



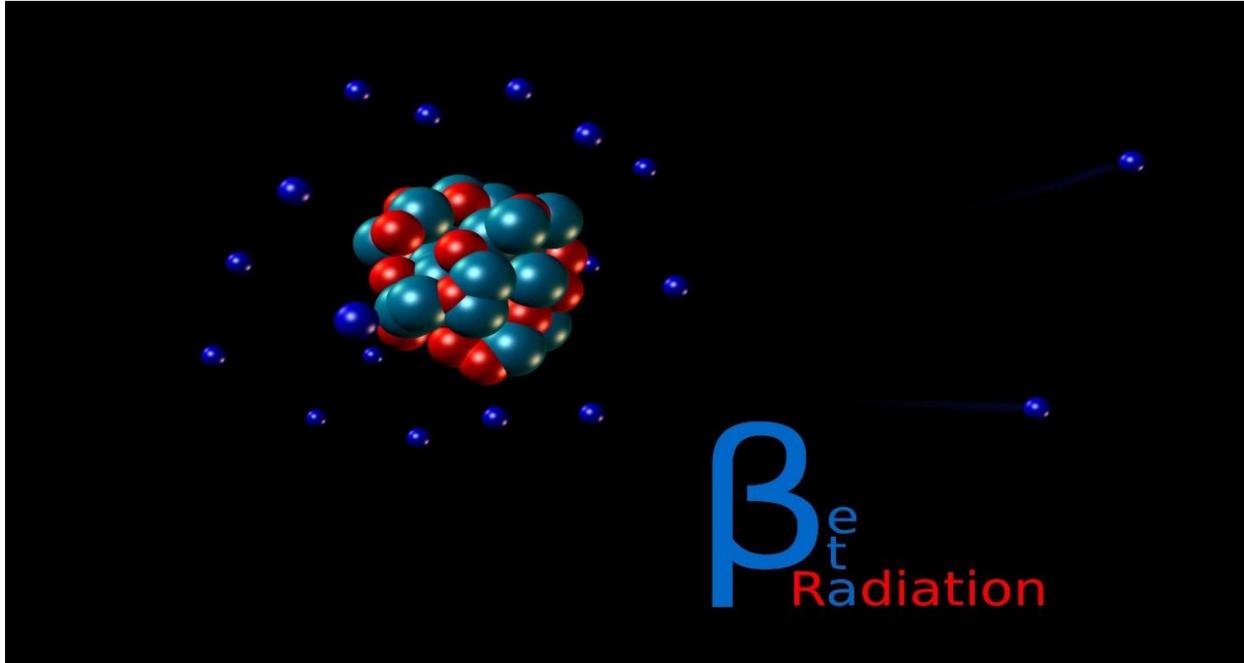
تفكك β - النووي

Nuclear β - Decay

تقديم : زين جابر حسين

إشراف : أ.غسان حايك

تاريخ : 2015/12/13



ملخص

يقدم هذا البحث تعريفاً بأحد أهم طرق تحلل نوى الذرات وهو تحلل بيتا النووي كما يقدم هذا البحث ما توصل إليه العلماء من علاقات ونظريات تدرس هذا النوع من التحلل.

الفهرس

الصفحة	العنوان
1	الغلاف
2	الفهرس
3	فهرس الصور
4	المقدمة
5	الأهداف
6	الباب الأول: تفكك بيتا النووي ودراسته حتى اكتشاف أسراره
6	الفصل الأول: تفكك بيتا، أنواعه وخصائصه
9	الفصل الثاني: الدراسات على تفكك بيتا حتى اكتشاف النترينو
12	الباب الثاني: العلاقات والنظريات التي تدرس تفكك بيتا النووي
12	الفصل الأول: تابع هاملتون لتفكك بيتا النووي
15	الفصل الثاني: العلاقة العامة لاحتمال التفكك
18	الفصل الثالث: الشرط الكوانتي لحدوث تفكك بيتا النووي
19	الفصل الرابع: نظرية $(V-\lambda A)$ لتفكك β -
22	قائمة المقترحات
22	الخاتمة
23	المراجع

فهرس الصور

الصفحة	الصورة
6	1- حزام الاستقرار
7	2- تفكك بيتا السالب
8	3- تفكك بيتا الموجب
8	4- الأسر الإلكتروني
12	5- التأثير المتبادل بين الإلكترون وحقل الإشعاع
13	6- التأثير المتبادل في تابع هاملتون لتفكك بيتا

مقدمة

كلنا نعرف المفاعلات النووية و مقدار الطاقة الكبيرة التي تنتج عنها، وبالطبع يكون المفاعل النووي مليء بالوقود الذي يكون مادة مشعة كنوى بعض الذرات الثقيلة كاليورانيوم وغيرها. وتكون هذه الذرات غير مستقرة لذلك تلجأ إلى عدة تحللات لتصبح ذرات مستقرة. وهناك نوعين من التفككات وهما تفكك ألفا وتفكك بيتا. بالنسبة لتفكك بيتا النووي إن طاقة جسيمات بيتا الصادرة عن نفس النظير تتخذ قيماً مختلفة، وهذا ما حير الكثير من العلماء؛ لأن قياس طاقة جسيمات بيتا لا يدل عن هوية المصدر الذي يصدرها. كما تعتبر مسألة تفكك بيتا النووي من أكثر مسائل النشاط الإشعاعي أهمية حيث تطلب فهم تلك الظاهرة قرابة الستين عاماً من البحث حيث استمر البحث في هذه المسألة من عام 1896 حتى عام 1961. وتم في هذه السنين الكثير من التجارب، وفرض باولي (Pauli) انطلاق جسيم معتدل الشحنة مع جسيم بيتا المنطلق سمّاه لاحقاً العالم فيرمي (النترينو)، وتم التوصل إلى العديد من القوانين والنظريات حول هذا التحلل ومنها: تابع هاملتون الذي صاغه فيرمي لوصف التأثيرات المتبادلة الضعيفة التي تصف تفكك بيتا النووي، إضافةً لوضع تابع احتمال التفكك، واستمرار البحث النظري، إضافةً لتقدم وسائل البحث التجريبية إلى أن تم الوصول إلى ما يسمى نظرية $(V - \lambda A)$ للتأثيرات المتبادلة الضعيفة. كما أثبتت كواشف مختبرات لوس ألاموس في الولايات المتحدة الأمريكية أن كثافة النترينو الإلكتروني ρ_ν تساوي كثافة الفوتونات ρ_γ في الإشعاع الكوني وهي أكبر بمقدار 10^{11} مرة من كثافة جميع المكونات الأخرى لذلك الإشعاع. وهذا ما فتح الباب واسعاً أمام الباحثين لدراسة خصائص هذا الجسيم. فكيف يحدث تفكك بيتا؟، هل له أنواع؟، ما خصائص هذا التفكك؟، ماهي هذه الدراسات التي أجريت حول هذا التفكك؟ وما علاقة النترينو بحدوث هذا التفكك؟ وهل استحق هذا الموضوع فعلاً ستين عاماً من الدراسة المكثفة؟

