - 5 مساحة مقطع الانشطار بواسطة النيوترونات البطيئة $\sigma(n, f)$ لنواة ^{235}U وللمقارنة فقد تم رسم مساحة المقطع الكلية σ_{tot} لنواة ^{235}U والفرق بين الاثنين يعود بالدرجة الرئيسة الى $\sigma(n, \gamma)$.

اسئلة

5-11 باستخدام الرموز المستعملة في البند 2-5 اثبت انه اذا كانت θ هي

زاوية انبعاث الجسيم b في مركز الثقل و θ هي زاوية الانبعاث في المختبر فان 1-5 اثبت أن :-

$$\cot \theta = \frac{(v_0/V_b) + \cos \Theta}{\sin \Theta}$$

$$\sin (\Theta - \theta) = \frac{v_0}{V_b} \sin \theta$$

5-2 اثبت ان المعادلتين (5-14) و (5-15) متكافئتان .

5-3 اثبت ان طاقة الجسيم b في مركز الثقل في التفاعل $X(a,b)Y$ تساوي

$$(M_Y/M)[Q + (1 - M_a/M)T_a]$$

$$M = M_b + M_Y \approx M_a + M_X$$

حيث

$$T_a = \text{طاقة الجسيم } a \text{ الحركية في المختبر}$$

$$Q = \text{قيمة للتفاعل}$$

5-4 (أ) احسب طاقة العتبة للتفاعل $C^{12} + \gamma \rightarrow 3 \text{ He}^4$ باستخدام الملحق

(ب) في هذا التفاعل اذا كان اثنان من جسيمات الفا يخرجان في الاتجاه نفسه وبنفس الطاقات الحركية ما هي نسبة الطاقة الحركية التي يأخذها الجسيم الثالث .

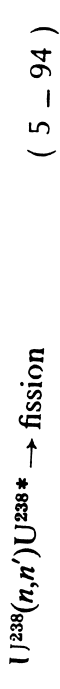
5-5 (أ) احسب قيمة Q للتفاعلات $H^3 + H^2 \rightarrow He^4 + n$ و $H^3 + H^2 \rightarrow He^4 + n$

(ب) افترض ان هناك معجل كهروستاتيكي يقوم بتعجيل اي جسيم ذي شحنة e الى طاقة 4 Mev ما هي اقصى طاقة للنيوترونات يمكن انتاجها بواسطة هذا المفاعل باستخدام اي من التفاعلين السابقين (ان كتلة H^3 هي $3.016050 u$ وللكتل الباقية فبماكانك استخدام الملحق C) ؟

5-6 (أ) من المطلوب الحصول على نيوترونات ذات طاقة 2 Mev وذلك

بواسطة قصف التريتيوم بالبروتونات فما هي طاقة البروتونات اللازمة لذلك (ان طاقة العتبة للتفاعل $H^3(p,n)He^3$ هي 1.019 Mev) (ب) تحت الشروط في الفرع (أ) ما هي اوطاً طاقة للنيوترونات المنبعثة (ج) في اي الاتجاهات سوف تنبعث النيوترونات في الفرع (أ) و (ب) (جابوب على هذا الفرع لنفسك قبل البدء بحل (أ) و (ب))

اما العملية الثانية التي تحدث عندما يصبح للنيوترونات طاقة عالية كافية لتجهيز طاقة الانشطار لنواة U^{238} بواسطة الاستطارة غير المرنة فهي :



ان عملية اخرى يمكن ان تبدأ عندما يتم توليد نواة U^{238} ذات طاقة تهيج كافية للانشطار وهي :-



وهكذا :
ان الدراسات التفصيلية لاطماً تفاعل قد اظهرت تدرجات دقيقة في مساحة مقطع انشطار U^{238} (اثنان منها مبيتان في الشكل 36-5) . وهذه التدرجات قد ادت الى وصف كامل اكثر لعملية الانشطار من الذي مر ذكره .

5 - 7 ان طاقة العتبة للتفاعل هي $H^3(p,n)He^3$ 1.019 Mev (أ) اذا قصف H^3 بروتونات ذات طاقة 1.100 Mev فما هي طاقة النيوترونات المنبعثة في الاتجاه 0° (الاتجاه الامامي) ؟ (ب) اذا تم قصف H^3 بروتونات ذات طاقة 1.019 Mev فما هي طاقة واتجاه النيوترونات الناتجة ؟

5 - 8 ان التفاعل $Li^7(p,n)Be^7$ يستخدم بكثرة لانتاج النيوترونات احادية الطاقة فاذا كانت $Q = -1.64 \text{ Mev}$ (أ) ما هي اقصى طاقة للنيوترونات التي يمكن انتاجها باستخدام معجل للبروتونات ذات طاقة 3 Mev (ب) اذا استخدمت بروتونات ذات طاقة 3 Mev فما هي الزاوية بالنسبة لاتجاه حزمة البروتونات التي تنبعث عندها نيوترونات ذات طاقة 1 Mev .

5 - 9 ان التفاعل في السؤال 8 - 5 له مساحة مقطع تقاصيله تساوي 50 mb/sr عند 0° وطاقة قصف مقدارها 3 Mev . فاذا كان السمك المؤثر لهدف الليثيوم بالنسبة للبروتونات ذات طاقة 3 Mev هو 50 kev فما هو عدد النيوترونات لكل ثانية لكل وحدة زاوية صلبة المنبعثة في اتجاه الحزمة المكونة من 1 مايكروامبير . ان فقدان الطاقة من الليثيوم للبروتونات ذات طاقة 3 Mev هو $100 \text{ kev-cm}^2/\text{mg}$ ؟

5 - 10 خلية معدنية على شكل متوازي المستطيلات ذات ابعاد $1 \text{ cm} \times \frac{1}{2} \text{ cm} \times \frac{1}{2} \text{ cm}$ لها نافذة رقيقة على احدى الجهات المربعة $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2} \text{ cm}$ وتحتوي الخلية على غاز التريتيوم النقي تحت الظروف القياسية. فاذا تم دخول حزمة مقدارها 1 مايكروامبير من البروتونات ذات طاقة 3 Mev خلال النافذة احسب عدد النيوترونات الناتجة في الثانية الواحدة مع العلم ان مساحة مقطع التريتيوم بالنسبة للبروتونات ذات طاقة 3 Mev هي 0.50 barn (اهمل اي تأثير لفقدان طاقة البروتونات خلال النافذة والغاز واعتبر التريتيوم هو غاز N^{14} ان لنواة N^{14} حالات تهيج عند 2.31 Mev و 3.95 Mev فاذا تم قصف N^{14} الغاز بنيوترونات ذات طاقة 5 Mev فما هي طاقة النيوترونات الناتجة عند زاوية مقدارها 90° بالنسبة لاتجاه الحزمة الساقطة ؟

5 - 12 ان للتفاعل $S^{32}(n,\alpha)Si^{29}$ حالة رنين عند طاقة نيوترونات تبلغ 2.8 في المختبر (راجع الشكل $22a - 5$) (أ) هل تمثل هذه الحالة حالة خيالية غير مستقرة في النواة الهدف ام في النواة المركبة (ب) ما هي طاقة هذه الحالة بالنسبة الى الحالة الارضية (استخدم اللحق C).

5 - 13 احسب اقرب مسافة كلاسيكية في التصادم المباشر لعملية الاستطارة في الشكل $28 - 5$ (ب) هل هذه المسافة اكبر ام اقل من نصف قطر نواة Fe^{58} ؟ (ج) احسب مساحة مقطع استطارة رذرفورد عند زوايا مركز الثقل 10° و 70°

5 - 14 ان التفاعل $C^{13}(d,p)C^{14}$ له رنين عند طاقة ديوترونات في المختبر هي 2.45 Mev هل يمكنك ان تتوقع فيما اذا كان للتفاعل $B^{11}(\alpha,n)N^{14}$ $Q = 10.99 \text{ Mev}$ رنين ايضاً ام لا وعند اي طاقة بجسيمات الفا في المختبر يكون هذا ؟

5 - 15 (أ) ان تأثير تفاعل (d,p) هو اضافة نيوترون واحد الى النواة الهدف اثبت ان طاقة ارتباط النيوترون الاخير في النواة الناتجة يساوي مجموع قيمة Q لتفاعل (d,p) مع طاقة ارتباط الديوترون (ب) ان قيم Q لتفاعلات $Pb^{208}(d,p)Pb^{209}$ و $Pb^{207}(d,p)Pb^{208}$ هي 5.14 Mev و 1.64 Mev على التوالي ما هي طاقات الارتباط للنيوترون الاخير في كل من Pb^{208} و Pb^{209} ؟ (ج) هل يمكنك تفسير الفرق في طاقات الارتباط على اساس احد النماذج النووية ؟

5 - 16 ان احدى حالات C^{12} ذات طاقة تهيج 17.2 Mev يمكنها ان تتحلل بانبعث بروتون او جسيم الفا. السمك الكلي لهذه الحالة هو 1.16 Mev فاذا كان للتفاعل $B^{11}(p,\alpha)Be^8$ مساحة مقطع عظمى مقدارها 0.16 عند طاقة مختبر للبروتون مقدارها 1.4 Mev والتي تقابل طاقة التهيج 17.2 لحالة C^{12} وباهمال تأثيرات البرم هل يمكنك ان تعطي فكرة عن السمك الجزئي Γ_n و Γ_α باستخدام هذه المعلومات ؟

5 - 17 ان للتفاعل $U^{235}(n,\gamma)U^{236}$ رنيناً عند طاقة 0.29 ev $T_0^* = 0.29$ (راجع الشكل $35 - 5$ كما ان المعلومات التي تحتاجها موجودة في البند $7c - 5$) (أ) احسب نسبة $\sigma(n,\gamma)/\sigma(n,n)$ عند الرنين (ب) احسب مقدار $\sigma(n,\gamma)$ عند الرنين (ج) احسب السمك المختزل للنيوترون عند الرنين (د) احسب عمر هذا المستوي.

5 - 18 اثبت ان شكل منحنى مساحة مقطع تفاعل $Co^{59}(p,n)$ قرب العتبة يتبع المعادلة $(5 - 76)$. ان مساحة القطع مبنية في الشكل $23 - 5$ مع العلم ان طاقة العتبة للتفاعل هي 1.89 Mev .

الفصل السادس

القوة النووية

NUCLEAR FORCE

6 - 1 مقدمة

لقد بينا في بداية هذا الكتاب ان المسألتين الاساسيتين في الفيزياء النووية هما : أولاً محاولة فهم طبيعة القوة التي تؤثر في نيوكليونات وثنائياً فهم وتوضيح خواص النوى المعقدة (المكونة من عدد كبير من النيوكليونات) بدلالة القوة النووية . وعلى الرغم من ترابط هاتين المسألتين ببعضهما الا انهما مختلفتان كلياً لانه حتى اذا تمت معرفة القوة النووية بصورة كاملة فان مسألة دراسة مجموعات مكونة من عدة جسيمات تبقى معلقة في الوقت الحاضر حتى بالنسبة للفيزياء الكلاسيكية .

لقد بينا في الفصلين الثاني والخامس كيفية امكان فهم خواص النواة المعقدة بالاستعانة ببعض النماذج النووية . ان هذه النماذج تتطلب توفر الشروط التالية في القوة النووية كحد ادنى وذلك عند تطبيقها على النواة .

1 - ان يكون هناك جزء من القوة ذا مدى اقل بكثير من نصف قطر النواة قصير جداً وذا اتجاه مركزي يؤدي الى تكوين الجهد الكلي لنموذج القشرة .

2 - ان يكون هناك جزء آخر من القوة ذا مدى اقل بكثير من نصف قطر النواة يحاول جعل النواة تتخذ شكلاً كروياً ويؤدي في الوقت نفسه الى ازواج النيوكليونات .

3 - جزء آخر مقارب في المدى لنصف القطر النووي يحاول تشويه شكل النواة .

5 - 19 احسب المقدار $\int_0^\infty \alpha(a,b) dT_0$ للمعادلة (5 - 64) على اعتبار ان كل قيم السمك ثابتة ان هذا يعرف بانه تكامل الرنين وله تطبيقات في نظرية التفاعلات النووية (ب) احسب تكامل الرنين في حالة رنين (n,p) لنواة U^{235} المذكور في البند c 7 - 5 ولاجل السهولة اعتبر قيمة السمك ثابتة على الرغم من ان هذه الفرضية ليست جيدة هنا .

5 - 20 حلل الشكل 28 - 5 على اساس المعادلة (5 - 89) (أ) هل تتحقق العلاقة بين θ و n (ب) ما هي قيمة λ التي تحصل عليها وهل تبدو معقولة (ان عليك ان لا تتوقع اكثر من اتفاق كمي وذلك لان المعادلة (5 - 89) مبسطة جداً) .

5 - 21 ان شططي انشطار $(U^{235} + n)$ لها الاعداد الكتلية والطاقات الحركية الكلية المبينة في الجدول 4 - 5 ما هي الطاقة الحركية لكل منهما ؟ هل هذا الجواب هو دقيق وان لم يكن كذلك فلماذا ؟

5 - 22 احسب قيمة A التي تكون فيها $Q(\text{prompt})$ مساوية للصفر في حالة الانشطار المتناظر (المعادلة (5 - 91)) وذلك باستخدام المعادلة شبه العملية للكتلة (راجع الشكل 33 - 5)

5 - 23 افترض ان الاعداد الكتلية لشظايا انشطار U^{235} هي $A = 91$ و $A = 139$ مع عدد من النيوترونات (أ) ما هي الطاقة الكامنة بين الشظيتين عند نقطة انفصالهما (ب) واذا كانت هذه الشظايا تنحل بطريقة بيتا وكما فقط فماذا تتوقع ان تكون النواتج المستقرة في نهاية سلسلة الانشطار ؟

5 - 24 خزمة من النيوترونات ذات طاقة 0.1 ev تقصف مكعباً طول ضلعه 1-cm من معدن اليورانيوم الطبيعي فاذا كانت شدة الخزمة هي neutrons/sec/cm^2 10^{12} فما هو معدل توليد الطاقة الحرارية في المكعب نتيجة انشطار نوى U^{235} بواسطة النيوترونات البطيئة (ان التواجد الطبيعي لنوى U هو 0.72 بالمئة) استخدم المعلومات في الشكل 35 - 5 والجدول 4 - 5 كما ان معاملات التحويل مبينة في الملحق D .

4 - القوة الناتجة عن التأثير المتبادل بين البرم وبين الزخم الزاوي المداري والذي

يسمى بتفاعل البرم والمدار spin-orbit interaction لكل

نيوكليون

5 - القوة الناتجة عن التأثير المتبادل بين برم النيوكليونات المختلفة والذي يسمى

spin-spin interaction.

6 - ان تكون القوة النووية غير معتمدة على الشحنة.

7 - ان تشع هذه القوة.

ان من الممكن الحصول عن معلومات اكثر عن القوة بين نيوكليونين من خلال دراسته ايسط مجموعة مكونة من نيوكليونين وهي تركيب الديوترون والمكون من بروتون ونيوترون وكذلك من خلال دراسة التصادمات بين بروتون ونيوترون وبين نيوترون ونيوترون على انه ومن ناحية اخرى فان من غير الممكن دراسة التصادمات بين نيوترون ونيوترون بواسطة سيول النيوترونات المتوفرة حالياً. ان تفسير بعض النتائج العملية كتلك التي توجد في الملحق A من هذا الكتاب يؤكد الخاصية (1) للقوة النووية حول كونها ذات مدى قصير جداً. وهذا المدى هو في حدود $2F$ وتؤدي هذه القوة الى توليد جهد مقداره حوالي 30 MeV ولو تم تمثيل هذه القوة بالجهد الناتج عنها فان الخواص 4 و 5 و 6 تتأكد ايضاً ولكن يظهر ان عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة هو ليس كاملاً.

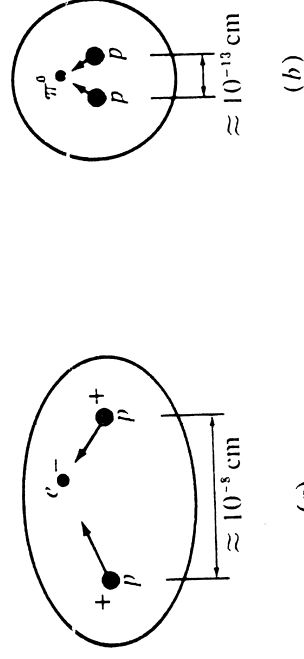
وهناك خاصيتان أخريتان تساعدان على فهم تشع القوة النووية (الخاصية 7 راجع البند 3-2) ويمكن ملاحظتهما من نتائج تصادم نيوكليونين. ان القوة بين نيوكليونين تصبح تناظرية جداً عند مسافة تبلغ حوالي $\frac{1}{2}F$ ولهذا فمن الممكن ان تتصور ان للنيوكليونات جزءاً مركزياً صلباً. كما ان هناك قوة تؤثر في اتجاه تحويل النيوترون الى بروتون وبالعكس اثناء عملية التصادم وتسمى هذه القوة قوة التبادل (exchange force) والتي سنأتي على شرحها بعد قليل. ان هذه القوة اكبر بكثير من القوى التي تعمل اثناء انحلال بيتا والذي هو ايضاً عبارة عن تحويل نيوترون الى بروتون وبالعكس ولهذا فان القوة الاولى تختلف اختلافاً أساسياً عن الاخيرة.

