

تحديد كتلة النترينو بدراسة طيف أشعة بيتا السالبة β^- لنظير السترونسيوم-90

الدكتور جبور نوفل جبور*

الدكتور جهاد كامل ملحم**

هبة كاسر الأطرش***

تاريخ الإيداع 4 / 8 / 2015. قُبِلَ للنشر في 5 / 11 / 2015

□ ملخص □

تمَّ في هذا العمل، استخدام كاشف وميضي للقياسات التجريبية مع منبع السترونسيوم-90 كمحاولة لقياس كتلة النترينو الإلكتروني إنطلاقاً من تقنية بسيطة ومختلفة عما هو مُستخدم في هذا المجال حيث أن التقنيات الحالية معقدة جداً وتتطلب مبالغ طائلة.

تمَّ أيضاً معايرة الكاشف (إيجاد معادلة مستقيم المعايرة)، أي إيجاد العلاقة بين رقم القناة في المحلل المتعدّد الألفية المستخدم في التجربة وطاقة الإلكترونات الناتجة عن تفكك السترونسيوم-90، وتمَّ أيضاً تحديد الطاقة العظمى لجسيمات β^- (للإلكترونات)، تجريبياً، بتحديد رقم القناة ومن ثمَّ استنتاج قيمة الطاقة انطلاقاً من معادلة مستقيم المعايرة.

درسنا تغير طاقة التفكك بتابعية مادة ماصة وهي عبارة عن صفائح من الألمنيوم ذات سماكات مختلفة. لوحظ تناقص قيم الطاقة العظمى للإلكترونات بزيادة سماكة الصفائح. تبين أن تغير الطاقة بتابعية السماكة الممثل بالتابع $E = f(x)$ هو عبارة عن مستقيم ميله سالب.

سمح تطبيق نظرية فيرمي ومخطط كوري بإيجاد الطاقة العظمى للإلكترونات الناتجة عن التفكك (1697,58 keV)، وهذه القيمة قريبة من القيمة التجريبية التي تمَّ الحصول عليها (1653,45 keV)، مع خطأ يُقدر بـ (2,6%). وجدنا أن كتلة النترينو الإلكتروني معدومة تقريباً، أو يمكن القول: إن تفكك السترونسيوم-90 لا يسمح بقياس كتلة النترينو بشكل دقيق، وهذا بسبب القيمة الكبيرة لطاقة تفكك هذا النظير المُشع، السترونسيوم-90.

الكلمات المفتاحية: أشعة غاما، كاشف يوديد الصوديوم (NaI)، مستقيم المعايرة، كتلة النترينو، نظرية فيرمي، مخطط كوري.

* أستاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

** أستاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

*** طالبة دراسات عليا (ماجستير) - اختصاص فيزياء إشعاعية - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

Determination of the neutrino mass through the study of the energy spectrum of β^- radiation of Strontium-90 isotope

Dr. Jabbour Noufal Jabbour*
Dr. Jehad Kamel Mulhem**
Hiba Kasser Alatrash***

(Received 4 / 8 / 2015. Accepted 5 / 11 / 2015)

□ ABSTRACT □

In this work, using a scintillation detector with Strontium-90 source as a try to measure the electronic neutrino mass from a simple technique and different from what is used in this area where current techniques used are very complex and require substantial amounts.

Also, detector calibration (to find the straight calibration equation), in addition to identified the maximum energy of β^- particles (electrons), experimentally, by selection the channel number and then finding the energy value from the calibration equation (as a straight line).

We have studied the disintegration changed energy with absorbent material which is an aluminum slices that have different thickness.

We have observed the decrease in the values of the maximum energy of the electrons with increases the thickness of the slices. The energy changes with thickness as: $E = f(x)$, (a straight line have a negative inclination).

Applying Fermi 's theory and Kurie's plot allowed to find the maximum energy of disintegration electrons (1697,58 keV), this value is so close to experimental value (1653,45 keV), with dubity (2,6%)

We have found that the electronic mass neutrino mass is almost to be non-existent, or we can said that the Strontium-90 disintegration does not allow to measure mass neutrino mass accurately, this is due to the high value of the disintegration energy of the Strontium-90 isotope.

keyWords: Gamma rays, sodium iodide (NaI) detector, calibration Line, neutrino mass, Fermi theory, Kurie diagram.

* Professor, Physics Department, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

** Professor, Physics Department, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

*** Postgraduate Student, Radiation Physics, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

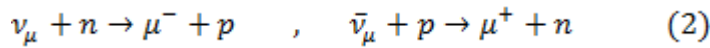
مقدمة

ظهر النترينو عام 1930 عندما أرسل وولفغانغباولي (Wolfgang Pauli) رسالة إلى الجمعية الفيزيائية في تابينجين" (Physical Society of Tübingen) [1-8] حيث افترض وجود جسيم جديد خفيف غير مشحون، ذات نفوذية كبيرة وله سبين نصف (1/2). بعد سنوات عديدة، أطلق فيرمي (Fermi) على هذا الجسيم اسم النترينو [9]. سمحت فرضية النترينو بتأمين انحفاظ الطاقة، كمية الحركة والعزم الزاوي في تفككات بيتا، وحل لغزين هما: الإحصاء غير الصحيح لنوى الأزوت (كارثة الأزوت – the catastrophe of azote) والظيف المستمر للإلكترونات تفككات بيتا (β -Disintegration).