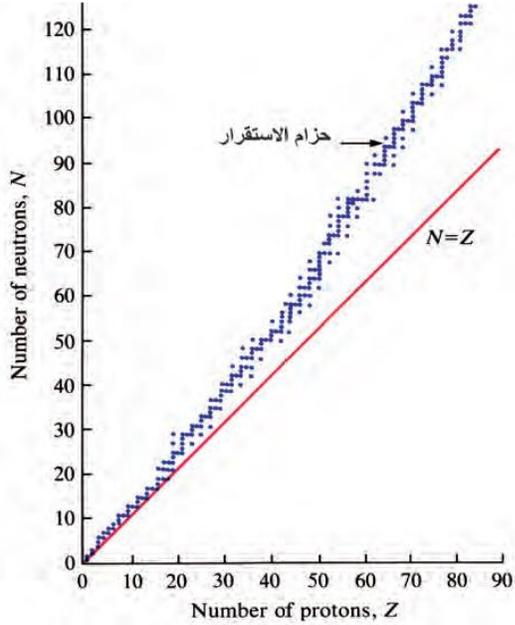
الأهداف

- (1) الإلمام بتعريف تفكك بيتا النووي ومعرفة أنواعه وخصائصه.
- (2) معرفة شكل طيف الطاقة الناتجة عن تفكك بيتا والفرق بينه وبين طيف طاقة تفكك ألفا.
- (3) الإطلاع على السبب الذي أدى لاكتشاف النترينو ومضاد النترينو.
- (4) التعريف بتابع هاملتون لتفكك بيتا النووي.
- (5) دراسة العلاقة العامة لاحتمال التفكك (W)
- (6) التعرف على الشرط الكوانتي لحدوث تفكك بيتا النووي.
- (7) دراسة نظرية $(V - \lambda A)$ لتفكك $\beta -$

الباب الأول: تفكك بيتا النووي ودراسته حتى اكتشاف أسراره

الفصل الأول: تفكك بيتا، أنواعه وخصائصه(1)

تفكك بيتا β - decay



الشكل 1 : حزام الاستقرار

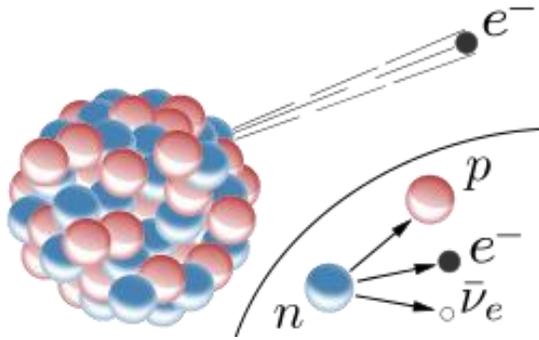
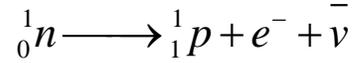
كفي تكون نواة نظير معين مستقرة يجب أن تكون النسبة بين عدد النيوترونات وعدد البروتونات في هذه النواة (أي N/Z) نسبة معينة. وتتراوح هذه النسبة بين 1 للنظائر الخفيفة وتزداد حتى تصل إلى حوالي 1.6 بالنسبة للنظائر الثقيلة. فمثلاً، يلاحظ أن نواة نظير الكربون 12 ($^{12}_6C$) مستقرة حيث أن نسبة النيوترونات إلى البروتونات هي $N/Z = 6/6 = 1$ ، وتعتبر هذه النواة من النوى الخفيفة. أما نواة نظير الكربون 14 ($^{14}_6C$) فهي نواة غير مستقرة حيث أن النسبة تصبح $N/Z = 6/8 = 1.33$. كذلك، يلاحظ أن نواة نظير السيزيوم 137 غير مستقرة لأن النسبة تصبح $1.49 = 55/82$. وتوضح الصورة التالية منحى الاستقرار بالنسبة لتفكك بيتا. وهذا المنحى عبارة عن العلاقة بين عدد النيوترونات وعدد البروتونات بالنسبة للنظائر المستقرة.

فإذا كانت النسبة بين عدد النيوترونات وعدد البروتونات للنظير المعين واقعة على منحى الاستقرار كان النظير مستقرًا بالنسبة لتفكك بيتا، وينقسم تفكك بيتا إلى ثلاثة أنواع هي:

أ- التفكك الإلكتروني (تفكك بيتا السالب) The electron decay

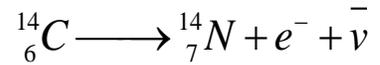
إذا زادت نسبة النيوترونات إلى البروتونات عن القيمة المحددة من منحى الاستقرار بالنسبة للنظير ذي العدد الكتلي المعين، فإن هذا يعني أن النواة تحاول أن تصل إلى حالة الاستقرار، وذلك عن طريق تحول نوترون أو أكثر داخل النواة إلى بروتون، وذلك نتيجة لتحويل النوترون المعتدل إلى بروتون موجب الشحنة مع انطلاق الكترون سالب الشحنة خارجاً من النواة يطلق عليه اسم جسيم بيتا السالب. وقد ثبت أنه أثناء عملية التحول هذه ينطلق جسيم آخر من النواة يعرف بالنتريونو