6 - نظرية الميزونات في تفسير القوى النووية

MESON THEORY OF NUCLEAR FORCES

ان النظريات الحديثة في الفيزياء تعتبر اية قوة للتجاذب بين جسيمين على

انها ناتجة عن تبادل خاصية تجاذبية ولتوضيح ذلك ولو قمنا باخذ بروتونين تفصلهما عن بعضهما مسافة تبلغ في حدود 10^{-8} cm فانهما سوف يتنافران مع بعضهما بتأثير الشحنات التي يحملانها والان لو افترضنا وجود الكترون بالقرب منها فان كلا من البروتونين سوف يتجاذب مع الالكترون (كما في الشكل 1-6). ومحصلة قوى التجاذب الناتجة ستكون اكبر من قوة التنافر بين البروتونين وهذا يؤدي الى تكوين جزيئة $(H_2)^+$ المستقرة. ان الخاصية التجاذبية التي تحدثنا عنها فيما سبق هي في هذه الحالة عبارة عن الالكترون نفسه.



الشكل 1-6 ايضاح قوة التبادل بين بروتونين (a) في حالة جزيئة $(H_2)^+$ في النواة (b)

والان لو قمنا بوضع بروتون ثالث بالقرب من جزيئة $(H_2)^+$ فان المجموعة الناتجة سوف لن تكون مستقرة وهذا ناتج عن قاعدة الانفراد لپاولي حيث انه وفي اوطأ مستوى للطاقة - والذي هو في هذه الحالة مستوي - $1s$ - فان برم البروتونين الاصليين يجب ان يكون متعاكساً ولهذا فانه لا يمكن وضع بروتون اخر في المستوي نفسه حسب قاعدة پاولي. واذا تم وضع البروتون الثالث في مستوي اعلى للطاقة فان المسافة بين البروتونات ستكون اكبر (قارن مع الشكل 2-24) وبهذا تصبح القوة الناتجة عن التبادل اقل بكثير مما كانت عليه ولهذا فمن الممكن القول ان قوة التبادل قد وصلت الى حد الاشباع ان تفسير تشع القوة النووية بدلالة قوة التبادل قد وضع من قبل هايزنبرك (1932) الا ان فكرة وجود القلب المركزي الصلب لا زالت معمولاً بها على اساس انها سبب مهم لتشع القوة النووية...

لقد كان العالم يوكاوا (Yukawa) اول من اقترح وجود جسيم ذي كتلة عالية نسبياً سمي بعد ذلك بميزون باي π meson ويسمى احياناً بالپايون يتم تبادله بين النيوكليونات داخل النواة (الشكل 1b-6) وذلك لاجل

تفسير التجاذب ذي المدى القصير جداً. وعلى الرغم من أن يوكاوا افترض أول الأمر وجود ميزونات مشحونة فقط هي التي يتم تبادلها إلا أنه تم بعد ذلك إضافة ميزونات متعادلة إلى هذه النظرية ولقد أثبت التجارب العملية وجود جسيمات π^+ و π^0 و π^- في الطبيعة بكل تأكيد.

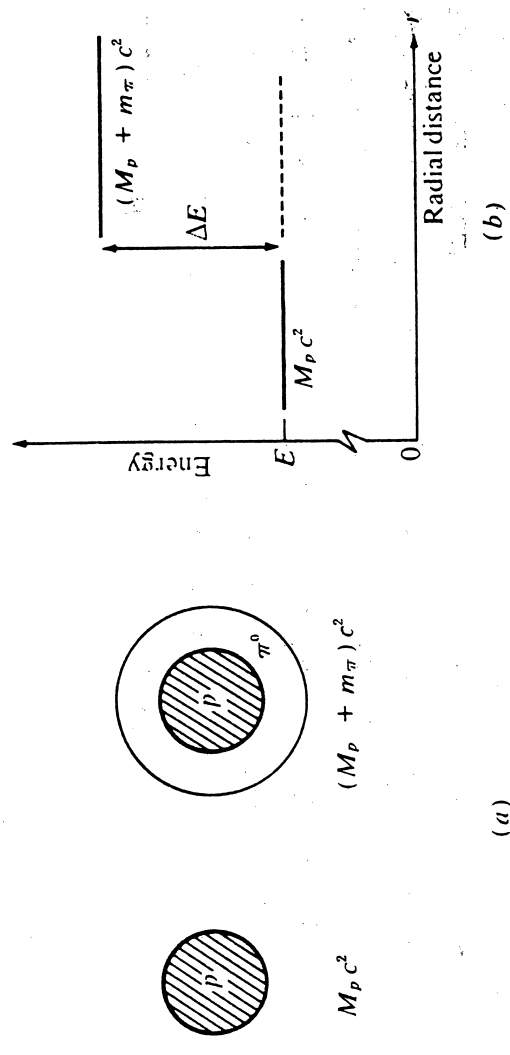
إن إثبات وجود علاقة مباشرة بين مدى القوة وبين كتلة الجسيم المتبادل يتم عن طريق افتراض الصورة التالية لعملية التبادل بين بروتونين في الشكل (6-1b) فلو تصورنا أن جسيم π^0 يتواجد حول البروتونات في حالة خيالية ولو فرضنا أن كتلة البروتون هي M_p وأنه بين فترة وأخرى ينفصل هذا الميزون عن البروتون ليكون جسيماً حقيقياً فإن الكتلة الكلية ستكون $M_p + m_\pi$ على اعتبار أن m_π هي كتلة الميزون π^0 (الشكل 6-2a) وبطبيق قاعدة اللا تعين (4-32) فإن هذا التحلل اللفظي يمكن أن يحدث على شرط أن لا يستمر لفترة زمنية تزيد عن t بحيث أن :-

$$t \approx \Delta E / \hbar \quad (6-1)$$

ومن الشكل 6-2b نحصل على

$$\Delta E = (M_p + m_\pi)c^2 - M_p c^2 \quad (6-2)$$

$$= m_\pi c^2$$



الشكل 6-2 تحلل البروتون إلى بروتون وجسيم π^0 شكل توضيحي b رسم الطاقة

أن هذا يعطينا تقريراً لمدى القوة الناتجة عن تبادل البايون ويمكن استخلاص النتيجة نفسها باعتبار أن دالة موجة π^0 في المنطقة البعيدة عن البروتون يمكن الحصول عليها من معادلة شريدنجر (2-47) باعتبار أن $l=0$

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m_\pi} \frac{d^2 u}{dr^2} &= (E - V)u \\ &= -\Delta E u \end{aligned} \quad (6-5)$$

$$u \rightarrow a e^{\kappa r} + b e^{-\kappa r} \quad (6-6)$$

$$\kappa = \frac{(2m_\pi \Delta E)^{1/2}}{\hbar} \quad (6-7)$$

وبالتشابه الكامل مع المعادلة في الاتجاه الواحد (2-99) و (2-100) وبما أن الحالة هي حالة ارتباط فإن $u(r \rightarrow \infty) = 0$ أي أن $a=0$ (راجع المعادلة (2-42)) ولهذا - وعلى مسافة كبيرة بعيداً عن البروتون - فإن دالة موجة π^0 المعادلة (2-48) هي :-

$$\psi \approx \frac{b}{r} e^{-\kappa r} \quad (6-8)$$

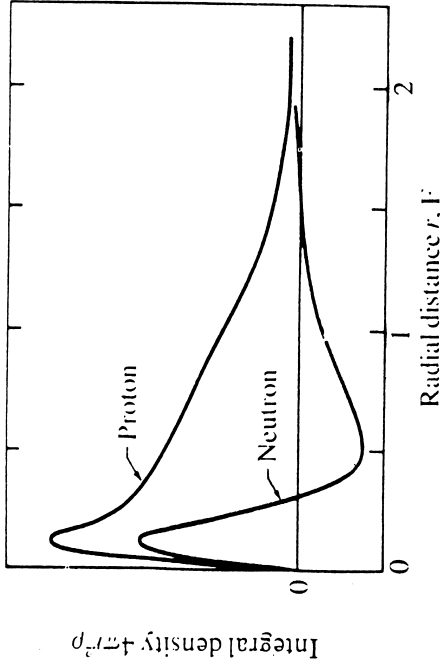
حيث

$$\kappa = \frac{m_\pi c}{\hbar} \quad (6-9)$$

وقد تم حذف معامل مقداره 2 من المعادلة (6-9) لكي تكون النتيجة مطابقة للنتائج المستخلصة باستخدام معادلة شريدنجر التي تأخذ بنظر الاعتبار التأثيرات الناتجة عن النظرية النسبية بدلاً من المعادلة (6-5) ولهذا فإنه يمكن القول أنه لو وضع بروتون آخر بالقرب من البروتون الأصلي فإن هذا البروتون سوف يتأثر بالسحاب الميزوني " π^0 -meson cloud" (6-8) وباستخدام فرضيات مناسبة فإن قوة التفاعل بين البروتونين سوف تتناسب مع العلاقة (6-8). وهذا يسمى بجهد يوكاوا $Yukawa potential$. إن مدى هذا التأثير هو $1/\kappa$ والذي هو مطابق للمعادلة (6-4). وبالتعويض عن كتلة جسيم π ($\approx 270m_e$) فإننا نجد أن :-

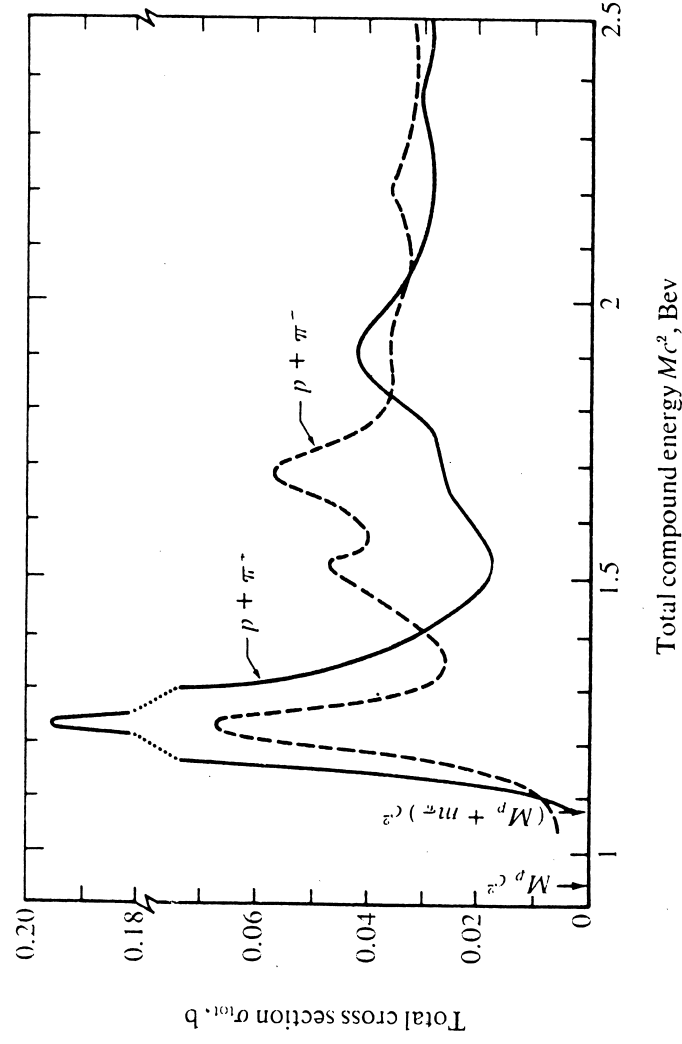
$$\frac{1}{\kappa} \approx 1.4 F \quad (6-10)$$

أن هذه النتيجة مقاربة للنتائج العملية لقياس مدى القوة النووية. إن الدراسات والتحليلات لتجارب تصادم نيوكليونات عند طاقات عالية.



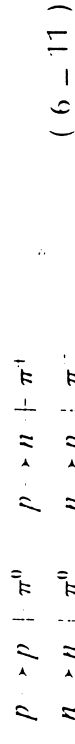
الشكل 3-6 التوزيع المركزي للشحنة من البروتون والنيوترون مرسوماً بدلالة المسافة مقاسة من المركز. ان p تمثل كثافة الشحنة وتمثل $4\pi r^2 \rho$ الشحنة الكلية بين $r + dr$

ان العمليات (6 - 11) تدل على ان بالامكان ان يكون لكل من البروتون والنيوترون تركيب معقد ولهذا فان من المتوقع وجود حالات تهيج للمجموعات المكونة من نيوكليون وميزون. ان الشكل 4 - 6 يظهر ان مساحة مقطع تفاعل ميزون مع بروتون يحتوي على قمة تمثل حالات رنين. ان مراجعة للفصل الخامس توضح لنا بان هذه القمم تعكس وجود حالات تهيج للمجموعة المركبة ولهذا فان من الممكن القول بان للنيوكليون حالات متهيجة بكل تأكيد. ان الشكل 5 - 6 يوضح التوزيع التقريبي للبرم والتناظر لتلك الحالات.



الشكل 4 - 6 مساحة القطع الكلية للبروتون - بايون بدلالة الطاقة الكلية للمجموعة المركبة

قد اثبتت انه وعند مسافات كبيرة ($r > 2F$) فان اعتماد مقدار التأثير على المسافة يمكن تفسيره بصورة كافية بالمعادلة (6 - 8) كما انه من الممكن في الوقت نفسه تفسير ظاهرة عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة باعتبار ان جسيمات π^+ و π^0 و π^- يمكن تبادلها بين النيوكليونات اي انه وضمن كل نيوكليون فان من الممكن حدوث التحولات التالية بين فترة واخرى (قارن مع الشكل 2 - 6).



وهذا النوع من التحولات يفسر ايضاً عملية تبادل الشحنات في التصادمات النووية عند الطاقات العالية بين بروتون ونيوترون حيث يتم انتقال جسيم π مشحوناً من احدهما الى الاخر.

لقد اصبح الان من الممكن دراسة السحابة المشحونة حول النواة بواسطة تصادم الكترونات ذات طاقة عالية معها كما اظهرت نتائج كل من هوفستادتر وليتير واخرين (Hofstadter et al., 1960; Littauer et al., 1961)

ان الصورة التي تتضمنها المعادلات (6 - 11) تبدو الآن صحيحة حيث ان الشحنة الخارجية للبروتون هي موجبة وللنيوترون سالبة بالدرجة الرئيسة (الشكل 6 - 3)

ولاسباب يأخذنا شرحها بعيداً عن هذا المجال فان التأثير المتبادل بين البرم والزخم الزاوي لا يمكن ان يكون نسبته العمليات (6 - 11). كذلك فان المدى القصير جداً للقوة النووية ($r < 2F$) يجب ان يتأثر بتبادل ميزونات اخرى او بتعدد الميزونات التي يتم تبادلها ويمكن القول اعتماداً على الاسباب نفسها التي أدت الى المعادلة (4 - 6) ان تبادل n من البايونات سوف يؤدي الى تقليل مدى القوة النووية بنسبة $1/n$ تقريباً وقد اظهرت التجارب العملية ان التحلل الى ميزونين او اكثر هو ممكن وقد تبين كذلك ان هذا النوع من التحلل قد يكون ذا دور مهم في تحديد القوة النووية عند مسافات تقل عن $2F$.

اسئلة

ان حل هذه الاسئلة يتطلب دراسة الملحق A

6-1 على افتراض ان تفاعل بروتون - بايون يمكن تمثيله بمنخفض الجهد الذي عرضه 1 F احسب عمق هذا البئر (راجع الشكل 2-6).

6-2 احسب القيمة الدقيقة لجذر معدل مربع نصف قطر الديوترون (المعادلة 13-A) وذلك باستخدام دالات الموجات الخارجية والداخلية الصحيحة .

6-3 تصادمت نيوترونات ذات طاقة Mev 10 مع نواة الهليوم He^4 ما هي اعلى موجة جزئية partial wave وما هو اعلى زخم زاوي يتوقع ان يتأثر بالتفاعل النووي بين النيوترون ونواة الهليوم ؟

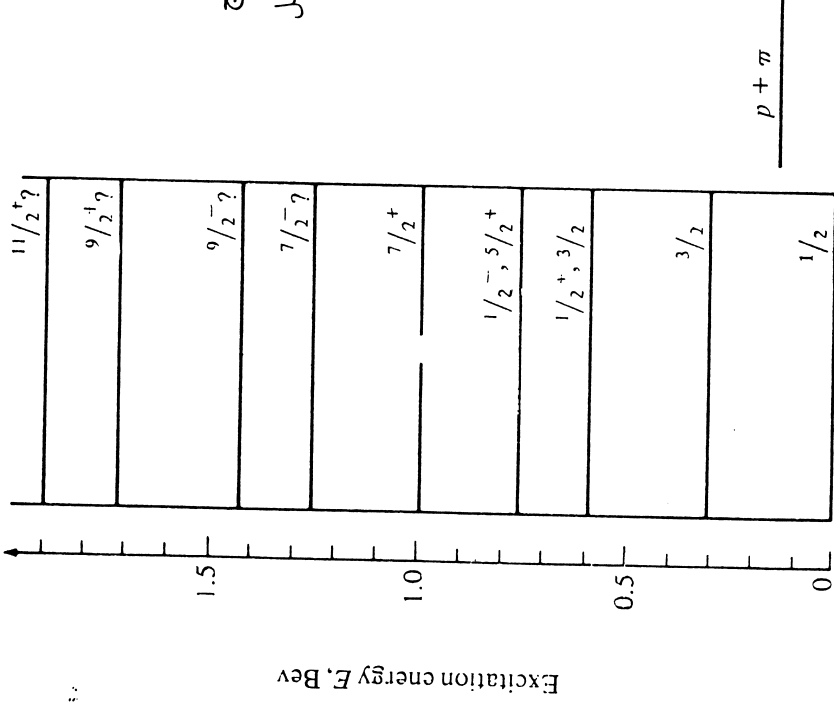
6-4 برهن المعادلة (30-A)

6-5 (a) برهن انه بالنسبة لبئر جهد مربع عمقه V_0 ومده r_0 بان طول التصادم لنيوترون عديم البرم يمكن ان يعطى بالعلاقة .

$$K_0 \cot K_0 r_0 = \frac{1}{r_0 - a} \quad \text{where } K_0 = (2M_0 V_0)^{1/2} / \hbar$$

(ب) احسب قيمة a عندما تكون $V_0 = 36 \text{ Mev}$, $r_0 = 2.0 \text{ F}$, حالة تصادم $n-p$

6-6 برهن المعادلة (57-A).