المضاد ($\bar{\nu}$). أي أن عملية التفكك الإلكتروني هي عبارة عن تحول نوترون داخل النواة إلى بروتون وانطلاق الإلكترون (جسيم بيتا السالب) و نترينو مضاد. ويمثل هذا التفكك بالمعادلة التالية:

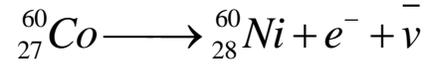


الشكل 2 : تفكك بيتا السالب

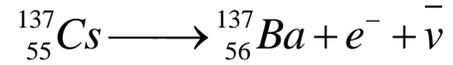
ويحدث هذا النوع من التفكك في عدة مئات من النظائر غير المستقرة (المشعة)، حيث تتكون نواة عنصر جديد نتيجة لزيادة البروتونات في النواة الوليدة بمقدار بروتون واحد. فمثلاً، عند تفكك نواة الكربون 14 تتكون نواة عنصر جديد هو النيتروجين 14، وينطلق كل من جسيم بيتا و النترينو المضاد خارجين من النواة. ويمثل هذا التفكك بالمعادلة التالية:



كذلك يعتبر الكوبالت 60 من النظائر المشعة لجسيمات بيتا مع تحوله إلى النيكل 60 طبقاً للمعادلة:

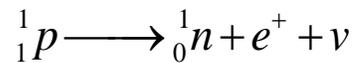


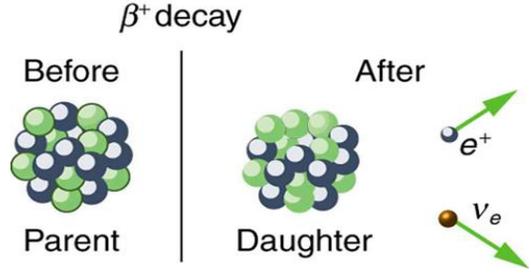
ويتفكك السيزيوم 137 إلى الباريوم 137 مع انطلاق جسيمات بيتا السالبة طبقاً للمعادلة:



ب- التفكك البوزتروني (تفكك بيتا الموجب) The positron decay

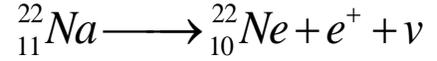
إذا قلت نسبة النيوترونات إلى البروتونات عن تلك النسبة المحددة من منحى الاستقرار للنظير ذي العدد الكتلي المعين، تعيد النواة استقرارها عن طريق تحول أحد بروتوناتها إلى نوترون، وينطلق نتيجة لهذا التحول جسيم موجب الشحنة يعرف باسم البوزترون وجسيم آخر وهو النترينو. فعملية التفكك البوزتروني هي عبارة عن تحول أحد بروتونات النواة إلى نوترون وانطلاق بوزترون (جسيم بيتا الموجب) إضافةً إلى انطلاق النترينو أيضاً نتيجة هذا التحول. ويمثل هذا التحلل بالمعادلة:





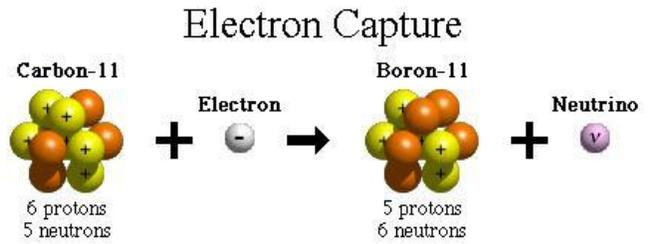
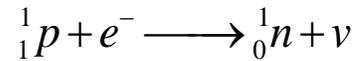
الشكل 3 : تفكك بيتا الموجب

وتوجد عدة مئات من النظائر التي يحدث فيها هذا النوع من التفكك، حيث يقل العدد الذري للنواة الوليدة بمقدار واحد، أي يتكون نظير عنصر جديد. ومن الأمثلة على هذا النوع من التفكك، تفكك الصوديوم 23 الذي يتفكك إلى النيون 22 مصدراً للبوزترون والنتريون طبقاً للمعادلة:



ج- الأسر الإلكتروني The electron capture

عندما تكون نسبة النيوترونات إلى البروتونات قليلة، يمكن أن تتحول النواة بأسلوب آخر، حيث تأسر النواة الأم أحد الإلكترونات الذرية من المدارات القريبة منها، ثم يتحد هذا الإلكترون مع أحد بروتونات النواة، فيتحول هذا البروتون إلى نوترون دون انطلاق أي من جسيمات بيتا خارج النواة، ولكن ينطلق النترينو. ويمثل الأسر الإلكتروني بالمعادلة التالية:



الشكل 4 : الأسر الإلكتروني

خصائص تفكك β - (2):

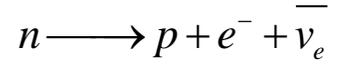
(1) يحدث نتيجة التأثيرات المتبادلة النووية الضعيفة "قوى نووية ضعيفة" التي شدتها أقل من شدة القوى النووية القوية بـ 10^{24} مرة.

(2) يتراوح عمر النصف للنوى التي تصدر إشعاعات β - المختلفة: بين 10^{-2} sec حتى 10^{18} year أي:

$$10^{-2}\text{sec} < T_{1/2} < 10^{18}\text{year}$$

(3) تصدر تفككات بيتا جميع النوى الثقيلة والمتوسطة والخفيفة.

(4) يحدث تفكك بيتا ضمن النكليون وليس ضمن النواة فقط كما هو الحال في تفكك α لذلك يصادف في الطبيعة تحول النوترون الحر n إلى بروتون p مطلقاً زوجاً $(e^-, \bar{\nu}_e)$:



حيث عمر النصف للنوترون الحر 10.6min، ومتوسط حياته 15.3min.

(5) تنحصر الطاقة المنتشرة والمتولدة عن هذا التفكك في المجال (0.02_16.6)Mev.

(6) الطيف الطاقي لجسيم بيتا الناتج في تفكك بيتا مستمر وذلك لانطلاق الزوج (e, ν_e) .

الفصل الثاني: الدراسات على تفكك بيتا حتى اكتشاف النترينو (3)

تعتبر ظاهرة النشاط الإشعاعي المكتشفة صدفة في مختبر العالم بكريل عام 1896 من أهم الظواهر الطبيعية التي قادت لظهور الفيزيائية الحديثة بصورة عامة.

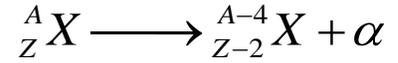
وأدت دراسات رزرفورد وبكريل التجريبية إلى تحديد طبيعة هذه الإشعاعات، حيث تبين أنها مكونة من ثلاثة أنواع وهي:

(1) أشعة موجبة الشحنة سميت أشعة ألفا α وتمثل نواة ذرة الهيليوم.

(2) أشعة سالبة الشحنة سميت أشعة بيتا β وتمثل الإلكترونات.

(3) أشعة معتدلة الشحنة سميت أشعة غاما γ وتمثل أمواجاً كهرومغناطيسية.

وقد نجحت نظرية ميكانيك الكم اللانسي في تفسير ظاهرة تفكك α على أساس ظاهرة النفق الكوانتية، كما حددت خصائص هذا التفكك بدقة كبيرة، كما فسرت لماذا يكون طيف الطاقة لجسيم α متقطعاً، وهذه الخاصية نحصل عليها من قانون انحفاظ الطاقة في تفكك α حيث:



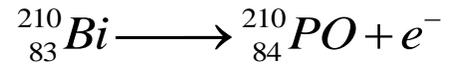
وبالتالي نستطيع أن نكتب:

$$E_\alpha = (\Delta M)C^2 \quad \Delta M = (M_i - M_f - M_\alpha)$$

حيث: M_i (M_f): كتلة النواة الأم (الوليدة)، M_α : كتلة جسيم ألفا

أي أن جسيم ألفا الناتج عن التفكك يأخذ قيمة واحدة فقط للطاقة.

كما قام العالم الإنكليزي (D.Chadvek) عام 1914 بقياس طيف تفكك β الإلكتروني التالي:



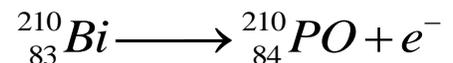
فاتضح أنه طيف مستمر، أي يمكن للإلكترون أن يأخذ أية قيمة للطاقة من الصفر وحتى قيمة محددة، وهذا يتناقض مع تصورنا وفهمنا لآلية حدوث هذا التفاعل، والذي تبينه العلاقة المشابهة من حيث الشكل لآلية حدوث تفكك α - النووي. وفي الواقع فإن النواة الأم (X_i) والنواة الوليدة (X_f) تملكان كتل محددة، وبالتالي طاقة الإلكترون يجب أن تكون محددة بالعلاقة:

$$Q = E_{e^-} = (M_i - M_f - M_e)c^2$$

إذاً يبقى السؤال لماذا يكون طيف طاقة الإلكترون مستمراً؟

لذلك فقد اقترح L.Mitner أن الإلكترون يأخذ كل الطاقة لحظة التفكك، لكن عندما يتحرر من النواة فإنه يخسر جزءاً منها أو كلها وذلك عن طريق الفناء أو إصدار أشعة γ .

ثم قام العالمان (V.A.Voster, K.D.Ellic) بإجراء تجربة، تم خلالها قياس كامل طاقة الإلكترون الصادر عن التفاعل:



وكذلك تم حساب الطاقة الحرارية المنتشرة أثناء عملية التفكك، ولكنهم لم يلاحظوا انطلاق أشعة γ ، فكانت النتيجة أن $E_e = 0.4Q$ حيث E_e : الطاقة العظمى للإلكترون. وهذه النتيجة تتوافق تماماً مع النتائج التي توصل إليها (D.Chadvek)

هذه النتائج قادت العالم N.Bouhr في عام 1917 للتصريح أن تفكك β يحرق أهم قوانين الإنحفاظ في الطبيعة، وهو قانون إنحفاظ الطاقة.

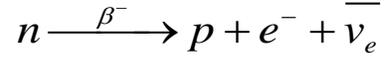
المعضلة الثانية ظهرت بعد اقتراح فرضية إمتلاك الإلكترون لعزم لفي ذاتي (سبين) قيمته $S_e = \frac{1}{2} \hbar$ ، عندئذ اتضح أيضاً أن قانون انحفاظ العزم الحركي الكلي غير محقق في تفكك β حيث تبين أن سبين النواة الأم $^{210}_{83}Bi$ وكذلك سبين النواة الوليدة ($^{210}_{84}PO$) مساويان للصفر، وبالتالي فإنه وفق قواعد ميكانيكا الكم الإحصائي لا يمكن لنواة ما الانتقال من سوية بوزي إلى سوية فيرمي.

وفي تاريخ 1930/12/4 أرسل باولي ورقة عمل إلى الندوة الدولية للنشاط الإشعاعي المنعقدة في السويد، قال فيها: لقد وجدت وسيلة رائعة لإنقاذ قانون إنحفاظ الطاقة وكذلك قانون انحفاظ العزم الحركي الكلي لتفكيك β ، حيث ينطلق مع الإلكترون جسيم معتدل الشحنة الكهربائية والذي أطلق عليه تسمية نيترينو، وبالتالي فإن طيف طاقة β الإلكتروني أصبح واضحاً، حيث تتوزع طاقة التفكك (Q) بين الإلكترون والنيترينو المرافق له، ولكن بشرط أن يكون مجموع طاقتيهما في كل لحظة ثابتاً ومساوياً (Q)، كما أن سبينه مساوياً ($S_\nu = \frac{1}{2}$) وبالتالي يكون قانون انحفاظ العزم الحركي الكلي محققاً.