الشكل 5 - 6 حالات تهيج النيوكليون مأخوذة عن الشكل 4 - 6 وعن تجارب اخرى .

ان التوسع في هذا الموضوع هو خارج نطاق هذا الكتاب ولكنه يدعونا الى التفكير فيما اذا كانت كل المجموعات الفيزيائية هي معقدة . ومع مرور الزمن ومع تقدم طرق البحث التجريبية وصقلها فان البحث عن مجموعات اساسية قد يؤدي بنا الى اكتشاف مجموعات اكثر تعقيداً . لقد بدأ الانسان بمواجهة تعقيدات المجموعة الشمسية والتي تم تحديد نظامها بتصنيف حركة الكواكب السيارة ثم جاء الجدول الدوري لمندليف ليضع نظاماً للتعقيدات الكيميائية والتي تم توضيحها بدرجة اكبر باكتشاف التركيب الالكتروني للذرة . ان تركيب البروتون - نيوترون على مستوى الذرة يعطينا مجالاً آخر للتعقيد والان فقد عرفنا ان النيوكليونات نفسها معقدة ايضاً ان هناك في الوقت الحاضر اكثر من 100 جسيم غير مستقر اخر معروف مما يحدو بنا الى ان نتساءل فيما اذا كان هذا التعقيد سوف يستمر اما اننا في النهاية سوف نصل الى جسيمات يخلق بعضها بعضاً بواسطة التفاعل المتبادل وتكون المادة الاساسية التي تتبنى منها جميع الجسيمات الاخرى .

الملحق A

دراسة القوة النووية بواسطة مجموعة النيوكليونين

NUCLEAR FORCE INFORMATION FROM THE TWO-NUCLEON SYSTEM

ان طرق استخلاص المعلومات عن القوة النووية عن طريق دراسة خواص المجموعة المكونة من نيوكليونين هي طرق معقدة بعض الشيء . ولكن على الرغم من ذلك فان هذه الطرق يمكن ان تدرس الى الحد الذي يتطلب معرفة تفصيلات في ميكانيك الكم تتوافق مع ما جاء في هذا الكتاب .

ان دراسة مجموعة النيوكليونين تمكنا من تطبيق الافكار التي جاءت في الفصل الثاني والفصل الخامس على ايسر نواة معقدة وهي نواة H^2 ومن الممكن دراسة تركيب H^2 من جهة ومن جهة اخرى يمكن دراسة التفاعل النووي الذي يتضمن هذه المجموعة المركبة نفسها (استطرارة النيوترون - بروتون) ومن الممكن في هذه الحالة اجراء حسابات على درجة من التفصيل وذلك لانه في حالة وجود نيوكليونين متفاعلين فقط فان الجهد العامل بين النيوكليونين والذي يؤدي الى تركيب المستويات هو الذي يحدد التفاعل النووي بطريقة بسيطة ايضا (فكنر 1933 Wigner) . ان مقارنة مجموعة $n-p$ مع مجموعة $p-p$ ومجموعة $n-n$ (والممكن بصورة غير مباشرة فقط) تؤدي الى امكانية الحصول على معلومات عن عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة (البند 7 - 2) .

1- تركيب الديوترون THE DEUTERON STRUCTURE

ان طاقة ارتباط الديوترون هي 2.23 Mev وقد تم ايجادها بقياس طاقة اشعة كاما المنبعثة عن تفاعل اقتناص النيوترونات الحرارية بواسطة البروتونات .



ان هذا التفاعل قد استعمل بصورة عكسية ايضا وذلك باستخدام الكترونات ذات طاقة معلومة وتعرضها لتعجيل تباطئي، لاجل الحصول على تحليل ضوئي للديوترون ان اية حالات متهيجة للديوترون لم تلاحظ مطلقاً . ان العديد من تفاعلات استطرارة $n-p$ قد ادت الى اكتشاف حالة خيالية (راجع الشكل 2a - 2) عند طاقة حوالي 70 kev فوق طاقة عتبة تحطم $n-p$ اي عند طاقة تهيح مقدارها 2.3 Mev اعلى من الحالة الارضية ولتوضيح كيفية امكانية استخلاص المعلومات من القوة النووية من خلال دراسة تركيب مستويات الديوترون فان من الضروري فرض ايسر الفرضيات الممكنة عن القوة . وهذه الفرضيات تفترض ان هذه القوة مركزية وناتجة عن جهد من النوع :-

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{for } r < r_0 \\ 0 & \text{for } r > r_0 \end{cases} \quad (A-1)$$

حيث r هي المسافة الفاصلة بين النيوكليونات . ان هذا يسمى بجهد البئر المربع $square\ well\ potential$ وله قيمة ثابتة داخل حجم كروي نصف قطره r_0 ومع ان هذا الشكل للجهد هو مبسط جداً بالمقارنة مع طبيعة الجهد الحقيقي للقوة النووية (البند 2 - 6) فمن الممكن حساب تركيب المستويات للمجموعة المتأثرة بهذا الجهد . ان معادلة شريندرنكر تستخدم في هذه الحالة مع تعويض

$$m_0 = \frac{1}{2}M \quad (A-2)$$

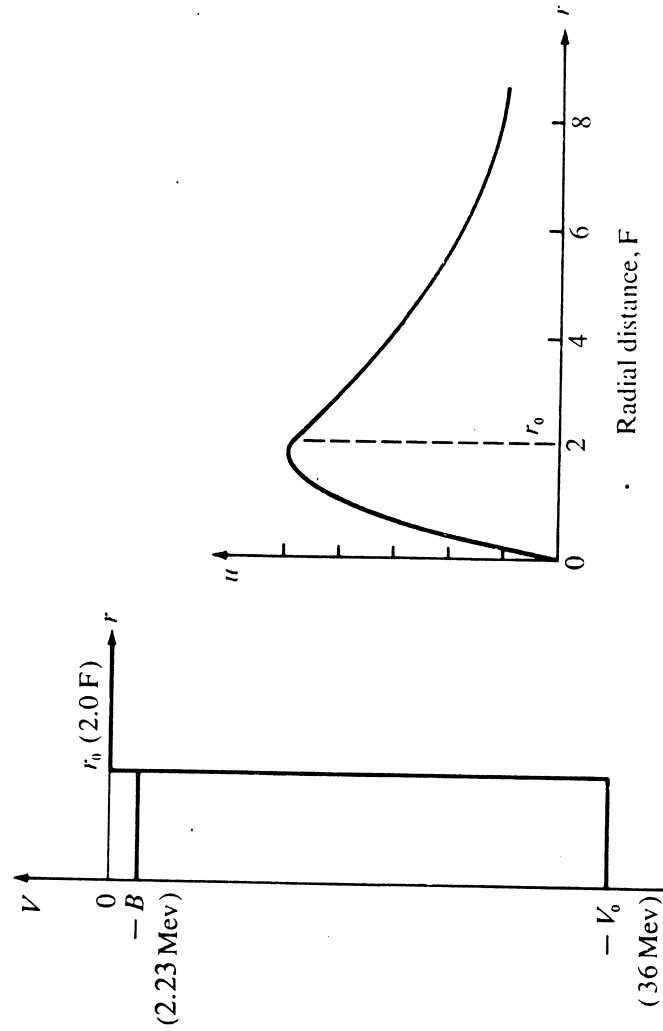
بالنسبة للكتلة المختزلة وهذا يتفق مع التقريبات التي سنقوم باجرائها حيث ان كتلة البروتون قد اعتبرت مساوية لكتلة النيوترون وكل منهما تساوي M . وهناك ادلة جيدة على ان الحالة الارضية للديوترون هي حالة $1s$ اي ان $l=0$. ان اولى هذه الادلة هو انه عملياً تكون اوطاً حالات الطاقة لاي جهد هي حالة S (راجع الشكل 23 - 2 او 25 - 2) وتذكر ايضا الحالة الارضية لذرة الهيدروجين (وثانياً فان العزم المغناطيسي للديوترون هو مساو تقريباً للمجموع الجبري للعزوم المغناطيسية للبروتون والنيوترون مما يدل على ان البرم الذاتي لكل منهما هو في اتجاه الاخر وانه ليس هناك حركة مدارية للبروتون بالنسبة للنيوترون . ان هذا يتفق مع قيمة الزخم الزاوي الكلي للديوترون $I=1$ في الحالة الارضية ان معادلة شريندرنجر للحالة s اي $I=0$ (المعادلة 53 - 2) يمكن ان تستخدم لاجاد دالة الموجة نصف القطرية $R(r) = u(r)/r$ وبالتعويض من المعادلة (A-2) نحصل على :

$$Kr_0 \approx \frac{1}{2}\pi \quad (A-10)$$

وباستخدام المعادلة (A-4) مرة أخرى فإننا نحصل على

$$V_0 r_0^2 \approx \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\hbar^2}{M} \approx 1.0 \text{ Mev-barn} \quad (A-11)$$

أو بعبارة أخرى (ومن طاقة ارتباط الديوترون فقط) فإنه لا يمكننا إيجاد كل من V_0 و r_0 بل نستطيع فقط الحصول على العلاقة مارة الذكر. إن دراسة استطرارة $n-p$ ومساحة القطع فيها (البند 3-A) تعطينا $r_0 \approx 2F$ وهذا يعطي $V_0 \approx$ من المعادلة (A-9).



الشكل 1- A بئر الجهد المربع للحالة المرتبطة للديوترون دالة الموجة القابلة

إن دالة الموجة $u(r)$ مبيّنة في الشكل 1- A حيث إن دالة الموجة داخل الجهد النووي تمثل تقريباً بربع موجة جيبية وبما أنها يجب أن تتلاحم مع الدالة الأسية عند $r > r_0$ فإن Kr_0 يجب أن يكون أكبر قليلاً من 90° . إن الهبوط البطيء نسبياً لدالة الموجة من خصائص هبوط من نوع $1/e$ مع المسافة (المعادلة 7-)

$$-\frac{\hbar^2}{M} \frac{d^2 u}{dr^2} + V(r)u = Eu \quad (A-3)$$

وكما بينا في البند 2-2 فإن هذه المعادلة مكافئة رياضياً للمعادلة في اتجاه واحد (2-22) على فيما يتعلق بالشرط الإضافي $u(0) = 0$ (المعادلة (2-54))

ولو قسمنا الفضاء نصف القطري إلى الناطق $r \leq r_0$ حيث $V = V_0$ و $r > r_0$ حيث $V = 0$ فإننا يمكن أن نضع بالنسبة للحالة الأرضية للديوترون $-B$ حيث $E = B$ هي طاقة ارتباط الديوترون ونجد أنه عندما تكون $r > r_0$ فإن

$$u = ae^{iKr} + be^{-iKr} \quad \text{حيث } K = [M(V_0 - B)]^{1/2}/\hbar \quad (A-4)$$

وعندما $r > r_0$ فإن

$$u = a'e^{Kr} + b'e^{-Kr} \quad \text{حيث } \kappa = (MB)^{1/2}/\hbar \quad (A-5)$$

إن الرجوع إلى البند 2-2 يبين صحة هذه الحلول العامة رياضياً. ولإلزام بالشروط الفيزيائية فإن الشروط الحدودية التالية يجب أن تتحقق

- (1) $u(0) = 0$ وذلك لتكون $R(0)$ محدودة
- (2) $u(r \rightarrow \infty) = 0$ وذلك لأننا نتعامل مع حالة مرتبطة المعادلة (2-42)
- (3) عندما تكون $r = r_0$ فإن تفاضلات الدالتين (A-4) و (A-5) يجب أن تلتقى بصورة مستمرة.

إن الشرط 1 يعطي $a = -b$ وبهذا وبالنسبة إلى $r \leq r_0$ فإن

$$u = c \sin Kr \quad (A-6)$$

حيث c هو ثابت جديد. إن الشرط 2 يعطي $a' = 0$ وبهذا عندما $r > r_0$ فإن

$$u = b'e^{-\kappa r} \quad (A-7)$$

إن الشرط 3 بعد التخلص من c و b' يعطينا: $- \kappa = K \cot Kr_0$ أو بالاستعانة بالمعادلات (A-4) و (A-5) فإننا نحصل على

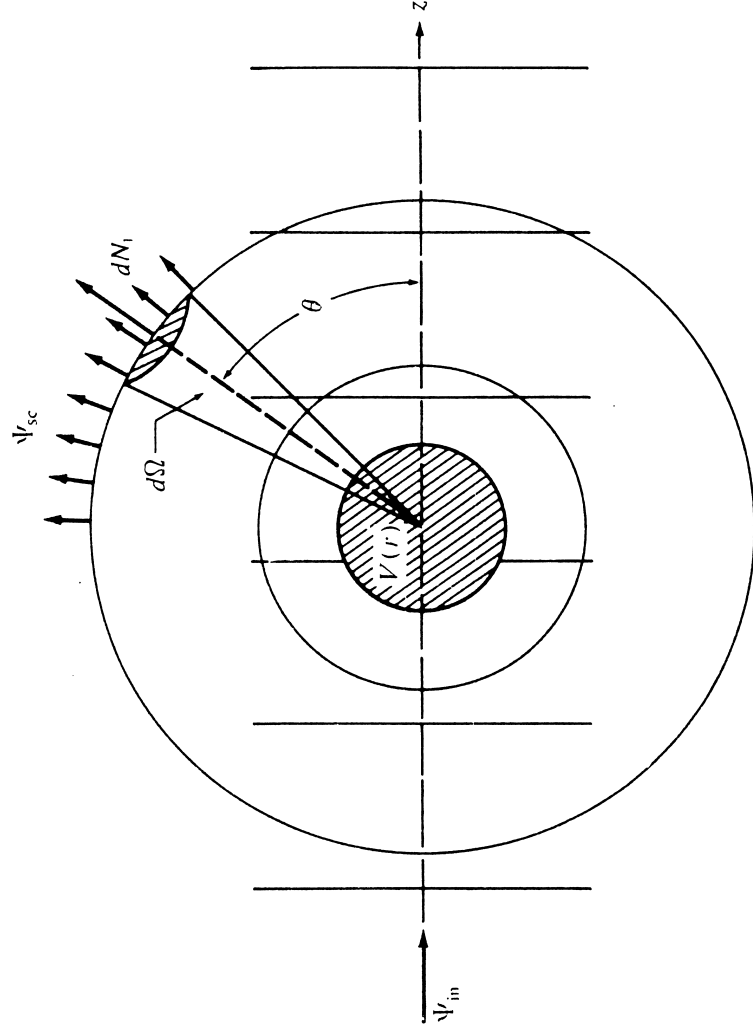
$$\tan Kr_0 = -\frac{K}{\kappa} = -\left(\frac{V_0 - B}{B}\right)^{1/2} \quad (A-9)$$

وسوف نجد لاحقاً أن $V_0 \approx 36 \text{ Mev}$ وبهذا وعندما $B = 2.23 \text{ Mev}$ فإن

عملية الانعكاس (اي الاستطارة) وعملية اختراق حزمة من الجسيمات لحاجز الجهد .

والان لو اعتبرنا نواة واحدة ممثلة في الشكل 2-A بالجهد V وللسهولة فاننا سنصور ان تناظر V هو كروي وبهذا فانه يعتمد على المسافة نصف القطرية r فقط للجسيم من مركز النواة . فان هدفنا هو محاولة حساب مساحة المقطع التفاضلية $d\sigma/d\Omega$ باستخدام المعادلة (35-5) . ولهذا الغرض فاننا يجب ان نجد عدد الجسيمات المستطارة dN_1 في وحدة الزمن بواسطة نواة هدف واحدة داخل زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ (الشكل 9-5) ويجب ايضاً ان نحسب السيل الساقط من الجسيمات F_{in} (المعادلة (26-5) وبعد ذلك فان : -

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN_1/d\Omega}{F_{in}} \quad (A - 15)$$



الشكل 2-A مسألة الاستطارة في ميكانيك الكم . ان دالة الموجة الكلية بعيداً عن مركز جهد الاستطارة $V(r)$ تتكون من الموجة المستوية الساقطة ψ_{sc} والموجة المستطارة ψ_{in} ان عدد الجسيمات خلال زاوية صلبة صغيرة لكل وحدة زمن عند زاوية استطارة θ هو dN_{10}

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\hbar}{(MB)^{\frac{1}{2}}} = 4.3 F$$

(A) وهذا يعني ان النيوكليونات يقضيان جزءاً كبيراً من الوقت على بعد $r > r_0$ من بعضهما . وان هذه منطقة غير مسموح بها كلاسيكياً وذات « طاقة حركية سالبة » وقد تعرضنا لها في البند 2-2 . ولو عرفنا مربع معدل نصف قطر نواة الديوترون بالعلاقة

$$R_{rms}^2 = \frac{\int_0^\infty r^2 R^2(r) r^2 dr}{\int_0^\infty R^2(r) r^2 dr} \quad (A - 13)$$

وبالتعويض من المعادلة (7-A) لكامل المنطقة فان ذلك يعطينا تقديراً عالياً وهو

$$R_{rms} = \frac{\hbar}{(2MB)^{\frac{1}{2}}} = 3.0 F \quad (A - 14)$$

وهذا يمكن مقارنته مع القيمة $2.0 F$ المستحصلة بواسطة استطارة الالكترونات (البند 2b-1)

ان الزخم الزاوي الكلي للحالة الخيالية في الديوترون هو صفر ويمكننا العودة الى استطارة $n-p$ لمعرفة المزيد عن هذه الحالة وبما ان الحالة الخيالية تقع نسبياً على بعد قريب من الحالة الارضية فاننا نتوقع ايضاً ان دالة الموجة داخل الجهد النووي ستكون عبارة عن ربع موجة جيبية تقريباً وستترك السؤال مفتوحاً في الوقت الحاضر حول ما اذا كانت قوة او مدى الجهد اللازم لوصف الحالة الخيالية او كليهما يختلفان عن جهد الحالة الارضية .