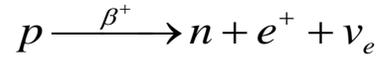
لكن باولي لم يتمكن من حل جميع مشاكل تفكك β ، حيث اقترح وجود الثنائية (الإلكترون، النيترينو) في النواة، لكنه لم يحدد كيف وبتأثير أي قوى ترابط يتم هذا التفكك.

اقترح Ivaninko و D.chadvek عام 1932 وجود النوترون في النواة، بناءً على ذلك فقد وضع العالم الإيطالي Fermi عام 1934 القاعدة الأساسية لنظرية تفكك β^- ، والتي تتضمن فرضية باولي، حيث تلخص فكرة هذه النظرية بما يلي:

بما أن النواة المثارة تطلق الفوتونات، فإنه في حالة تفكك β^- يتحول أحد نوترونات النواة إلى بروتون مطلقاً الشئانية $\bar{\nu}_e, e^-$ كما يلي:



أما في حالة تفكك β^+ فإن:

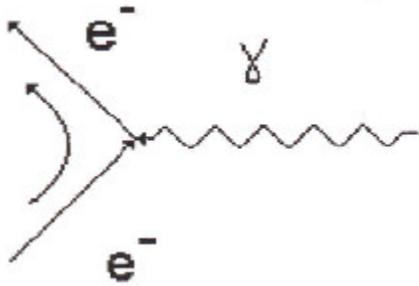


وتجدر الإشارة هنا إلى أن التأثيرات المتبادلة بين الجسيمات الأربعة السابقة تحدث في نقطة واحدة وفي نفس اللحظة. في الحقيقة أوضحت نظرية فيرمي (Fermi) الخصائص الرئيسية لتفكك β^- ، كشكل طيف الطاقة، وارتباط الطاقة الحدية E_C للإلكترون بزمن التفكك الذي توافق تماماً مع ظهور النترينو.

الباب الثاني: العلاقات والنظريات التي تدرس تفكك بيتا النووي(4)

الفصل الأول: تابع هاملتون لتفكك بيتا النووي

صاغ العالم فيرمي في عام 1934 تابع هاملتون الذي يصف تفكك β^- النووي، وذلك بعد اعتماده على نفس الدراسة المتبعة في بناء النظرية الكوانتية الكهرطيسية (نظرية ديراك) حيث تم وصف التأثير المتبادل بين الإلكترون وحقل الإشعاع A_μ ، بتابع هاملتون الذي يكتب بالشكل التالي:



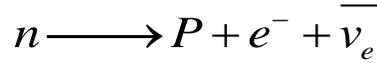
$$H_\beta = -e(\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e) A_\mu$$

حيث أن A_μ : يمثل المتجه الرباعي لكمون الحقل الإشعاعي، أما الحد الأول فيمثل كثافة التيار الكهرطيسي (الإلكتروني)، أما الفكرة البسيطة للعلاقة السابقة هي أنه يمكن للإلكترون أن يمتص أو يطلق فوتوناً (γ) وذلك نتيجة للتأثير المتبادل بينه وبين حقل الإشعاع (A_μ).

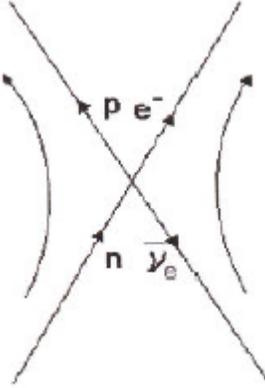
الشكل 5 : التأثير المتبادل بين الإلكترون وحقل الإشعاع

(2) وآخرون، د. ت. م. (1994). (الفيزياء النووية، منشورات جامعة البعث. (3) صقر، ه. ج. (2009). (الظواهر السينية في تفكك بيتا النووي وقوانين الانحفاظ-سي بي تي اللاذقية سورية، جامعة تشرين كلية العلوم قسم الفيزياء.

بمناقشة أبسط أشكال تفكك β^- النووي الذي هو:



حيث تلعب الثنائية $(\bar{e}, \bar{\nu})$ في نظرية فيرمي نفس الدور الذي يلعبه الفوتون في النظرية الكوتبية الكهرطيسية، إلا أن عملية انتقال النكليون من السوية الابتدائية إلى السوية الجديدة تترافق مع تغير شحنة النكليون وبالتالي تجري التبدل التالي:



الشكل 6 : التأثير المتبادل في تابع هاملتون لتفكك بيتا

$$(\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e) \longrightarrow (\bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n)$$

$$A_\mu \longrightarrow (\bar{\psi}_{e^-} \gamma^\mu \psi_{\nu^-})$$

كما إننا سنستعوض عن شحنة الإلكترون (e) بالقيمة $G_F / \sqrt{2}$ ، والتي تدعى ثابت فيرمي للتأثيرات المتبادلة الضعيفة، حيث تم تحديد قيمتها تجريبياً فوجد أنها تساوي:

$$G_F = (1.035 \times 10^{-5}) / M_p^2$$

ومنه يكون تابع هاملتون لتفكك β^- النووي يكتب بالصيغة التالية:

$$H_{\beta^-} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n) \cdot (\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_{\nu^-})$$

وقد اكتشف تفكك β^+ لأول مرة عام 1934، أما ظاهرة الأسر الإلكتروني فقد تم اكتشافها عام 1938، وبالتالي فإنه يمكن تعميم العلاقة السابقة لتشمل الظاهرتين الجديدتين، وذلك بأخذ المرافق الهرميتي لها فتصبح:

$$H_{\beta^-} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ (\bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n) \cdot (\bar{\psi}_{e^-} \gamma^\mu \psi_{\nu^-}) + (\bar{\psi}_n \gamma^\mu \psi_p) \cdot (\bar{\psi}_{\nu^-} \gamma^\mu \psi_{e^+}) \}$$

حيث تمثل هذه العلاقة تابع هاملتون فيرمي لوصف تفكك β^- النووي.

نلاحظ أن تابع هاملتون فيرمي هو ناتج الجداء السلمي لمتجهين، لذلك فهو لا متغير بالنسبة لتحويلات لورانتس، وكذلك بالنسبة لعملية عكس الأحداث إلا أن فيرمي وغاما وتيلر بينوا عام 1936 أنه توجد بنية أكثر شمولية لتابع هاملتون الذي يصف تفكك β -النووي، وهي خطية بالنسبة لحقول الجسيمات $\psi_p, \psi_n, \psi_e, \psi_\nu$ ومرافقاتها، ولا تحوي جداءاتها، وبالتالي يمكننا كتابة تابع هاملتون بدقة بالصيغة العامة التالية:

$$H_\beta = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{J=S,V,T,A,P} C_J (\overline{\psi_p} \hat{\Omega}_J \psi_n) \cdot (\overline{\psi_e} \hat{\Omega}_J \psi_\nu) \dots (1)$$

حيث C_J : ثابت تجريبي

ψ : تابع ديراك الموجي لجسيم واحد، وهو معرف بالعلاقة التالية:

$$\psi_\ell(r, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} U_\ell(\vec{P}) \cdot e^{\frac{-i}{\hbar}(E_\ell t - \vec{P}_\ell \vec{r})}$$

حيث إن: $\ell = \bar{e}, \tilde{\nu}$

$$\psi_{\bar{\ell}}(r, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} U_{\bar{\ell}}(-\vec{P}) \cdot e^{\frac{-i}{\hbar}(E_\ell t - \vec{P}_\ell \vec{r})}$$

U - بي سينور ديراك

كما أن:

$$\psi_N(r, t) = \psi_N(\vec{r}) \cdot e^{\frac{-i}{\hbar} E_N \cdot t}$$

$N=n, p$ ومنه:

$$\psi_{\bar{N}}(r, t) = \psi_{\bar{N}}^*(\vec{r}) \cdot e^{\frac{-i}{\hbar} E_{\bar{N}} \cdot t}$$

حيث أن $\Omega_j = I, \gamma^\mu, \gamma^\mu \gamma^5, \sigma^{\mu\nu}, \gamma^5$:

$\bar{\psi}\psi$ - (تأثير سلمى)

$\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ - (تأثير متجهي)

$\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$ - (تأثير محوري)

$\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi$ - (تأثير تنزقي)

$\bar{\psi}\gamma^5\psi$ - (تأثير شبه سلمى)

الفصل الثاني: العلاقة العامة لاحتمال التفكك (W)

أهم مقدار فيزيائي يميز التفاعلات النووية يدعى سعة التفاعل وهو معرف بالعلاقة التالية:

$$A_{\beta}(t) = \frac{-i}{\hbar} \int_0^t dt \int H_{\beta} d^3 r \dots (2)$$

بتعويض العلاقة (1) في (2) نجد:

$$A_{\beta}(t) = \frac{-i}{\hbar V} \sum_{J=S,V,\dots} C_J (\bar{U}_e \hat{\Omega}_J U_{\bar{\nu}}) M_j \int e^{\frac{-i}{\hbar}(E_n - E_p - E_e - E_{\bar{\nu}})t} dt \dots (3)$$

يمثل M_j التيار النووي المعرف بالعلاقة التالية:

$$M_j = \int \bar{\psi}_p(\vec{r}) \hat{\Omega}_d \psi_n(\vec{r}) \cdot e^{\frac{-i}{\hbar}(\vec{P}_e + \vec{P}_{\bar{\nu}})\vec{r}} d^3 r$$

$d^3 r$... حجم النواة

تعطى طاقة جسيم نسبي (V_i تتناسب مع C) بالعلاقة التالية:

$$E_i = (C^2 P^2 + C^4 m_i^2)^{\frac{1}{2}} = C \hbar K_i$$

$$K_i = (k^2 + k_{oi}^2)^{\frac{1}{2}} \quad k_{oi} = \frac{m_i c}{\hbar} \quad \text{حيث:}$$

وبالتالي فإننا نستطيع أن نكتب:

$$\int_0^t \longrightarrow \int_0^t e^{-ic(K_n - K_p - K_e - K_v^-)t} .dt$$

كما يحدد احتمال تفكك النوى بالعلاقة الرياضية العامة التالية:

$$dW = \frac{\partial}{\partial t} \sum_{K_e, k_v} |A_{\beta^-}(t)|^2$$

وبالتعويض مع (3) نجد:

$$dW_{\beta^-} = \frac{2\pi}{c \hbar^2 V^2} \sum_{K_e, k_v} |S|^2 .\delta(K_n - K_p - K_e^- - K_v^-)$$

حيث أن:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left| \int_0^t e^{-ic(K_n - K_p - K_e^- - K_v^-)t} .dt \right|^2 = \frac{2\pi}{c} \delta(K_n - K_p - K_e^- - K_v^-)$$

كما أن:

$$S = \sum C_j (\bar{U}_e^- \hat{\Omega} U_v^-) M_j$$

ولكن بما أن طيف تفكك β^- مستمراً فإننا نستطيع أن نكتب ما يلي:

$$e^{\frac{-i}{\hbar}(\vec{P}_e + \vec{P}_v)\vec{r}} \approx 1$$

$$\frac{(\vec{P}_e + \vec{P}_v)\vec{r}}{\hbar} \approx \frac{(\vec{P}_e + \vec{P}_v)\vec{r}}{\hbar} \approx \frac{r}{\frac{\hbar}{mc}} \approx 10^{-4} \ll 1$$

إذاً:

$$M_j = \int \bar{\psi}_p \hat{\Omega}_j \psi_n(\vec{r}) . d^3 \vec{r}$$

لكن:

$$\frac{1}{V^2} \sum_{K_e^\Gamma, K_v^\Gamma} \longrightarrow \frac{1}{(2\pi)^6} \int d^3 k_e \int d^3 k_v$$

حيث:

$$d^3 k_i = k_i^2 dk_i . d\Omega_i$$

ويعطى احتمال انطلاق الإلكترون بطاقة (k_e) في المجال $[K_e, K_e + dK_e]$ وضمن الزاوية $d\Omega_e$ ، والنترينو ضمن الزاوية $d\Omega_v$ بالعلاقة التالية:

$$dW = \frac{2\pi . d\Omega_e . d\Omega_v . K_e^2 dK_e}{ch^2 (2\pi)^6} \times \int |S|^2 . K_v^2 \delta(k_n - k_p - k_e - k_v) dk_v \dots (4)$$

حيث:

$$|S|^2 = \sum_j C_j C_j^* (\bar{U}_v^- \hat{\Omega}_j U_e) (\bar{U}_e \hat{\Omega}_j U_v^-) M_j M_j^+$$

حيث تحدد العلاقة السابقة ما يعرف بمصفوفة الانتقال.