2-A نظرية الاستطارة SCATTERING THEORY Scattering amplitude سعة الاستطارة

لغرض معرفة كيفية تأثير استطارة $n-p$ بالجهد فاننا سوف نحتاج الى بعض تفصيلات نظرية الاستطارة في ميكانيك الكم . اتنا في الحقيقة نتعامل مع عملية في الفضاء . ولكنها تشابه الوضع في اتجاه واحد من البند 2-2 حيث تعرضنا

$$dN_1 = \Psi_{sc}^* \Psi_{sc} v r^2 d\Omega \quad (A-19)$$

وتجب ملاحظة انه عند كتابتنا للدالة Ψ_{sc} بالشكل (A - 18) فان dN_1 سوف لا تعتمد على r . ان عدد الجسيمات المتحركة بالاتجاه نصف القطري خلال المخروط المحدد بالزاوية $d\Omega$ يجب الا يعتمد على ان التعويض من المعادلات (A - 17) و (A - 19) في المعادلة (A - 15) يعطينا مساحة القطع التفاضلية

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (A-20)$$

ومساحة المقطع الكلية الكاملة (المعادلة (5 - 36))

$$\sigma = \int |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (A-21)$$

ان المسألة قد تم تبسيطها بحيث انه وبعيداً عن مركز الاستطارة فاننا يمكن ان نجد خلا لمعادلة شريدنجر (الغير معتمدة على الزمن) (2 - 19)

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi \quad (A-22)$$

يمكن وضعه بالشكل

$$\psi = a[e^{ikz} + f(\theta) r^{-1} e^{ikr}] \quad (A-23)$$

حيث ان $f(\theta)$ يمكن معرفته مباشرة على انه سعة الاستطارة ويمكن استخدامه لحساب مساحة القطع التفاضلية (المعادلة (A - 20))

تحليل الموجات الجزئية Partial wave analysis.

ان مهمتنا يمكن ان تصبح سهلة اكثر اذا تمكنا من كتابة حل المعادلة (23 - A) بصورة كاملة في الاحداثيات الكروية التي ذكرناها في البند 2 - d (ان الاعتماد على φ لا يكون موجوداً في حالة الجهد ذي التناظر الكروي) ولهذا الغرض فاننا سنحل كلاً من الحدين داخل القوس الايمن في المعادلة (A - 23) الى موجات جزئية partial waves كل منها يمثل حالة للزخم الزاوي المداري l (بوحدات \hbar)

ان دالة الموجة بعيداً عن مركز الاستطارة تتكون من الجزء الساقط Ψ_{in} والذي يمثل حزمة الجسيمات الساقطة والموجة المستطارة Ψ_{sc} والذي يمثل الجسيمات المستطارة. وكما في المعادلات (2 - 32) او (2 - 96) فان :-

$$\Psi_{in} = ae^{i(kz - \omega t)} \quad (A-16)$$

حيث $k = (2m_0 T_0)^{1/2} / \hbar$ العدد الموجي للجسيمات الساقطة في اتجاه z

m_0 الكتلة المختزلة للجسيمات الساقطة
 T_0 الطاقة الحركية للجسيمات في مركز الثقل

ان السرعة الزاوية ω مبينة في المعادلة (2 - 29) ولكنها سوف لا تستخدم هنا وذلك لاننا سندرس عملية الاستطارة في الحالة المتوازنة. وسوف نتصور ان مصدراً مستمراً من الجسيمات (او بالاحرى الموجات) الساقطة وهذه الجسيمات تستطير بصورة مستمرة عن مركز الاستطارة. ان الجسيمات التي لا تتأثر بالمستطير سوف تذهب الى ما لانهاية في اتجاه الحزمة. ان سيل الجسيمات القادمة وحسب المعادلة (5 - 26) هو :-

$$F_{in} = \Psi_{in}^* \Psi_{in} v = |a|^2 v \quad (A-17)$$

حيث v هي سرعة الجسيمات بالنسبة لمركز الاستطارة

ان الجسيمات المستطارة بعيداً عن مركز الاستطارة سوف تتحرك في اتجاه نصف قطري وبهذا فانها تمثل بموجات نصف قطرية متحركة $e^{i(kr - \omega t)}$ ولكن (كما نعلم) فان المجموع الكلي للجسيمات التي تخرج عن اي سطح كروي يحيط بمركز الاستطارة يجب ان لا يعتمد على r ولذلك فان :-

$$\Psi_{sc} = af(\theta) \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{r} \quad (A-18)$$

حيث تم وضع الثابت a للسهولة والقدر $f(\theta)$ هو معامل السعة ولا يعتمد على r بل يجب حسابه من معادلة شريدنجر الكاملة. ان السعة $f(\theta)$ تسمى سعة الاستطارة scattering amplitude. ان عدد الجسيمات dN_1 المستطارة لكل وحدة زمن خلال زاوية مقدارها $d\Omega$ (راجع الشكل 2 - A) تساوي شدة سيل الجسيمات المستطارة $\Psi_{sc}^* \Psi_{sc} v$ مضروباً بالمساحة $r^2 d\Omega$ التي تقطعها الزاوية

ولما كانت I_{\max} معطاة بالعلاقة (5 - 51) فان

$$\sigma_{\text{react}} \approx \pi(R + \lambda)^2 \quad (A - 27)$$

وهذا يمكن ان يستعمل كتقدير تقريبي جداً لاعتماد مساحة المقطع على الطاقة لقد ذكرنا عند مناقشتنا للحل المنفصل (2 - 43) لمعادلة شريدنجر في الاحداثيات الكروية ان هذا الحل يكون له الشكل :-

$$R(r) P_l^{(m)}(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (A - 28)$$

حيث l هي الزخم الزاوي المداري للموجة ولهذا فانه يبدو من المعقول انه لو كان لدينا حل عام لمعادلة شريدنجر $F(r, \theta)$ (والذي لا يحتوي على الزاوية ϕ) وحاولنا استخدام المتوالية من النوع :-

$$F(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} F_l(r) P_l(\cos \theta) \quad (A - 29)$$

فان كلاً من المعاملات $F_l(r)$ يتبع قيمة معينة للزخم الزاوي المداري l ان من الممكن اثبات انه لموجة قادمة $e^{ikz} (= e^{ikr \cos \theta})$ وعندما تكون بعيدة عن نقطة الاصل فان

$$F_l(r) = i^l (2l + 1) \frac{\sin(kr - \frac{1}{2}l\pi)}{kr} \quad (A - 30)$$

ولرربة موجة فان :-

$$F_0(r) = \frac{\sin kr}{kr} \quad (A - 31)$$

ولو عرفنا سعة الاستطارة الثابتة f_i بدلالة سعة الاستطارة $f(\theta)$ فان هذا التعريف يتخذ الشكل :-

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l P_l(\cos \theta) \quad (A - 32)$$

ان التسهيل الذي تحتاجه لحد الان هو التالي : لو فرضنا اننا قمنا بحل معادلة شريدنجر (22 - A) لقيمة معينة للمقدار l وكان لدينا حل من النوع (28 - A) عندما $m = 0$ للتخلص من الزاوية ϕ وبما اننا ندرس الجهود ذات التناظر الكروي فقط (فان هذا الحل هو :-

$$R(r) P_l(\cos \theta)$$

من وجهة النظر شبه الكلاسيكية فاننا نعرف الجسيمات في الحزمة الساقطة من خلال معامل تصادمها l المين في الشكل 21 - 5 والذي يتخذ القيم المحصورة بين صفر وما لا نهاية . ان كل معامل تصادم l يرتبط مع l بالعلاقة (50 - 5)

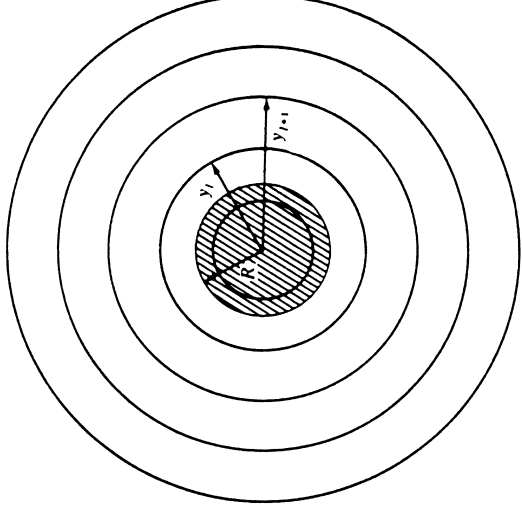
$$l \approx \lambda k \quad (A - 24)$$

حيث $\lambda = 1/k$. عبارة عن الطول المختزل لموجة دي بروي للجسيمات الساقطة وكلاسيكياً فان l يمكن ان تتخذ قيماً مستمرة ولكن في الحقيقة فان l مكممة بقيم صحيحة ولذلك فان الحزمة الساقطة يجب ان تحلل الى مناطق كتلك المبنية في الشكل 3 - A. وكل منطقة تمثل قيمة للمقدار l ان من الواجب ان نلاحظ ان هذه الصورة يمكن ان تستخدم في نظرية التفاعلات النووية لحساب مساحة المقطع الكلية اي مساحة القطع الناتجة عن جميع العمليات عدا الاستطارة المرة . ان مساحة كل من هذه المناطق في الشكل 3 - A هي تقريباً

$$\pi(y_{l+1}^2 - y_l^2) = \pi \lambda^2 [(l+1)^2 - l^2] = (2l+1) \pi \lambda^2 \quad (A-25)$$

واذا كانت جميع الجسيمات الى حد l_{\max} تتفاعل مع النواة الهدف بينما لا تتفاعل جميع الجسيمات الباقية فان

$$\sigma_{\text{react}} \approx \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{\max}} (2l+1) = \pi \lambda^2 [(l_{\max}+1)^2] \quad (A - 26)$$



الشكل 3 - النظرة شبه الكلاسيكية لتحليل الموجات الجزئية . ان الموجة الساقطة المبنية في الشكل تتكون من جسيمات ذات معاملات تصادم متغيرة l وترتبط بالزخم الزاوي المداري l بالعلاقة (24 - A) . ان التفاعل النووي الذي يعتمد تأثيره الى R يؤثر على الجسيمات التي يقع معامل تصادمها ضمن R . فقط تقريباً ان هذا الشكل يجب مقارنته مع الشكل 21 - 5 والذي بين منظراً جانبياً لحركة جسيم في الحزمة .

$V(r)$ تساوي صفراً هناك والتي بالنسبة للبئر المربع (A-1) تعني $r > r_0$ ولهذا فان علينا حل المعادلة :-

$$-\frac{\hbar^2}{M} \frac{d^2 u}{dr^2} = T_0 u \quad (A-36)$$

ان الحل العام لهذه المعادلة هو

$$u = A \sin(kr + \delta_0) \quad (A-37)$$

حيث $k = (MT_0)^{1/2}/\hbar$ و A و δ_0 هي ثوابت يجب تحديدها من خلال حل المعادلة (A-3) في المنطقة التي تكون فيها $V(r)$ محدودة ان الكمية δ_0 تسمى بتغير طور موجة S wave phase shift. وتستخدم في كثير من الاحيان بدل f_0 لمقارنة نتائج مساحة القطع التفاضلية (A-34). والان لو حاولنا كتابة المعادلة (A-37) بالشكل (A-33) فاننا نحصل على

$$u = \frac{Ae^{-i\delta_0}}{2i} (e^{2i\delta_0} e^{ikr} - e^{-ikr}) \quad (A-38)$$

ونلاحظ اولاً ان هذا ممكن وثانياً فاننا نجد ان :-
 $1 + 2ikf_0 = e^{2i\delta_0}$

$$f_0 = \frac{e^{2i\delta_0} - 1}{2ik} = \frac{e^{i\delta_0} \sin \delta_0}{k} \quad (A-39)$$

وبهذا تكون

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sin^2 \delta_0}{k^2} = \lambda^2 \sin^2 \delta_0 \quad (A-40)$$

$$\sigma = 4\pi \lambda^2 \sin^2 \delta_0 \quad (A-41)$$

ان اهمية تغير الطور يمكن تقديرها من خلال ما يلي لو فرضنا انه ليس هناك جهد على الاطلاق فان المعادلة (A-36) ستكون معادلة شرينجر الصحيحة في جميع المناطق حتى عندما تكون $r=0$ وتكون المعادلة (A-37) هي الحل الصحيح ولكن بما ان $u(0)=0$ (راجع المعادلة (A-54)) فاننا يجب ان نعوض $\delta_0=0$ في هذه الحالة وبهذا تكون :-

$$u = A \sin kr \quad (A-42)$$

هي الحل الحقيقي وكذلك تكون $\sigma=0$ وهذا واضح لانه بدون وجود مركز استقطار لا تكون هناك استقطار ولهذا فان التغير في الطور δ_0 هو تغير

بعيداً عن مركز الاستقطار. وهذه العلاقة يمكن الان مقارنتها مع المركبة ' في العلاقة (A-23) $u(0)$ وجدنا اهتمامنا بالموجة s فاننا - وبمساعدة العلاقات (A-31) و (A-32) - نجد ان :-

$$u(r) \sim (1 + 2ikf_0)e^{ikr} - e^{-ikr} \quad (A-33)$$

وهنا فاننا نركز اهتمامنا على الاعتماد النصف قطري لدالة الموجة. ان كتابة دالة الموجة بهذا الشكل يمكننا من تمييز سعة الاستقطار f_0 ومن المعادلة (A-20) A فان بإمكاننا كتابة مساحة القطع التفاضلية لاستقطار s بالشكل :-

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_0|^2 \quad (A-34)$$

والذي لا يعتمد على الزاوية θ كذلك في المعادلة (A-21) فاننا نحصل على

$$\sigma = 4\pi |f_0|^2 \quad (A-35)$$

وسوف نشبث ادناه انه بعيداً عن مركز الاستقطار دالة موجة S يمكن ان تكتب دائماً بالشكل (A-33)

wave phase shift

تغير الطور لموجة s

لقد ذكرنا في البند 4-5 ان الجسيمات القاصفة ذات قيمة معينة للمقدار l (وتقول الان الموجة العزيمية ذات قيمة معينة للمقدار l) التي يجب ان تتأثر بالتفاعل النووي يجب ان تكون لها $r_0 \leq R/\lambda$ في حالة استقطار $n-p$ يجب ان يكون في حدود r_0 للتفاعل بدلاً من نصف قطر الديوترون ان النظر الى الجدول 2-5 يدلنا على انه عند طاقة مركز ثقل تقل عن 5 Mev (اي طاقة مختبر تقل عن 10 Mev) فان التفاعل يحدث في طاقة $l=0$ فقط ولهذا فان مناقشتنا سوف تنحصر بالموجة s .