وباستخدام خواص تابع ديراك، فإن العلاقة (4) تأخذ الشكل العام التالي:

$$dW = \frac{d\Omega_e \cdot d\Omega_v \cdot dk_e}{ch^2(2\pi)^6} \cdot k_e \cdot K_e \cdot (\Delta K - K_e - m_v^2)^2 \cdot |S|^2$$

حيث:

$$K_v = \sqrt{(\Delta K - K_e)^2 - m_v^2}$$

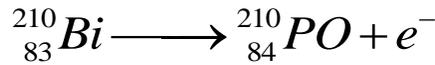
الفصل الثالث: الشرط الكوانتي لحدوث تفكك بيتا النووي:

تحدد هذه الخاصية ما يسمى بالانتقالات المسموحة في تفكك β^- ، حيث:

$$e^{\frac{-i}{\hbar}(\vec{p}_e + \vec{p}_v)\vec{r}} = \sum_{\ell=0}^n J_{\ell}(K) \cdot P_{\ell}(\cos \theta) \longrightarrow 1$$

وهذه من خصائص كثيرات الحدود ليجندر عندما $\ell = 0 \Rightarrow P_{\ell} \longrightarrow 0$ وبالتالي فإن العزم الكلي للشائبة

المنطلقة (e^-, \vec{v}_e) يجب أن يحقق قانون انحفاظ العزم الحركي الكلي في التفاعل:



أي:

$$\Delta J = 0 \Rightarrow \vec{S}_e \uparrow \downarrow \vec{S}_v \quad ; \quad (S = 0, \ell = 0) \Rightarrow J = 0 \dots (5)$$

يسمى الانتقال المحقق للشرط السابق بانتقال فيرمي ويرمز له بالرمز $\int 1$ ، والتيار النووي الموافق له M_F ، ويوافق

التأثيرات المتبادلة الضعيفة بين التيارات ذات البنية S, v, j .

لاحقاً لاحظ العالمان غاما وتيلر من التجارب أن النوى يمكن أن تتفكك من السويات المثارة $(J_I \neq 0)$ إلى نوى

وليدة في الحالة المثارة أيضاً $(J_F \neq 0)$ ، ولكن دوماً يجب أن يتحقق الشرط التالي:

$$\Delta J = J_F - J_I = 0, \pm 1; (n \longrightarrow n', n \neq 0) \dots (6)$$

وبالتالي فإن العزم الزاوي الكلي للشائبة المنطلقة $(e^-, \bar{\nu}_e)$ ، يجب أن يحقق دوماً قانون انحفاظ العزم الكلي في تفكك β - أي:

$$\ell = 0 \Rightarrow J = 0, \pm 1 \Rightarrow \left(\begin{array}{c} \uparrow \uparrow, \downarrow \downarrow, \rightarrow \bar{s}_e \\ \leftarrow \bar{s}_\nu \end{array} \right)$$

ويسمى الانتقال المحقق للشرط: $(n \longrightarrow n', n \neq 0)$ ، $\Delta J = J_F - J_I = 0, \pm 1$ ، بانتقال غاما-تيلر ويرمز له بالرمز $M_{GT} \equiv \int \vec{\sigma}$ ويوافق التأثيرات المتبادلة $j = T, A$.

يحدد الشرطان (5) و(6) ما يسمى بقواعد الاصطفاء، أو الشرط الكوانتي لحدوث تفكك β - النووي.

الفصل الرابع: نظرية $(V - \lambda A)$ لتفكك β -

تبين العلاقة (3):

$$A_{\beta}(t) = \frac{-i}{\hbar V} \sum_{J=S,V,T,P,A} C_J (\bar{U}_e \hat{\Omega}_J U_{\bar{\nu}}) M_j \int e^{\frac{-i}{\hbar}(E_n - E_p - E_e - E_{\bar{\nu}})t} dt$$

أنه في الحالة العامة تشارك جميع مركبات التيار النووي $J : (J = S, V, T, P, A)$ في التيار المتبادل مع التيار اللبتوني l_{μ} .

إلا أن القياسات التجريبية لطاقة تفكك β لمعظم النوى بينت أنها صغيرة جداً بالنسبة لكتلة النكليون.

أي يجب كتابة تابع هاملتون (*) في التقريب اللانسي.

هذا الانتقال يتم باستخدام تحويل Foldi-vaotkozina التالي:

$$H' = e^{(is)} H e^{(-is)}$$

حيث:

$$is = \frac{\beta}{2M_N} (\alpha.P_N + H_{\beta^-}^{(0)})$$

حيث يمثل P_N - دفع النكليون، $H_{\beta^-}^{(0)}$ - الجزء الفردي من تابع هاملتون H_{β^-} .

يملك تابع هاملتون H'_{β^-} الشكل التالي:

$$H' = H'_N + H'_{\beta^-}$$

حيث:

$$H'_N = \frac{\beta \cdot P_N^2}{2M} + \beta M$$

$$(I) \dots H'_{\beta^-} = \frac{\beta}{2M} \{ \alpha \cdot P_N, H_{\beta^-}^{(0)} \}_+ + H_{\beta^-}^{(e)}$$

حيث $H_{\beta^-}^{(e)}$ - الجزء الزوجي من تابع هاملتون H_{β^-} .

لنكتب تابع هاملتون H_{β^-} بالصيغة التي تظهر فيها مؤثرات ديراك الزوجية والفردية فنجد:

$$H_{\beta^-}^{(e)}(r) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [iC_V \ell_4(r) + C_S \beta q_\mu \ell_\mu + C_A \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{\ell} - iC_T (\beta \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{q} \cdot \vec{\ell}_4(r) - \beta \vec{\sigma} \cdot \vec{\ell}(r) \cdot q_4)]$$

(II)

$$H_{\beta^-}^{(0)}(r) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [G_V \vec{\alpha} \cdot \vec{\ell} - iC_A \gamma_5 \cdot \ell_4(r) + C_P \cdot \beta \cdot \gamma_5 \cdot \vec{q}_\mu \cdot \vec{\ell}(r) - ic_T \cdot \beta \cdot \vec{\alpha} \times \vec{q} \cdot \vec{\ell}(r)]$$

(III)

حيث:

$$q_\mu = (\vec{q}, iE_0)$$

نستطيع باستخدام العلاقات الثلاث السابقة: (I) و (II) و (III) إيجاد صيغة H'_{β^-} التالية:

$$H'_{\beta^-}(r) = \frac{-G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{aligned} & \left[i(C_V + C_S E_0) - i \left(\frac{C_A}{2M} + \frac{C_P}{2M} E_0 + C_T \right) \sigma \cdot q + i \left(\frac{C_A}{M} (\vec{\sigma} \cdot \vec{q}) \right) \right] \ell_4(r) \\ & + \left[(C_A + C_T (-E_0 + \frac{\vec{p} \cdot \vec{q}}{M} - \frac{q^2}{2M})) \vec{\sigma} - \frac{i}{2M} (C_V) \vec{\sigma} \times \vec{q} + \frac{1}{2M} (C_T - C_P) \vec{\sigma} \cdot \vec{q} \cdot \vec{q} \right] \\ & - \left[\frac{C_V}{2M} q + \frac{C_V}{M} \vec{p}(r) \right] \vec{\ell}(r) \end{aligned} \right\}$$

حيث: $q_4 = iE_0$ الطاقة المنقولة، ℓ_4 توافق $\hat{\theta} \equiv \gamma_4$ أما $\vec{\ell}$ فتوافق $\hat{\theta} \equiv \vec{\gamma}$.

نلاحظ وجود حدود تتناسب مع المقدار $\left(\frac{\vec{q}}{M} \right)_N$ أو $\left(\frac{\vec{p}}{M} \right)_N$ وهي مقادير صغيرة بالنسبة لبقية الحدود لذلك نهمل دورها في تابع هاملتون السابق أي:

$$H'_{\beta^-}(r) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[-iC_V \ell_4(r) + C_A \vec{\sigma} \cdot \vec{\ell}(r) \right]$$

تبين هذه العلاقة أن المركبتين $A, V = j$ فقط تساهمان في التأثيرات المتبادلة بين النواة والتيار اللبتي ℓ_μ .

إذاً تملك مصفوفة العناصر (سعة التفاعل) لتفكك β^- النووي الصيغة التالية:

$$A_{i \rightarrow f} = \int \psi_\beta^+(r) \cdot H'_{\beta^-}(r) \psi_n(r) \cdot d^3 r$$

حيث:

$$M_F = \int \psi_p^+ I \psi_n \cdot d^3 r = \int 1 \quad M_{GT} = \int \psi_p^+ \vec{\sigma} \psi_n \cdot d^3 r = \int \vec{\sigma}$$

(4) صقر، ه. ج. (2009). (الظواهر السينية في تفكك بيتا النووي وقوانين الانحفاظ-سي بي تي اللاذقية سورية، جامعة تشرين كلية العلوم قسم الفيزياء.

(5) U.M.Shirkov (1980). "Nuclear physics."

(6) R.J.Blin (1973). "Fundamental interactions and the Nucleus."

قائمة المقترحات

1. تشجيع الباحثين السوريين للتوجه نحو هذا المجال.
2. اهتمام الجهات السورية والمختصين بأهمية هذا العلم والعمل نحو تطويره.
3. تقديم الإمدادات والمعونات المالية وكل ما يحتاجه الباحثين بهذا العلم للتقدم أكثر وأكثر فيه.
4. إقامة المختبرات العلمية الحديثة القادرة على استيعاب عدد كافي من الباحثين للقيام بالتجارب العلمية عن هذا الموضوع.
5. إيفاد الكوادر العلمية الموثوقة إلى الجامعات الغربية للاستفادة من خبراتهم وتقنياتهم الموجودة والعودة لإفادة القطر بها.
6. إقامة ندوات للتثقيف والتعليم عن هذا المجال.

الخاتمة

من خلال هذا البحث نكون قد غصنا في بحر تفكك بيتا النووي. وتعرفنا على أنواعه والفرق بينها. كما تعرفنا على خصائص هذا التحلل كشكل طيف الطاقة. وفهمنا سبب كون طيف الطاقة مستمراً على عكس طيف الطاقة لتفكك ألفا. كما تعرفنا على النترينو ومضاد النترينو . ووجدنا أيضاً تأثير النترينو على تفكك بيتا النووي. فهل من الممكن أن نكون، رغم كل هذه الدراسات، على أبواب هذا الموضوع، وأن كل ما توصل إليه العلم في هذا المجال مجرد البدايات لفتح أبواب جديدة قد نصل منها إلى الطرق المثلى لإنشاء المفاعلات النووية التي من الممكن أن تغير العالم بوصفها مصدراً كبيراً للطاقة؟؟؟

المراجع

- (1) أحمد.أ.د.م. ف and السريع.أ.د.أ.ب.م. مبادئ الإشعاعات المؤينة والوقاية منها. (2007). جامعة الملك سعود, اللجنة الدائمة للوقاية من الإشعاعات.
- (2) وآخرون. د.ت.م. الفيزياء النووية. (1994), منشورات جامعة البعث.
- (3) صقر.ه.ج. الظواهر السبينية في تفكك β -النووي وقوانين الانحفاظ -CPT. (2009). اللاذقية سورية, جامعة تشرين كلية العلوم قسم الفيزياء.
- 4) U.M.Shirkov (1980). "Nuclear physics."
- 5) R.J.Blin (1973). "Fundamental interactions and the Nucleus."