المعادلة التي يجب ان تحل في هذه الحالة هي معادلة شرينجر (A-3) مرة اخرى. ولكن في حالة الاستقطار فان الطاقة E موجبة وتساوي الطاقة الحركية في مركز الثقل T_0 للجسيم الساقط. وكما بينا في البند السابق فاننا يجب علينا ايجاد الحل في الحالة البعيدة عن مركز الاستقطار ونكتبه بالشكل (A-33) لاجل حساب $d\sigma/d\Omega$. ان عبارة "بعيداً عن مركز الاستقطار" تعني ان

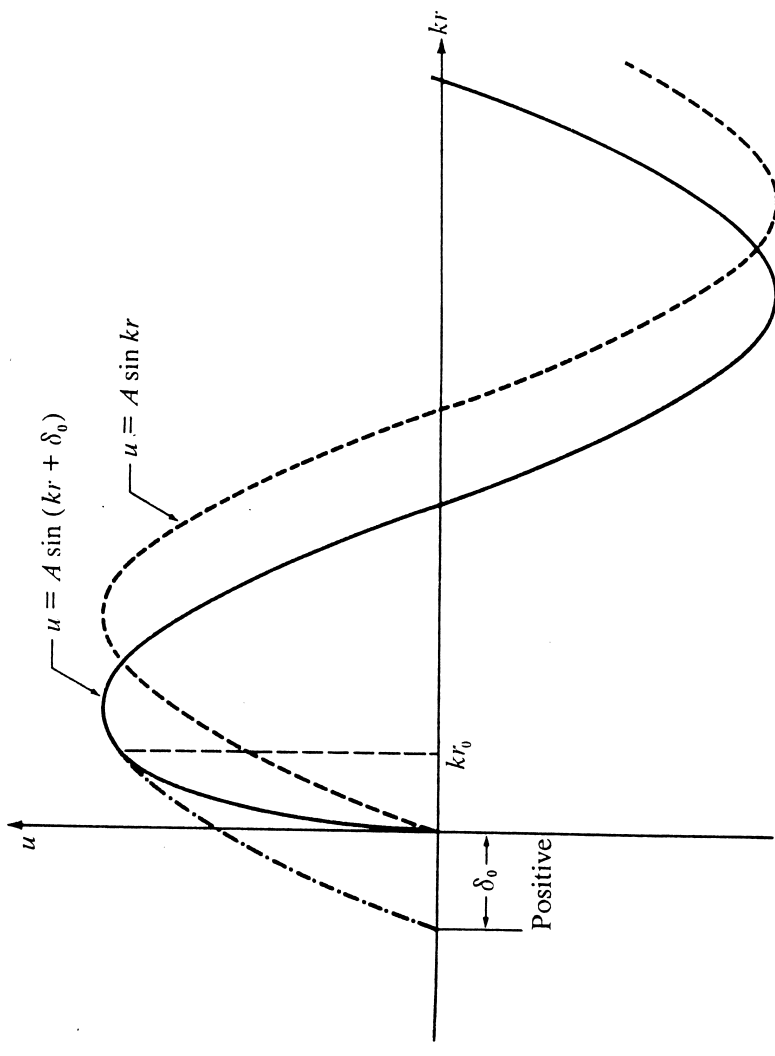
الطور لدالة الموجة عندما يكون الجهد قد بدأ بالتأثير ويمكننا اثبات انه اذا كان تغير بداية تأثير الجهد بطيئاً فان δ_0 تكون دائماً سالبة في البداية كما هو مبين في الشكل A - 4

طول الاستطارة Scattering length
ان احدى الكميات المفيدة جداً خصوصاً في تفاعلات النيوترونات البطيئة جداً تسمى طول الاستطارة وهذه تعرف بانها مساوية لقيمة f_0 ولكن بإشارة سالبة (المعادلة A - 39) عندما تقترب طاقة الجسيم الساقط من الصفر.

$$a = \lim_{k \rightarrow 0} -f_0 \quad (A - 43)$$

وبما ان f_0 لا يمكن ان يصبح لا نهائياً عندما $k \rightarrow 0$ (وبعكسه فان σ ستصبح لا نهائية) فان المعادلة (A - 39) تظهر ان δ_0 يجب ان تقترب من الصفر ايضاً وكذلك فان

$$a = \lim_{k \rightarrow 0} -\frac{\delta_0}{k} \quad (A - 44)$$



الشكل A - 4 تعريف تغير الطور ان دالة الموجة بدون وجود مركز الاستطارة سيكون لها الشكل $u = A \sin kr$. ان وجود الجهد $V(r)$ يغير دالة الموجة الى $A \sin(kr + \delta_0)$ بعيداً عن مركز الاستطارة حيث $V(r) = 0$ وبجهد تجاذبي فان دالة الموجة تسحب الى الداخل وتكون δ_0

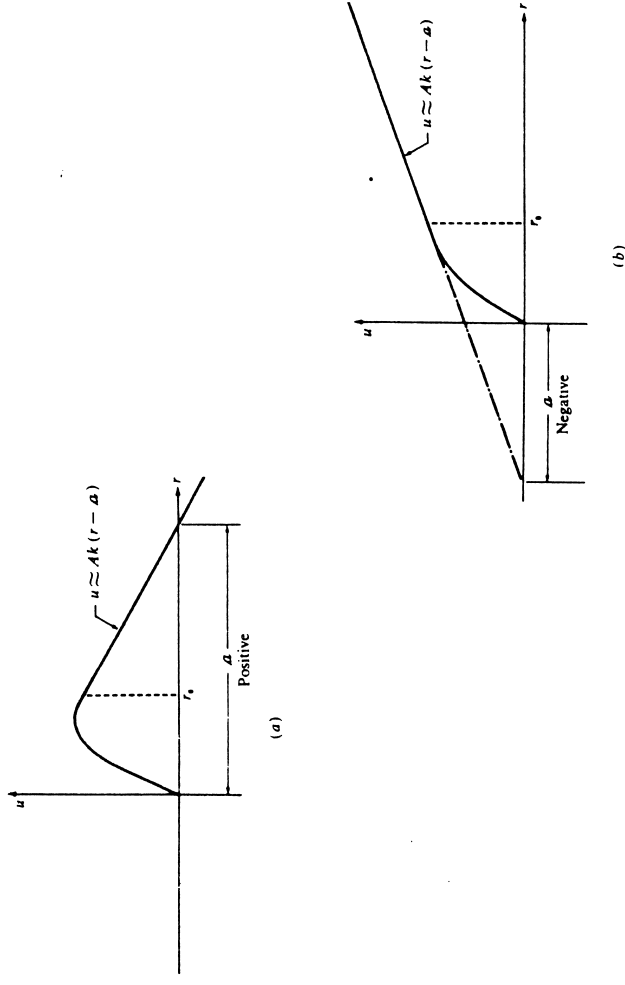
وبذلك يمكن كتابة مساحة المقطع
(A - 45)

$$\sigma(k \rightarrow 0) = 4\pi a^2$$

ان المعنى الفيزيائي للمقدار a يتأتى من امكانية كتابة دالة الموجة عند الطاقات القليلة وبعيداً عن تأثير الجهد بالشكل .

$$u = A \sin k(r - a) \approx Ak(r - a) \quad (A - 46)$$

ولهذا يكون طول الاستطارة هو امتداد التقاطع لدالة الموجة مع محور r كما هو مبين في الشكل A - 5 ويمكننا ان نلاحظ ايضاً ان دالة الموجة الداخلية لها انحدار سالب عندما $r = r_0$ و a موجبة وبما ان الانحدار السالب يعني احتمال وجود حالة مرتبطة (راجع الشكل A - 1) فان الاستطارة عن جهد يعطي حالة مرتبطة يولد a موجبة وكذلك فان الجهد الذي يعطي حالة خيالية فقط يكون فيه انحدار دالة الموجة الداخلية عند $r = r_0$ موجباً و a سالباً. ان هذه الحالات مبينة في الشكلين A-5a و b على التوالي :



الشكل A - 5 تعريف طول الاستطارة - وعند طاقات واطئة جداً - فان دالة الموجة بعيداً عن مركز الاستطارة يمكن ان تكتب بالشكل $u \approx Ak(r - a)$ وإذا كان الجهد يعطي حالة مرتبطة فان a موجب كما في الجزء (a) من الشكل وإذا كان الجهد يعطي حالة غير مرتبطة (خيالية) فان a سالب كما في الجزء (b) من الشكل

3 - A استتارة النيوترون - بروتون

NEUTRON-PROTON SCATTERING

ان تعريف مساحة مقطع استتارة s بدلالة سعة الاستتارة f_0 او تغير الطور δ_0 (او بواسطة طول الاستتارة r_0) هي ان يكون اي منها اكثر مناسبة لحالة معينة ولكن علينا حل المسألة بدلالة التفاعل النووي الحقيقي وهذه المهمة تكون اسهل باستعمال هذه التعريفات .

في حالة استتارة $n-p$ فاننا نستعمل الفرضية البسيطة للمنخفض المربع مرة اخرى (المعادلة (A-1) للجهد النووي ونحل المعادلة (A-3) في المنطقة $r < r_0$ ان الحل سيكون له الشكل الرياضي (A-6) .

$$u = C \sin K'r \quad \text{where} \quad K' = [M(V_0 + T_0)]^{1/2}/\hbar \quad (A-47)$$

وتذكر ان T_0 هي الطاقة الحركية للجسيم الساقط في مركز الثقل . ان قيم التفاضلات للدالة (A-47) يجب ان تلتقي عند $r = r_0$ مع دالة الموجة الخارجية (A-37) والتخلص من الثوابت A و C يعطي :-

$$K' \cot K'r_0 = k \cot (kr_0 + \delta_0) \quad (A-48)$$

ولحل هذه المعادلة بسرعة للحصول على δ_0 فاننا سنقوم باجراء التبسيطات التقريبية التالية مؤقتاً .

- 1 - نفترض ان طول الاستتارة r_0 (راجع المعادلة (A-44)) هو اكبر بكثير من المدى r_0 للجهد ولهذا - وعلى الاقل - عند تكون طاقات النيوترونات واطئة جداً فان kr_0 يمكن ان يهمل بالمقارنة مع δ_0
- 2 - عند الطاقات القليلة ($T_0 \ll V_0$) فاننا نفترض ان

$$K' \approx K \quad (A-49)$$

حيث K معطاة بالمعادلة (A-4) وهذا يعني عملياً ان شكل دالة الموجة لا يعتمد على الطاقة E في المعادلة (A-3) ما دامت $V_0 \gg |E|$ وبمقارنة المعادلة (A-48) مع المعادلة (A-8) نجد ان

$$k \cot \delta_0 \approx -\kappa \quad (A-50)$$

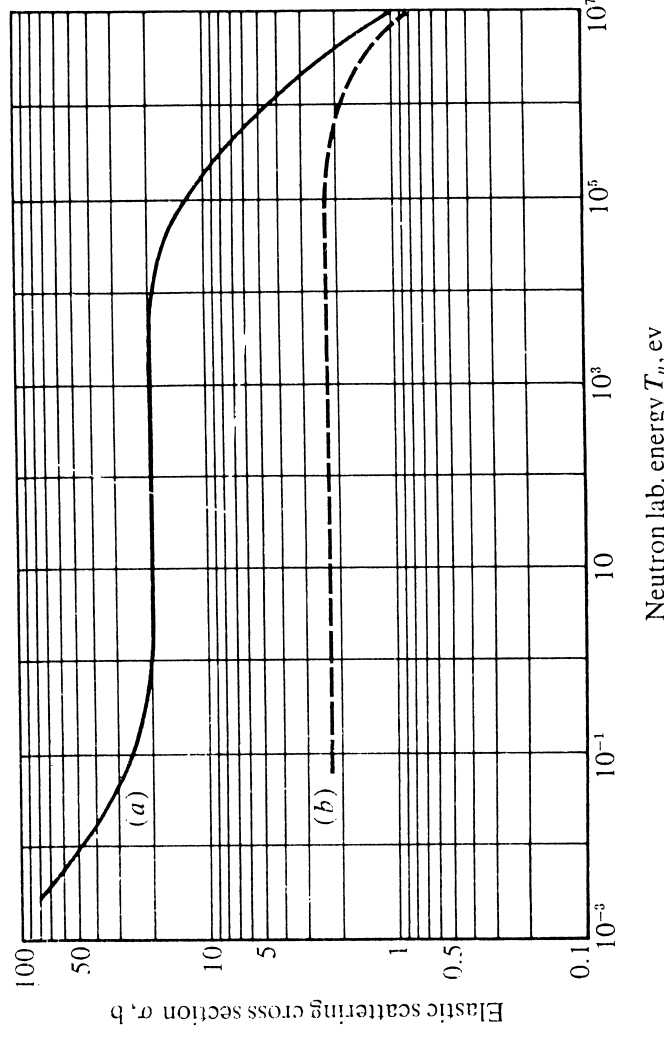
حيث κ معطاة بالمعادلة (A-5) وبالتعويض في المعادلة (A-40) (

وملاحظة ان $\sin^2 \alpha = 1/(1 + \cot^2 \alpha)$ فاننا نحصل اخيراً على :-

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{1}{k^2 + \kappa^2} = \frac{\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} \quad (A-51)$$

$$\sigma \approx \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{T_0 + B} = \frac{5.2}{(T_0 + B) \text{ in Mev}} \text{ barn} \quad (A-52)$$

حيث وعندما يكون $T_0 \ll B (= 2.23 \text{ Mev})$ فان هذا يعطي $\sigma \approx 2.3 \text{ b}$ ويتناقض هذا بشدة مع القيمة العملية 20.4 المبنية في الشكل A-6 (لاحظ ان الطاقة الحركية في المختبر $T_n = 2T_0$ تمثل المحور السيني في الشكل) وعند الطاقات الاعلى فان القيمة A-52 تقترب من القيم العملية .



الشكل A-6 مساحة القطع الكلية لاستتارة النيوترون - بروتون لكل بروتون في غاز الهيدروجين (a) المنحني العملي وعند الطاقات الواطئة تظهر زيادة في مساحة القطع ناتج عن الارتباط الجزيئي والحركة الحرارية (b) مساحة القطع محسوبة من المعادلة (A-51) ان مساحة المقطع المحسوبة من المعادلة A-55 قريبة من قيم المنحني العملي .

وقد اقترح فكنز طريقة للتغلب على هذا التناقض وقد لاحظ انه في حالة استطارة $n-p$ فإن الجسيمات يمكن أن تتصادم في حالة كون البرم الكلي هو 1 (وتسمى بالحالة الثلاثية triplet state) او في حالة كون البرم الكلي صفراً (وتسمى الحالة الاحادية singlet state) واذا كانت قوة او مدى التفاعل النووي (كالتأثير) مختلفتين فإنه يجب تحويل المعادلة (A-52) :

ان احتمال التصادم في الحالة الثلاثية اكبر بثلاث مرات من احتماله في الحالة الاحادية وذلك لان البرم الكلي الاتجاهي S يمكن أن يأخذ 1 + 2S من القيم تمثل ميلانه في الفراغ وكل من هذه الميلانات يمثل بواسطة العدد الكمي للبرم المغناطيسي m_s (وهو مشابه للمقدار m في المعادلة (44 - 2) والذي يتراوح ما بين S و S بخطوات صحيحة فاذا كانت $S=0$ فإن $m_s=0$ فقط اما اذا كانت $S=1$ فإن $m_s=1, 0, -1$ تكون قيماً ممكنة ولهذا فان :-

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{4} \frac{\sin^2 \delta_{0t}}{k^2} + \frac{1}{4} \frac{\sin^2 \delta_{0s}}{k^2} \quad (A-53)$$

حيث أن الرموز s و t تعطي المساهمات الاحادية والثلاثية على التوالي اننا نعلم من خلال المناقشة في البند A-1 ان تفاعل الحالة الثلاثية يعطي الحالة المستقرة للديوترون عند طاقة $E=-B$ واذا كانت الحالة الاحادية تعطي حالة عند طاقة $E=E^*$ (حيث أن E^* يمكن أن يكون موجباً أو سالباً) فاننا نجد أن مساحة المقطع الكاملة هي :

$$\sigma \approx \frac{\pi \hbar^2}{M} \left(\frac{3}{T_0 + B} + \frac{1}{T_0 + |E^*|} \right) \quad (A-55)$$

ان المقارنة مع قيمة العملية لمساحة المقطع تعطي قيمة $|E^*| \approx 70 \text{ kev}$ والنتائج متفقة بصورة جيدة مع جميع قيم مساحات المقطع (الشكل A-6)

وبما أن الطاقة E^* قليلة بالمقارنة مع V_0 فان دالة موجة الحالة الاحادية داخل الجهد النووي هي تقريباً ربع موجة جيبية كما هو الامر في الحالة الثلاثية (الشكل A-1) ولهذا فانه لا يمكننا الحصول على معلومات أكثر عن قوة الجهد V_{0s} او مداه r_{0s} للحالة الاحادية اكثر مما تعطيه لنا المعادلة (A-11) للحالة الثلاثية بعبارة اخرى وحتى هذه النقطة فاننا نعلم أن :-

$$V_{0t} r_{0t}^2 \approx 1.0 \text{ Mev-barn} \quad (A-56)$$

ان التقريب الذي اجريناه وهو $kr_0 \ll \delta_0$ (في المعادلة A-50) يخفي جميع المعلومات المتعلقة بالمدى للتفاعل النووي ولكننا لو لم نجر التبسيطات التي سبقت المعادلة (A-50) لكنا توصلنا الى العلاقات نفسها لمساحة المقطع (A-51) و (A-52) ولكنها مضروبة بالمعامل :-

$$(1 + \kappa r_0 + \text{higher-order terms in powers of } \kappa r_0)$$

ويجب تصحيح مساحة مقطع الحالة الاحادية ايضاً. باستخدام المعلومات المتوفرة عن استطارة النيوترونات عن الباراهيدروجين التي سنذكرها في البند 4 A ومن خلال استطارة البروتون - بروتون يمكننا استخلاص المعلومات عن قيمتي المدى والقوة والتي هي ملخصة في البند A-5 وهذه تؤكد بصورة واضحة أن القوى النووية تعتمد على البرم وأن التفاعل يكون مختلفاً بين الحالات الاحادية والثلاثية ومع أننا قمنا بدراسة حالة جهد البئر المربع فان هناك طريقة عامة موجودة لاستخلاص قيم المدى والقوة من النتائج العملية النووية والتي يمكن تطبيقها على جهود نصف قطرية اختيارية وتسمى هذه الطريقة بقريب المدى المؤثر ¹. effective range approximation.

4 - A الحالة الخيالية للديوترون . استطارة النيوترونات عن الباراهيدروجين VIRTUAL STATE OF THE DEUTERON. NEUTRON SCATTERING BY PARAHYDROGEN

اقترح شونجر وتيلر (1937) Schwinger and Teller طريقة مباشرة لاثبات أن تفاعل $n-p$ يعتمد على البرم بالتأكد. ان هذا الاقتراح قد مكثهما من معرفة اشارة طاقة التهييج E^* في المعادلة (A-55) :

ان ابعاد الجزيئات الاعتيادية هي في حدود 10^{-8} cm واذ تمت استطارة النيوترونات عن الجزيئات فان الاستطارة ستم بصورة مستقلة عن كل من النوى الموجودة في الجزيئة مادام طوال موجة دي بروجلي (المختزل) اقل بكثير من المسافة بين النوى وهذا يمثل طاقة نيوترونات تزيد عن 1 ev (راجع الجدول 2-5) ولكن عند طاقات نيوترونات اقل من 10^{-1} ev تقريباً فان استطارة النيوترونات تتم عن الجزيئة ككل. ان الاستطارة في هذه الحالة عن النوى (يقال عنها بأنها متشاكهة coherent) .

ومن وجهة نظر نظرية الاستطارة فإن جهد الجزيئة V في المعادلة (A - 22) يكون مكوناً من الجهود الاحادية للاستطارة $V_1 + V_2 + \dots$ للنوى . وما دام طول موجة النيوترون اكبر بكثير من المسافات النووية فإن الموجة المستطارة بعيداً عن الجزيئة سوف تتحرك في اتجاه نصف قطري بالنسبة لمركز الجزيئة . ان الوضع الدقيق للنوى لا يلعب اي دور في هذا التقريب . ان دالة الموجة الكلية في مسألة الاستطارة في هذه الحالة هي :

$$\psi = a\{e^{ikz} + [f_1(\theta) + f_2(\theta) + \dots]r^{-1}e^{ikr}\} \quad (A-58)$$

حيث أن كلا من سعات الاستطارة يمثل نواة معينة ومن الاشتقاق الذي سبق المعادلة (A - 20) فإننا نحصل على :-

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_1(\theta) + f_2(\theta) + \dots|^2 \quad (A - 59)$$

وفي حالة استطارة s فان تكامل مساحة المقطع لكل نيوكليون (A - 35) يصبح وبرموز واضحة :-

$$\sigma = 4\pi |f_{01} + f_{02} + \dots|^2 \quad (A-60)$$

الذي هو في حالة الطاقات الواطئة التي تضمنتها اشتقاقنا ويمكن كتابته بدلالة اطوال الاستطارة المنفصلة على الوجه التالي :-

$$\sigma = 4\pi(a_1 + a_2 + \dots)^2 \quad (A - 61)$$

ولو طبقنا هذه النتيجة على استطارة النيوترونات عن جزيئات الهيدروجين فان برم البروتونين في جزيئة الهيدروجين يمكن أن يكون في اتجاه واحد (اورثوهايدروجين orthohydrogen) او في اتجاه متعاكس (باراهيدروجين parahydrogen) .. ان هناك خليط احصائي من هاتين الحالتين (بنسبة 3 : 1) عند درجة حرارة الغرفة اما في درجات الحرارة الواطئة جداً ($90^\circ K$) فان غاز الهيدروجين يتكون فقط من الباراهيدروجين وذلك لان طاقاتها الجزيئية الداخلية تكون اقل من الاورثوهايدروجين .

ان النيوترونات المستطارة عن الباراهيدروجين سوف تجد نفسها في الحالة الثلاثية بالنسبة الى احد البروتونات وفي الحالة الاحادية بالنسبة للبروتون الثاني . وسوف تحدث في مساحة المقطع (A - 61) اطوال الاستطارة بالنسبة للحالات الثلاثية

والاحادية بنسبة 1 : 3 وعند أخذ تأثيرات البرم الاخرى بنظر الاعتبار فان شونينجر وتيلر (1937) اثبتا أن :-

$$\sigma_{para} = 6.69 (3a_t + a_s)^2$$

وقد وجد عملياً أن $\sigma_{para} \approx 5b$ وهذا يؤدي الى :-

$$|3a_t + a_s| \approx 8.7 F \quad (A - 62)$$

وبكتابة مساحة المقطع عند الطاقات الواطئة لتفاعل ($T_n > 1 \text{ ev}$)

عند درجة حرارة الغرفة بدلالة اطوال الاستطارة فاننا - من المعادلات (A - 53)

و (A - 44) - نحصل على

$$\sigma = \pi(3a_t^2 + a_s^2) \quad (A-63)$$

وبالمقارنة مع (A - 51) او (A - 55) نحصل على :-

$$a_t \approx \kappa^{-1} = 4.3 F \quad (A-64)$$

وبذلك ومن القيمة $\sigma = 20.4b$ في الشكل (A - 6) نحصل على :-

$$a_s \approx \pm 24 F \quad (A-65)$$

ولاجل تحقيق المعادلة (A - 62) علينا استخدام الاشارة السالبة في a_s ومن خلال مناقشتنا في نهاية البند A - 2 ومن خلال الشكل A - 5 نجد أن تفاعل الحالة الاحادية يجب أن يعطي الحالة الخيالية .

وبتطبيق المعادلة (A - 48) عند الطاقات الواطئة جداً فانه يمكننا الحصول على المعادلات المتعلقة بثوابت البدء ($r_0 V_0$) بدلالة اطوال الاستطارة للحالات الثلاثية والاحادية وهذا يمكننا من استخلاص الثوابت المنفصلة كل على حدة .

5 - A ثوابت القوة بين نيوكليونين

PARAMETERS OF THE TWO-NUCLEON FORCE

ان دراسة استطارة بروتون بروتون تعتبر مفيدة جداً ايضاً وذلك لان استطارة $p-p$ يمكن ان تحدث في الحالة الاحادية فقط حيث أن الحالة الثلاثية للبروتونين سوف تتناقص مع قاعدة الانفراد لياولي وطبعاً فان استطارة كولوم يجب أن تؤخذ بنظر الاعتبار في هذه الحالة ولكن بطريقة محورة عن المعادلة (5 - 45) وذلك بسبب عدم امكانية التمييز بين الجسيمين (حيث لا يمكن التمييز بعد

Interaction	Scattering length a , F	Range r_0 , F	Strength V_0 , Mev
Triplet	5.4	2.0	36
Singlet	-23.7†, -17§	≈2.5	18

† From M. A. Preston, *Physics of the Nucleus*, Addison-Wesley Publishing Co., Inc., Reading, 1962, by permission.

‡ For (n-p) interaction.

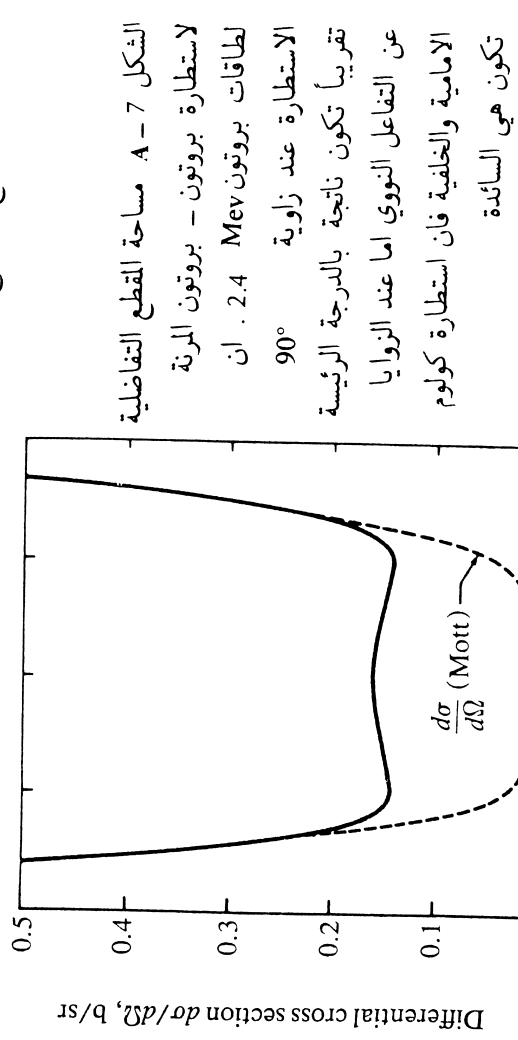
§ For (p-p) interaction.

الاستطارة بين الجسيم الهدف والجسيم القاصف (لقد قام موط (1930) Mott بحساب هذا التأثير باستخدام ميكانيك الكم . ان استطارة كولوم والاستطارة النووية تتداخلان تشاكياً ويتم استخدام علاقة مشابهة للعلاقة (59 - A) بالنسبة لحالة المقطع . والعلاقة الناتجة تكون بالشكل التالي :-

$$\frac{d\sigma(p, p)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} + A(\theta, \delta_{0s}) + \frac{\sin^2 \delta_{0s}}{k^2} \quad (\text{A-66})$$

حيث يمثل الحد $A(\theta, \delta_{0s})$ التداخل . ان مساحة مقطع نموذجية هي قيمة في الشكل 7 - A ومن تحليل النتائج العملية فقد تم الحصول على طول استطارة كولوم المصححة في الحالة الاحادية وهذه القيمة هي $17F$ - ويكون مقدار ثابت المدى للحالة الاحادية $r_{0s} = 2.7F$

ان الجدول 1 - A يلخص النتائج العملية المتوفرة التي ذكرناها . ان الفرق بين التفاعل الاحادي والتفاعل الثلاثي واضح جداً ويؤكد اعتماد القوة النووية على البرم في النوى المعقدة ان الفرق الرئيس بين طول استطارة الحالة الاحادية والحالة الثلاثية في استطارات $p-p$ و $n-p$ يمكن اعزاه الى الفرق في العزوم المغناطيسية للنيوترون والبروتون . ان بقية الفرق الصغير قد ادى الى الشك بان القوة النووية قد لا تكون غير معتمدة على الشحنة بصورة تامة . ان تفاعل $n-n$ (والممكن في الحالة فقط عند الطاقات الواطئة) يمكن الحصول عليه بصورة غير مباشرة من تفاعلات مثل $p + n \rightarrow 2n + \gamma$ و $H^2 + \pi^- \rightarrow 2n + H^2$ وقد وجدت القيمة F متفقة مع النتائج وتدل على عدم اعتماد القوة النووية على الشحنة .



Proton scattering angle Θ_p (c.m.)

Atomic number <i>Z</i>	Element	Atomic or molecular weight <i>A</i>	Density, <i>g/cm</i> ³ <i>ρ</i>	Nuclei/ <i>cm</i> ³ ($\times 10^{22}$) <i>n</i>
16	S	32.066	2.07 ^a	3.89
17	Cl ₂	70.91	3.214 $\times 10^{-3}$	**
18	A	39.944	1.784 $\times 10^{-3}$	*
19	K	39.10	0.86	1.33
20	Ca	40.08	1.55	2.33
21	Sc	44.96	2.5	3.35
22	Ti	47.90	4.5	5.66
23	V	50.95	5.96	7.05
24	Cr	52.01	7.20	8.34
25	Mn	54.94	7.20	7.90
26	Fe	55.85	7.86	8.48
27	Co	58.94	8.9	9.10
28	Ni	58.71	8.90	9.13
29	Cu	63.54	8.92	8.46
30	Zn	65.38	7.14	6.58
31	Ga	69.72	5.904 ^e	5.10
32	Ge	72.60	5.35	4.44
33	As	74.91	5.727 ^f	4.61
34	Se	78.96	4.82 ^g	3.68
35	Br ₂	159.83	2.928	2.07
36	Kr	83.80	3.71 $\times 10^{-3}$	*
37	Rb	85.48	1.532	1.08
38	Sr	87.63	2.6	1.79
39	Y	88.92	5.51	3.73
40	Zr	91.22	6.4	4.23
41	Nb	92.91	8.55	5.54
42	Mo	95.95	10.2	6.40
43	Tc	98	—	—
44	Ru	101.1	12.06 ^h	7.19
45	Rh	102.91	12.4	7.26
46	Pd	106.70	11.40 ⁱ	6.44
47	Ag	107.88	10.5	5.86
48	Cd	112.41	8.642	4.63
49	In	114.82	7.30	3.83
50	Sn	118.70	7.28 ^j	3.70
51	Sb	121.76	6.684	3.07
52	Te ₂	255.22	6.25	2.95
53	I ₂	253.81	4.93	2.34
54	Xe	131.3	5.85 $\times 10^{-3}$	*
55	Cs	132.91	1.873	0.85
56	Ba	137.36	3.5	1.54
57	La	138.92	6.15	2.67

B الملحق

الخواص الفيزيائية للعناصر

PHYSICAL PROPERTIES OF THE ELEMENTS†

Atomic number <i>Z</i>	Element	Atomic or molecular weight <i>A</i>	Density <i>g/cm</i> ³ <i>ρ</i>	Nuclei/ <i>cm</i> ³ ($\times 10^{22}$) <i>n</i>
1	H ₂	2.016	8.99 $\times 10^{-5}$	**
2	He	4.003	17.85 $\times 10^{-5}$	*
3	Li	6.940	0.534	4.64
4	Be	9.013	1.85	12.37
5	B	10.82	2.34 ^a	13.03
6	C	12.01	2.25 ^b	11.29
7	N ₂	28.02	1.25 $\times 10^{-3}$	**
8	O ₂	32.000	1.43 $\times 10^{-3}$	**
9	F ₂	38.00	1.69 $\times 10^{-3}$	**
10	Ne	20.18	9.00 $\times 10^{-4}$	*
11	Na	22.99	0.97	2.54
12	Mg	24.32	1.74	4.31
13	Al	26.98	2.702	6.03
14	Si	28.09	2.329	5.00
15	P	30.98	1.82 ^c	3.54

^aAmorphous ^bGraphite ^cYellow phosphorus, P₄; mol. wt. = 123.92
^dRhombic, S₈; mol. wt. = 256.53 ^eSolid, 29.6°C.; melting point = 29.8°C.
^fBlack crystal, As₄; mol. wt. = 299.64 ^gAmorphous, Se₈; mol. wt. = 631.68
^hHexagonal ⁱAt 22.5°C ^jTetragonal (ordinary); ^kMetallic tantalum
^{*}Monoatomic gas; 2.69 $\times 10^{19}$ nuclei/cm³ at NTP ^{**}Diatomic gas; 5.38 $\times 10^{19}$ nuclei/cm³ at NTP

† From J. B. Marion, 1960 Nuclear Data Tables, Part III, Nuclear Data Project, Natl. Acad. Sci.—Natl. Res. Council, Nucl. Sci. Ser., Washington, 1960. Available from U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.

خواص النوى المستقرة

PROPERTIES OF STABLE NUCLIDES†

(1) Atomic number; (2) Chemical symbol; (3) Name; (4) Mass number; (5) Neutron number; (6) Mass excess in milli-mass-units based on $C^{12} = 12.000 \dots u$; (7) Ground-state spin; (8) Ground-state parity; (9) Relative abundance of isotope in element, in percent; (10) Notes. Uncertainties in the last one or two significant figures are given in parentheses.

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
0	n	Neutron	1*	1	8.66544(43)	$\frac{1}{2}$	+	β^- ; $t_{\frac{1}{2}} = 12.8$ min.
1	H	Hydrogen	1	0	7.82522(8)	$\frac{1}{2}$	+	99.985	
2	He	Helium	2	1	14.10219(11)	$\frac{1}{2}$	+	0.015	
3	Li	Lithium	3	1	16.02994(23)	$\frac{1}{2}$	(+)	$\approx 10^{-4}$	
4	Be	Beryllium	4	2	2.60361(37)	$\frac{1}{2}$	+	≈ 100	
5	B	Boron	6	3	15.1263(10)	$\frac{1}{2}$	+	7.35	
6	C	Carbon	7	4	16.0053(11)	$\frac{1}{2}$	(-)	92.65	
7	N	Nitrogen	9	5	12.1858(9)	$\frac{1}{2}$	-	100	
8	O	Oxygen	10	5	12.9389(7)	$\frac{1}{2}$	+	19.20	
9	F	Fluorine	11	6	9.30509(43)	$\frac{1}{2}$	(-)	80.80	
10	Ne	Neon	12	6	0.0000(21)	$\frac{1}{2}$	(+)	98.893(5)	
11	Na	Sodium	13	7	3.3543(7)	$\frac{1}{2}$	-	1.107(5)	
12	Mg	Magnesium	14	7	3.07438(17)	$\frac{1}{2}$	+	99.273(2)	
13	Al	Aluminum	15	8	0.1081(9)	$\frac{1}{2}$	-	0.727(2)	
14	Si	Silicon	16	8	-5.08506(28)	$\frac{1}{2}$	+	99.5186(7)	
15			17	9	-0.8666(9)	$\frac{1}{2}$	+	0.0745(5)	
16			18	10	-0.84017(34)	$\frac{1}{2}$	+	0.4068(5)	
17			19	10	-1.5954(7)	$\frac{1}{2}$	+	100	
18			20	10	-7.5596(5)	$\frac{1}{2}$	(+)	90.920(36)	
19			21	11	-6.1508(17)	$\frac{1}{2}$	+	0.258(1)	
20			22	12	-8.6155(6)	$\frac{1}{2}$	(+)	8.822(18)	
21			23	12	-10.2274(16)	$\frac{1}{2}$	+	100	
22			24	12	-14.9554(19)	$\frac{1}{2}$	(+)	78.6(2)	
23			25	13	-14.1603(20)	$\frac{1}{2}$	(+)	10.12(2)	
24			26	14	-17.4091(24)	$\frac{1}{2}$	(+)	11.20(4)	
25			27	14	-18.4651(21)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	
26			28	14	-23.0729(31)	$\frac{1}{2}$	(+)	92.17(1)	
27			29	15	-23.5092(36)	$\frac{1}{2}$	(+)	4.71(2)	
28			30	16	-26.2393(43)	$\frac{1}{2}$	(+)	3.12(2)	

* Denotes radioactive nucleus. The table includes the neutron and some radioactive nuclei of geological significance.

† From G. L. Trigg, Systematics of Stable Nuclei, in D. W. Gray (ed.), "American Institute of Physics Handbook," 2d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1963, by permission.

Atomic number Z	Element	Atomic or molecular weight \mathcal{A}	Density, g/cm^3 ρ	Nuclei/ cm^3 ($\times 10^{23}$) n
58	Ce	140.13	6.7 ^h	2.88
59	Pr	140.92	6.5	2.78
60	Nd	144.27	6.9	2.88
61	Pm	145	—	—
62	Sm	150.35	7.7	3.09
63	Eu	152.00	5.22	2.07
64	Gd	157.26	7.95	3.05
65	Td	158.93	8.33	3.16
66	Dy	162.51	8.56	3.17
67	Ho	164.94	8.76	3.20
68	Er	167.20	9.16	3.30
69	Tm	168.94	9.35	3.33
70	Yb	173.04	7.01	2.44
71	Lu	174.99	9.74	3.35
72	Hf	178.60	13.3	4.49
73	Ta	180.95	16.6 ^k	5.53
74	W	183.86	19.3	6.32
75	Re	186.22	20.53	6.64
76	Os	190.20	22.48	7.12
77	Ir	192.2	22.42	7.03
78	Pt	195.09	21.45	6.62
79	Au	197.0	19.3	5.90
80	Hg	200.61	13.55	4.07
81	Tl	204.39	11.85	3.49
82	Pb	207.21	11.34	3.30
83	Bi	209.00	9.80	2.83
84	Po	210	9.24	2.65
85	At	211	—	—
86	Rn	222.00	9.73×10^{-3}	*
87	Fr	223	—	—
88	Ra	226.05	5	1.3
89	Ac	227	—	—
90	Th	232.05	11.2	2.94
91	Pa	231	15.4	4.02
92	U	238.07	18.7	4.73
93	Np	237	—	—
94	Pu	239	19.74	4.98

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
15	P	Phosphorus	31	16	-26.2366(15)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	
16	S	Sulfur	32	16	-27.9262(11)	0	(+)	95.02(30)	
			33	17	-28.5395(30)	$\frac{1}{2}$	(+)	0.750(15)	
			34	18	-32.1355(31)	0	(+)	4.215(84)	
17	Cl	Chlorine	35	18	-32.9095(35)	(0)	(+)	0.017(2)	
			36	20	-31.1455(28)	$\frac{1}{2}$	(+)	75.529(24)	
18	Ar	Argon	37	20	-34.1041(22)	$\frac{1}{2}$	(+)	24.471(24)	
	(A)		38	18	-32.4519(34)	(0)	(+)	0.337(1)	
			39	20	-37.2755(24)	(0)	(+)	0.063(1)	
19	K	Potassium	40	22	-37.6162(8)	(0)	(+)	99.600(1)	
			40*	21	-35.9921(36)	$\frac{1}{2}$	(-)	93.126(5)	EC(12.4%), $\beta^-(87.6\%)$; $t_{1/2} = 1.28 \times 10^8$ years.
20	Ca	Calcium	41	22	-38.1649(46)	$\frac{1}{2}$	(+)	6.862(5)	
			42	20	-37.4108(37)	(0)	(+)	96.92(3)	
			43	23	-41.3723(44)	(0)	(+)	0.64(1)	
			44	24	-44.5103(48)	(0)	(+)	0.132(4)	
			46	26	-46.3112(41)	(0)	(+)	2.13(4)	
21	Sc	Scandium	47	28	-47.481(15)	(0)	(+)	0.0032	
22	Ti	Titanium	48	24	-44.0811(42)	$\frac{1}{2}$	(+)	0.0179(7)	
			46	24	-47.3666(37)	(0)	(+)	100	
			47	25	-48.242(8)	(0)	(+)	7.99(2)	
			48	26	-52.0522(36)	(0)	(+)	7.32(2)	
			49	27	-52.1334(35)	(0)	(+)	73.99(7)	
			50	28	-55.2109(48)	(0)	(+)	5.46(2)	
23	V	Vanadium	50*	27	-52.8354(40)	6	(+)	5.25(5)	
			51	28	-56.0221(42)	$\frac{1}{2}$	(+)	0.24(1)	
24	Cr	Chromium	52	28	-59.4863(36)	(0)	(+)	99.76(1)	
			53	29	-59.3489(37)	(0)	(+)	4.31(4)	
			54	30	-61.1206(48)	(0)	(+)	83.76(14)	
25	Mn	Manganese	55	30	-61.9464(41)	(0)	(+)	9.55(9)	
26	Fe	Iron	54	28	-60.379(6)	$\frac{1}{2}$	(+)	2.38(2)	
			56	30	-65.068(6)	(0)	(+)	100	
			57	31	-64.606(6)	(0)	(+)	5.81(1)	
			58	32	-66.728(7)	$\frac{1}{2}$	(+)	91.64(2)	
27	Co	Cobalt	59	32	-66.8109(46)	(0)	(+)	2.21(1)	
28	Ni	Nickel	58	30	-64.658(6)	$\frac{1}{2}$	(+)	0.34(1)	
			60	32	-69.217(6)	(0)	(+)	100	
			61	33	-68.951(9)	(0)	(+)	67.76(22)	
			62	34	-71.655(7)	(0)	(+)	26.16(66)	
			64	36	-72.041(6)	(0)	(+)	1.25(3)	
29	Cu	Copper	63	34	-70.406(6)	(0)	(+)	3.66(1)	
			65	36	-72.214(6)	$\frac{1}{2}$	(+)	1.16(20)	
30	Zn	Zinc	64	34	-70.855(5)	(0)	(+)	69.12(5)	
			66	36	-73.952(10)	(0)	(+)	30.88(5)	
			67	37	-72.851(11)	(0)	(+)	48.89	
			68	38	-75.135(9)	$\frac{1}{2}$	(+)	27.81	
31	Ga	Gallium	70	40	-74.652(16)	(0)	(+)	4.11	
			69	38	-74.318(28)	(0)	(+)	18.56	
32	Ge	Germanium	71	40	-75.16(5)	$\frac{1}{2}$	(+)	0.62	
			72	38	-75.723(20)	(0)	(+)	60.22(16)	
			73	41	-76.64(7)	(0)	(+)	39.78(16)	
			74	42	-78.85(6)	(0)	(+)	20.52(17)	
33	As	Arsenic	75	42	-78.42(5)	$\frac{1}{2}$	(+)	27.43(21)	
			76	44	-78.64(9)	(0)	(+)	7.76(8)	
			77	44	-78.42(5)	(0)	(+)	36.54(23)	
			78	44	-78.42(5)	(0)	(+)	7.76(8)	

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M-A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
34	Se	Selenium	74	40	-77.55(6)	0	(+)	0.87(1)	
			76	42	-80.771(48)	(0)	(+)	9.02(7)	
			77	43	-80.066(48)	$\frac{1}{2}$	(+)	7.58(7)	
			78	44	-82.652(48)	0	(+)	23.52(2)	
			80	46	-83.488(17)	0	(+)	49.82(20)	
35	Br	Bromine	82	48	-83.34(7)	(0)	(+)	9.19(20)	
			79	44	-81.652(19)	$\frac{1}{2}$	(+)	50.537(10)	
36	Kr	Krypton	81	46	-83.656(37)	(0)	(+)	49.463(10)	
			78	42	-79.632(5)	(0)	(+)	0.354(2)	
			80	44	-83.612(13)	(0)	(+)	2.27(1)	
			82	46	-86.517(8)	(0)	(+)	11.56(2)	
			83	47	-85.869(8)	(0)	(+)	11.55(2)	
37	Rb	Rubidium	84	48	-88.496(5)	(0)	(+)	56.90(12)	
			86	50	-89.383(8)	(0)	(+)	17.37(3)	
			85	48	-88.29(6)	$\frac{1}{2}$	(+)	72.15(5)	
38	Sr	Strontium	87*	50	-90.82(8)	$\frac{1}{2}$	(+)	27.85(5)	β^- ; $t_{1/2} = 5.0 \times 10^{10}$ years.
			84	46	-86.624(11)	(0)	(+)	0.55(1)	
			86	48	-90.74(8)	(0)	(+)	9.75(4)	
			87	49	-91.11(8)	(0)	(+)	6.96(1)	
39	Y	Yttrium	88	50	-94.39(9)	(0)	(+)	82.74(6)	
40	Zr	Zirconium	89	50	-94.57(9)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	
			90	50	-95.68(9)	(0)	(+)	51.46	
			91	51	-94.75(10)	(0)	(+)	11.23	
			92	52	-95.41(11)	(0)	(+)	17.11	
			94	54	-93.86(36)	(0)	(+)	17.40	
			96	56	-91.8(8)	(0)	(+)	2.80	
41	Nb	Niobium	93	52	-93.98(11)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	
42	Mo	Molybdenum	92	50	-93.71(13)	(0)	(+)	15.86(16)	
			94	52	-95.26(13)	(0)	(+)	9.12(9)	
			95	53	-94.28(36)	$\frac{1}{2}$	(+)	15.70(16)	
			96	54	-95.45(36)	(0)	(+)	16.50(17)	
			97	55	-94.25(40)	$\frac{1}{2}$	(+)	9.45(10)	
			98	56	-94.49(41)	(0)	(+)	23.75(8)	
44	Ru	Ruthenium	100	58	-92.43(49)	(0)	(+)	9.62(10)	
			96	52	-92.4(7)	(0)	(+)	5.57(8)	
			98	54	-94.5(8)	(0)	(+)	1.86(4)	
			99	55	-93.92(49)	(0)	(+)	12.7(1)	
			100	56	-95.782(5)	(0)	(+)	12.6(1)	
45	Rh	Rhodium	101	57	-94.423(3)	$\frac{1}{2}$	(+)	17.1(1)	
46	Pd	Palladium	102	58	-96.28(20)	(0)	(+)	31.6(2)	
			104	60	-94.47(40)	(0)	(+)	18.5(1)	
			103	58	-95.20(20)	$\frac{1}{2}$	(+)	100	
			102	56	-95.06(19)	(0)	(+)	0.80(1)	
			104	58	-96.44(20)	(0)	(+)	9.3(1)	
			105	59	-95.36(27)	(0)	(+)	22.6(2)	
			106	60	-96.80(12)	(0)	(+)	27.2(3)	
			108	62	-96.08(12)	(0)	(+)	26.8(3)	
			110	64	-95.50(32)	(0)	(+)	13.5(1)	
47	Ag	Silver	107	60	-95.03(11)	$\frac{1}{2}$	(+)	51.35(7)	
			109	62	-95.30(11)	$\frac{1}{2}$	(+)	48.65(7)	

* From J. H. E. Mattauch, W. Thiele, and A. H. Wapstra, 1964, Atomic Mass Table, Nuclear Phys. 67:1 (1965).

D

الملحق

قيم الثوابت الفيزيائية ومعاملات التحويل

VALUES OF PHYSICAL CONSTANTS AND CONVERSION FACTORS†

General physical constants. Least-squares adjusted output values of 1963. The digits in parentheses following each quoted value represent the standard deviation error in the final digits of the quoted value as computed on the criterion of internal consistency. The unified scale of atomic weights is used throughout ($^{12}\text{C} = 12$). C = coulomb; J = joule; N = newton; u = mass unit.

Constant	Unit	
	mks	cgs
Speed of light in vacuum c	$\times 10^8 \text{ m s}^{-1}$	$\times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
Elementary charge e	10^{-19} C	10^{-20} emu
Avogadro's number N_A	$6.02252(9)$	$10^{23} \text{ mole}^{-1}$
Mass unit	$1.66043(2)$	10^{-27} kg
Electron rest mass m_0	$9.10908(13)$	10^{-31} kg
Proton rest mass M_p	$1.67252(3)$	10^{-27} kg
Neutron rest mass M_n	$1.67482(3)$	10^{-27} kg
Faraday constant F	$9.64870(5)$	10^4 C mole^{-1}
Planck constant h	$6.62559(16)$	10^{-34} J s
Charge-to-mass ratio for electron e/m_0	$1.758796(6)$	$10^{11} \text{ C kg}^{-1}$
Rydberg constant $2\pi^2 m_0 e^4 / h^3 c$	$1.0973731(1)$	10^7 cm^{-1}
Bohr radius $\hbar^2 / m_0 e^2$	$5.29167(2)$	10^{-11} m
Compton wavelength of electron $\hbar / m_0 c$	$2.42621(2)$	10^{-12} m
Compton wavelength of proton $\hbar / M_p c$	$1.321398(13)$	10^{-15} m
	$2.10307(2)$	10^{-16} m

†From E. R. Cohen and J. W. M. DuMond, *Rev. Mod. Phys.*, 37: 537 (1965), by permission.

Z (1)	S (2)	Name (3)	A (4)	N (5)	$10^3(M - A)$ (6)	I (7)	π (8)	Relative abundance (9)	Notes (10)
74	W	Tungsten	180	106	-55.03(38)	(0)	(+)	0.126(6)	The name "wolfram" is gradually becoming common.
75	Re	Rhenium	182	108	-53.53(38)	(0)	(+)	26.31(3)	
			183	109	-51.51(38)	$\frac{1}{2}$	(-)	14.28(1)	
			184	110	-50.85(39)	(0)	(+)	30.64(3)	
			186	112	-48.6(16)	(0)	(+)	28.64(1)	
			185	110	-49.9(16)	$\frac{1}{2}$	(-)	37.07(6)	
			187*	112	-45.02(34)	$\frac{1}{2}$	(-)	62.93(6)	
76	Os	Osmium	184	108	-47.25(7)	(0)	(+)	0.018(2)	$t_{1/2}$ variously reported as $\leq 10^{11}$ and $> 10^{16}$ years.
			186	110	-47.06(35)	(0)	(+)	1.59(5)	
			187	111	-45.03(34)	$\frac{1}{2}$	(-)	1.64(5)	
			188	112	-45.02(30)	(0)	(+)	13.3(2)	
			189	113	-42.78(33)	$\frac{1}{2}$	(-)	16.1(2)	
			190	114	-42.58(36)	(0)	(+)	26.4(3)	
			192	116	-39.49(34)	(0)	(+)	41.0(2)	
77	Ir	Iridium	191	114	-40.10(29)	$\frac{1}{2}$	(-)	38.5	
			193	116	-37.66(29)	$\frac{1}{2}$	(-)	61.5	
78	Pt	Platinum	190*	112	-40.83(41)	(0)	(+)	0.0127(5)	α ; $t_{1/2} = 5.9 \times 10^{11}$ years.
			192*	114	-39.53(29)	(0)	(+)	0.78(1)	α ; $t_{1/2} \approx 10^{15}$ years.
			194	116	-37.57(24)	(0)	(+)	32.9(1)	
			195	117	-35.54(24)	$\frac{1}{2}$	(-)	33.8(1)	
			196	118	-35.38(24)	(0)	(+)	25.2(1)	
			198	120	-32.47(31)	(0)	(+)	7.19(4)	
79	Au	Gold	197	118	-33.448(16)	$\frac{1}{2}$	(-)	100	
80	Hg	Mercury	196	116	-34.181(18)	0	(+)	0.146(5)	
			198	118	-33.231(15)	(0)	(+)	10.02(1)	
			199	119	-31.744(20)	$\frac{1}{2}$	(-)	16.84(4)	
			200	120	-31.656(14)	(0)	(+)	23.13(8)	
			201	121	-29.685(18)	$\frac{1}{2}$	(-)	13.22(5)	
			202	122	-29.370(23)	(0)	(+)	29.80(3)	
			204	124	-26.518(19)	(0)	(+)	6.85(1)	
81	Tl	Thallium	203	122	-27.669(40)	$\frac{1}{2}$	(-)	29.50	
			205	124	-25.538(27)	$\frac{1}{2}$	(-)	70.50	
82	Pb	Lead	204	122	-26.931(24)	(0)	(+)	1.4	
			206	124	-25.541(12)	(0)	(+)	25	
			207	125	-24.102(12)	$\frac{1}{2}$	(-)	22	
			208	126	-23.356(12)	(0)	(+)	52	
83	Bi	Bismuth	209*	126	-19.583(27)	$\frac{1}{2}$	(-)	100	Activity disputed: α ; $t_{1/2} = 2 \times 10^{17}$ years. α ; $t_{1/2} = 1.39 \times 10^{10}$ years. α ; $t_{1/2} = 2.48 \times 10^5$ years. α ; $t_{1/2} = 7.1 \times 10^8$ years. α ; $t_{1/2} = 4.51 \times 10^9$ years.
90	Th	Thorium	232*	142	38.211(42)	(0)	(+)	100	
92	U	Uranium	234*	142	40.90(6)	(0)	(+)	0.0057(2)	
			235*	143	43.933(43)	$\frac{1}{2}$	(-)	0.7204(7)	
			238*	146	50.76(8)	(0)	(+)	99.2739(7)	

Conversion factor	Value
1 electron volt	$1.60210(2) \times 10^{-19} \text{ J}$ $1.60210(2) \times 10^{-12} \text{ erg}$ $8065.73(8) \text{ cm}^{-1}$ $2.41804(2) \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ $12398.10(13) \times 10^{-8} \text{ eV cm}$
$E_r \lambda_r$	
1 u	931.478(5) Mev
Proton mass $M_p c^2$	938.256(5) Mev
Neutron mass $M_n c^2$	939.550(5) Mev
Electron mass $m_0 c^2$	511006(2) eV
Rydberg $2\pi^2 m_0 e^4 / h^2$	$2.17971(5) \times 10^{-11} \text{ erg}$ $13.60535(13) \text{ eV}$
Gas constant	$8.31434 \times 10^7 \text{ erg mole}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ $0.082053 \text{ liter atm mole}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ $82.055 \text{ cm}^3 \text{ atm mole}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ $1.9872 \text{ cal}_{19} \text{ mole}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ $22413.6 \text{ cm}^3 \text{ mole}^{-1}$
Standard volume of ideal gas at NTP	
Mass on physical scale ($O^{16} = 16$)	1.000317917(17)
Mass on unified scale ($C^{12} = 12$)	
Mass on chemical scale ($O = 16$)	
Mass on unified scale ($C^{12} = 12$)	1.000043(5)

BIBLIOGRAPHY

Each reference gives at least the original paper and mentions in brackets the section in this book where it is quoted. Sometimes the reader is also referred to review articles. More references and reading selections suitable for our level of presentation can be found in J. G. Cunningham, "Introduction to the Atomic Nucleus," Elsevier Publishing Company, New York, 1964.

Alvarez, L.: *Phys. Rev.*, **52**:134 (1937). [Sec. 4-6f]

Anderson, C. D.: *Science*, **76**:238 (1932); *Phys. Rev.*, **43**:491 (1933). [Sec. 3-4d]

— and S. H. Neddermeyer: *Phys. Rev.*, **50**:263 (1936); S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson: *Phys. Rev.*, **51**:884 (1937). [Sec. 1-1]

Aston, F. W.: *Phil. Mag.*, **38**:709 (1919); "Mass Spectra and Isotopes," Edward Arnold (Publishers) Ltd., London, 1933. [Sec. 1-2a]

Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 26, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-5]

Dirac, P. A. M.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A117**:610 (1928); **A118**:351 (1928). [Sec. 2-2a]

Einstein, A.: *Ann. Physik*, **17**:132 (1905). [Sec. 2-2a]

Elsasser, W. M.: *J. Phys. Radium*, **4**:549 (1933); **5**:389, 635 (1934). [Sec. 2-5]

Evans, R. D.: "The Atomic Nucleus," McGraw-Hill Book Company, New York, 1955. [Secs. 2-2g, 2-3a, 3-1, 3-2, 3-4a, 3-4d, 3-6, 4-2a, 4-2d, 4-5b, 4-5c, 5-2a, 5-7b, A-3]

Fermi, E.: *Z. Physik*, **88**:161 (1934). [Sec., 4-6c]

Fernbach, S., R. Serber, and T. B. Taylor: *Phys. Rev.*, **75**:1352 (1949). [Sec. 5-1]

Feshbach, H.: *Ann. Phys. (NY)*, **5**:357 (1958); **19**:287 (1960). [Sec. 5-1]

———, C. E. Porter, and V. F. Weisskopf: *Phys. Rev.*, **96**:448 (1954). [Sec. 5-1]

Foldy, L.: *Phys. Today*, **18**:26 (1965). [Sec. 6-2]

Franklin, P.: "A Treatise on Advanced Calculus," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1940. [Sec. 4-3]

Gamow, G.: *Z. Physik*, **51**:204 (1928). [Secs. 1-1, 4-5b]

Geiger, H., and E. Marsden: *Proc. Roy. Soc. (London)* **A82**:495 (1909). [Secs. 1-1, 1-2b]

——— and J. M. Nuttall: *Phil. Mag.*, **22**:613 (1911); **23**:439 (1912). [Sec. 4-5b]

Goldhaber, M., L. Grodzins, and A. W. Sunyar: *Phys. Rev.*, **109**:1015 (1958); see also Helicity of the Neutrino, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 24, sec. E, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 4-6g]

Gomez, L. C., J. D. Walecka, and V. F. Weisskopf: *Ann. Phys. (NY)*, **3**:241 (1958). [Sec. 2-3b]

Groshev, L. V., V. N. Lutsenko, A. M. Demidov, and V. I. Pelekov: "Atlas of Gamma-Ray Spectra from Radiative Capture of Thermal Neutrons," Pergamon Press, New York, 1959. [Sec. 5-5c]

Guggenheimer, K.: *J. Phys. Radium*, **5**:253, 475 (1935). [Sec. 2-5]

Gurney, R. W., and E. U. Condon: *Nature*, **122**:439 (1928); *Phys. Rev.*, **33**:127 (1929). [Sec. 4-5b]

Hahn, O., and F. Stassmann: *Naturwiss.*, **27**:11, 89 (1939). [Secs. 5-1, 5-7]

Haxel, O., J. H. D. Jensen, and H. E. Suess: *Phys. Rev.*, **75**:1766 (1949); *Z. Physik*, **128**:295 (1950). [Sec. 2-5c]

Heisenberg, W.: *Z. Physik*, **43**:172 (1927). [Sec. 2-2f]

———: *Z. Physik*, **77**:1 (1932); **78**:156 (1933). [Secs. 1-1, 1-2a, 6-2]

Heitler, W.: "The Quantum Theory of Radiation," 3d ed., Clarendon Press, Oxford, 1954. [Sec. 3-4a]

Hofstadter, R.: *Phys. Rev.*, **75**:796 (1949); see also J. H. Neiler and R. E. Bell:

Barkla, C. G.: *Phil. Mag.*, **21**:648 (1911). [Sec. 1-2a]

Bartlett, J. H.: *Nature*, **130**:165 (1932). [Sec. 2-5]

Bequerel, H.: *Compt. Rend.*, **122**:420, 501 (1896). [Secs. 1-1, 4-5]

Bethe, H. A.: *Phys. Rev.*, **57**:1125 (1940). [Sec. 5-1]

——— and R. F. Bacher: *Rev. Mod. Phys.*, **8**:117 (1937). [Sec. A-3]

Blackett, P. M. S., and D. S. Lees: *Proc. Roy. Soc. (London)* **A136**:325 (1932). [Sec. 5-2a]

Blatt, J. B., and V. F. Weisskopf: "Theoretical Nuclear Physics," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1952. [Secs. 2-3b, 2-6, 4-4d, 5-5, 5-5a, A-4]

Bloch, F.: *Ann. Physik*, **16**:285 (1933); *Z. Physik*, **81**:363 (1933). [Sec. 3-2]

Bohr, N.: *Phil. Mag.*, **26**:1, 476, 857 (1913). [Secs. 1-1, 2-2a]

———: *Z. Physik*, **13**:117 (1923). [Sec. 2-2f]

———: *Nature*, **137**:344 (1936). [Sec. 5-1]

——— and J. A. Wheeler: *Phys. Rev.*, **56**:426 (1939). [Sec. 5-7b]

Born, M.: "Problems of Atomic Dynamics," M.I.T., Cambridge, Mass. 1936; *Z. Physik*, **37**:863 (1926); **38**:803 (1926); **40**:167 (1927). [Secs. 2-2b, 2-2c]

Brink, D. M.: "Nuclear Forces," Pergamon Press, London, 1965. [Secs. 6-2, A-2]

Brueckner, K. A., A. M. Lockett, and M. Rotenberg: *Phys. Rev.*, **121**:255 (1961). [Sec. 2-4]

Burcham, W. E.: "Nuclear Physics," McGraw-Hill Book Company, New York, 1963. [Secs. 1-1, 1-2c, 2-6, 3-1, 3-2, 3-3b, 3-4a, 3-4b, 3-6, 4-6d, 4-6h, 5-4d, 5-5a]

Chadwick, J.: *Verhandl. Deut. Physik. Ges.*, **16**:383 (1914). [Sec. 4-6]

———: *Nature*, **129**:312 (1932); *Proc. Roy. Soc. (London)* **A136**:692 (1932). [Secs. 1-1, i-2a]

Compton, A. H.: *Phys. Rev.*, **21**:483, 715 (1923); **22**:409 (1923). [Sec. 2-2a]

Cooper, J. A., J. M. Hollander, and J. O. Rasmussen: *Phys. Rev. Letters*, **15**:680 (1965). [Sec. 4-2a]

Curie, I., and F. Joliot: *Compt. Rend.*, **198**:254,559 (1934). [Sec. 4-6]

Curie, P. and M.: *Compt. Rend.*, **127**:175,1215 (1898). [Sec. 1-1]

Davis, R.: *Phys. Rev.*, **97**:766 (1955). [Sec. 4-6g]

Davission, C., and L. H. Germer: *Phys. Rev.*, **30**:705 (1927); *Proc. Natl. Acad. Sci. US*, **14**:317, 619 (1928). [Sec. 2-2]

Dearnaley, G., and D. C. Northrup: "Semiconductor Counters for Nuclear Radiations," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1963. [Sec. 3-6]

DeBenedetti, S.: "Nuclear Interactions," John Wiley & Sons, Inc., New York, 1964. [Sec. 4-4d]

de Broglie, L.: *Phil. Mag.*, **47**:446 (1924); *Ann. Phys. (Paris)*, **10**:3, 22 (1925). [Sec. 2-2a]

Deutsch, M.: *Phys. Rev.*, **82**:455 (1951); see also M. Deutsch and S. Berko: Positron Annihilation and Positronium, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and

- Schrödinger, E.: *Ann. Physik*, **79**:361, 489, 734 (1926); **80**:437 (1926); **81**:109 (1926). [Sec. 2-2a]
- Schwinger, J., and E. Teller: *Phys. Rev.*, **52**:286 (1937). [Sec. A-4]
- Segrè, E.: "Nuclei and Particles," W. A. Benjamin, Inc., New York, 1964. [Secs. 3-3, 3-3a, 3-3b, 3-5b, 4-6c]
- Siegbahn, K. (ed.): "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-6]
- Smith, C. M. H.: "A Textbook of Nuclear Physics," The Macmillan Company, New York, 1965. [Sec. 2-3d]
- Sternheimer, R. M., in L. Marton (ed.): "Methods of Experimental Physics," vol. 5, part A, Academic Press Inc., New York, 1961. [Sec. 3-2]
- Thomson, J. J.: "The Corpuscular Theory of Matter," Constable and Company, Ltd., London, 1907. [Secs. 1-1, 1-2b]
- : *Phil. Mag.*, **24**:209 (1912); *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A89**:1 (1913). [Sec. 1-2a]
- Weisskopf, V. F.: *Science*, **113**:101 (1951). [Sec. 2-5]
- : *Rev. Mod. Phys.*, **29**:174 (1957). [Sec. 5-1]
- von Weizsäcker, C. F.: *Z. Physik*, **96**:431 (1935). [Sec. 2-4]
- Wheeler, J. A.: Channel Analysis of Fission, in J. B. Marion and J. L. Fowler (eds.), "Fast Neutron Physics," vol. 2, p. 2051, Interscience Publishers, New York, 1963. [Sec. 5-7e]
- Wigner, E.: *Phys. Rev.*, **43**:252 (1933); *Z. Physik*, **83**:253 (1933). [App. A]
- Yukawa, H.: *Proc. Phys.-Mat. Soc. Japan*, **17**:48 (1935); *Rev. Mod. Phys.*, **21**:474 (1949). [Secs. 1-1, 6-2]

- The Scintillation Method, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 5, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 3-6]
- (ed.): "Electron Scattering and Nuclear and Nucleon Structure," W. A. Benjamin, Inc., New York, 1963. [Secs. 1-1, 1-2b, 6-2]
- , F. Bumiller, and M. Croissiaux: *Phys. Rev. Letters*, **5**:236 (1960). See also R. Hofstadter, 1963. [Sec. 6-2]
- , H. R. Fichter, and J. A. McIntyre: *Phys. Rev.*, **92**:978 (1953). See also R. Hofstadter, 1963. [Sec. 1-1]
- Kaplan, I.: "Nuclear Physics," 2d ed., Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1962. [Sec. 3-3]
- Kittel, C., W. D. Knight, and M. A. Ruderman: "Mechanics-Berkeley Physics Course," vol. 1, McGraw-Hill Book Company, New York, 1965. [Sec. 2-2a]
- Lee, T. D., and C. N. Yang: *Phys. Rev.*, **104**:254 (1956); **105**:167 (1957). [Secs. 1-1, 4-6h]
- Littauer, R. M., H. F. Schopper, and R. R. Wilson: *Phys. Rev. Letters*, **7**:144 (1961). [Sec. 6-2]
- Marion, J. B., and L. L. Fowler (eds.): "Fast Neutron Physics," Interscience Publishers, New York, 1963. [Sec. 5-7c]
- Mayer, M. G.: *Phys. Rev.*, **75**:1969 (1949). [Sec. 2-5c]
- Meitner, L., and O. R. Frisch: *Nature*, **143**:239 (1939). [Sec. 5-1]
- Mott, N. F.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A126**:259 (1930). [Sec. A-5]
- Pauli, W.: "Rapports du 7^e Conseil de Physique Solvay, Brussels, 1933," Gauthier-Villars, Paris, 1934. [Sec. 4-6a]
- Planck, M.: *Ann. Physik*, **4**:553 (1901). [Sec. 2-2a]
- Powell, C. F. (1946): see C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell: *Nature*, **159**:694 (1947). [Sec. 1-1]
- , P. H. Fowler, and D. H. Perkins: "The Study of Elementary Particles by the Photographic Method," Pergamon Press, London, 1959. [Sec. 3-2]
- Reines, F., and C. L. Cowan, Jr.: *Phys. Rev.*, **92**:830 (1953); *Nature*, **178**:446 (1956); *Phys. Rev.*, **113**:273 (1959); see also F. Reines, Inverse Beta Decay, in K. Siegbahn (ed.), "Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy," chap. 24, sec. H, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. [Sec. 4-6g]
- Röbinston, B. L., and R. W. Fink: *Rev. Mod. Phys.*, **32**:117 (1960). [Sec. 4-6f]
- Rutherford, E.: *Phil. Mag.*, **21**:669 (1911). [Sec. 1-1]
- : *Phil. Mag.*, **37**:581 (1919). [Secs. 1-1, 5-1]
- , J. Chadwick, and C. D. Ellis: "Radiations from Radioactive Substances," Cambridge University Press, London, 1930. [Sec. 4-1]
- and F. Soddy: *Phil. Mag.*, **4**:370, 569 (1902); **5**:576 (1903). [Secs. 1-1, 4-5, 4-6]
- Schiff, L. I.: "Quantum Mechanics," 2d ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1955. [Secs. 2-2c, 2-2g, 2-2h, 2-5b, 4-4c, 4-6c, A-2]

اتقدم بالشكر الجزيل الى المنشأة العامة لكبريت المشرق وعمادة كلية العلوم في جامعة الموصل ورئاسة جامعة الموصل على التشجيع الذي لقيته اثناء ترجمة هذا الكتاب كما اخض بالشكر مديرية دار الكتب للطباعة والنشر لقيامها بطبع هذا الكتاب واخراجه بهذا الاسلوب .
ان امتناني لعظيم الى الدكتور منعم مشكور الذي قام بمراجعة الكتاب والذي كان لملاحظاته وتقده الاثر الكبير في تحقيق الدقة العلمية في هذه الترجمة وكذلك فاني اشكر السيد محمد محمود يونس لمراجعته للكتاب من الناحية اللغوية والله الموفق

المحتويات

الفصل الاول

المفاهيم الاساسية في الفيزياء النووية	3
1 - مقدمة	3
2 - الخواص النووية الاساسية	5

الفصل الثاني

التركيب النووي	15
2 - مقدمة	15
2 - عناصر ميكانيك الكم	16
3 - طاقة الارتباط النووية	39
4 - نموذج قطرة السائل - النموذج شبه التجريبي للكتلة	48
5 - نموذج القشرة	56
6 - مستويات الطاقة النووية	73
7 - تناظر الشحنة وعدم اعتماد القوة النووية على الشحنة	78

الفصل الثالث

تفاعل الاشعاعات مع المادة	89
1 - مقدمة	89
2 - تفاعل الجسيمات المشحونة مع المادة	90
3 - تفاعل النيوترونات مع المادة	102
4 - تفاعل اشعة كاما مع المادة	109
5 - تفاعل البوزيترونات مع المادة	123
6 - الكشف عن الاشعاعات النووية	124

الفصل الرابع

الانحلال الاشعاعي	135
1 - مقدمة	135
2 - النشاط الاشعاعي	135
3 - سمك الحالات المنحلة	143
4 - انحلال كاما	145
5 - انحلال الفا	160
6 - انحلال كاما	173

الفصل الخامس

التفاعلات النووية	203
1 - مقدمة	203
2 - تطبيق قوانين حفظ الزخم	206
3 - انواع التفاعلات النووية	214
4 - مساحة القطع	216
5 - تفاعلات النواة المركبة	231
7 - الانشطار	242

الفصل السادس

القوة النووية	265
1 - مقدمة	265
2 - نظرية الميزونات في تفسير القوى النووية	266
الملحق A	274
1 - تركيب الديوترون	274
2 - نظرية الاستطارة	278

الملحق B

الخواص الفيزيائية للعناصر	296
---------------------------------	-----

الملحق C

خواص النوى المستقرة	299
---------------------------	-----

الملحق D

قيم الثوابت الفيزيائية ومعاملات التحويل	305
---	-----

المصادر	307
---------------	-----