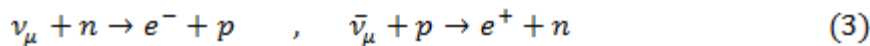
بعد 23 سنة من فرضية باوليللنترينون لم يتم ملاحظة هذا الجسيم. سمحت سلسلة من التجارب، تم إجراؤها ما بين 1953-1965 من قبل رينز (Reins) و (Cowan) [10]، بملاحظة النترينو بشكل جلي وواضح. في الواقع، إن الجسيم الذي تم اكتشافه كان يُدعى بـ "مضاد النترينو الإلكتروني" $\bar{\nu}_e$. يمكن ملاحظة تدفق كبير للنترينوات في المفاعلات النووية. تم ملاحظة ومراقبة التفاعلات في خزان كبير لسائل ومضاني (أو وميض) بوساطة تفاعل تفكك بيتا المعاكس:



إن اكتشاف نموذج أو نوع ثان من النترينو أصبح ممكناً مع تطوير المسرعات. ولأول مرة فإن تفاعلات النترينوالميوني ν_μ ومضاد النترينو الميوني $\bar{\nu}_\mu$ ، الناتجة عن تفككات جسيمات البيون π والميون μ (حيث فكرة هذه التجربة تعود إلى بونتيكورفو Pontecorvo [11])، تمت ملاحظتها في تجربة قام بها ليدرمان Lederman، شوارتز Schwartz، ستينبيرغر Steinberger وآخرون [12] باستخدام المسرع الموجود في مخبر بروكهايفين Brookhaven [13] عام 1962. إن البرهان على وجود النترينوات الميونية ν_μ ومضاد النترينوات الميونية $\bar{\nu}_\mu$ كان قد تم بكشف وملاحظة μ^+ و μ^- في التفاعلات الآتية:



من جهة أخرى، كان يجب البرهان على أن التفاعلات الآتية:



كانت مستحيلة. وهذا سمح بالقول: إن النترينوات المكتشفة كانت مختلفة عن النترينوات الصادرة عن تفكك بيتا. ويتجلى هذا الإختلاف في تفاعلاتها مع المادة.

إن البرهان على وجود نوع ثالث من النترينوات، النترينوالتاوي ν_τ ، كان قد تم بعد اكتشاف الليبتون τ في سلاك SLAC عام 1975 [14]. تشير دراسة هذه التفككات إلى أن النترينوالتاوي ν_τ يجب أن يكون موجوداً. منذ تلك اللحظة فإن التفاعلات المباشرة لهذا النترينو لم يتم كشفها وملاحظتها. مع ذلك، اليوم، فإن تجربة دونيت ("Direct Observation of NU Tau") DONUT، المقامة في فنال FNAL، تؤكد ملاحظة المرشحين الستة الأوائل لتفاعلات ν_τ [15] في هدف عبارة عن فيلم تصوير. كان قد تم تأكيد وجود النترينوالتاوي ν_τ بسلسلة من التجارب على المسرع ليب LEP في سيرن CERN. برهن تحليل العرض غير المرئي لتفكك البوزون Z^0 على وجود ثلاثة أنواع من النترينوات الخفيفة في المجال الكتلي ($m_\nu < (M_Z/2)$)، بدقة عالية [16].

تم القيام بالعديد من التجارب لدراسة خصائص النترينو وتفاعلاته مع المادة. تشير النتائج الأكثر أهمية التي تم الحصول عليها إلى انقسام أعظمي للنوعية (Parity) في التفاعلات الضعيفة [17]، اكتشاف الحزونية اليسارية للنترينو [18]، اكتشاف تفاعلات النترينو في تيار حيادي على نيكليون Nucleon باستخدام غرفة فقاعات غارغاميل Gargamelle في سيرن CERN [19]:

$$\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + \text{hardons} \quad (4)$$

وأيضاً انتشار النترينوات المضادة على الإلكترون [20]:

$$\bar{\nu}_{\mu} + e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e^{-} \quad (5)$$

إن إيضاح هذه التفاعلات واكتشافها؛ أكد على مصداقية النموذج الموحد للتفاعلات الضعيفة والكهرطيسية، المعروف بالنموذج المعياري (Standard Model-SM)، الذي تم تطويره من قبل غلازوف Glashow، وينبيرغ Weinberg وسلام Salam [21]. إن الاكتشاف المباشر للبوزونات W^{\pm} و Z^0 [22، 23] توج نجاح النموذج المعياري SM.

إن النموذج المعياري قادر على وصف فيزياء كل التفاعلات الضعيفة والكهرطيسية وذلك بإدخال كل المعطيات التجريبية التي تم الحصول عليها بالطاقات الممكنة للمسرعات الحديثة. بالرغم من هذا النجاح، فإن النموذج المعياري بحاجة للتعميم. في الوقت الراهن، إن النموذج المعياري غير قادر لا على توقع قيم كتل الفيرميونات ولا على شرح لماذا يوجد عائلات من الفيرميونات. إن دراسة خصائص النترينو تُعتبر إحدى الطرق التي يمكن أن تقود إلى فيزياء جديدة "ما بعد" النموذج المعياري.

يوجد اليوم عدة أسئلة ترتبط بطبيعة النترينو ليس لها بعد جواب:

- هل للنترينوات كتلة؟
 - ما هي آلية توليد هذه الكتلة؟
 - هل هناك من إمكانية لمزيج من نكهات النترينو؟
 - هل النترينو هو نفسه مضاد النترينو؟
 - هل النترينوات مستقرة؟
 - ما هو تأثير كتلة النترينوات على النموذج المعياري في فيزياء الجسيمات؟
 - هل يمكن للنترينوات أن تساهم في شرح التناظر بين المادة والمادة المضادة في الكون؟
- إن أهم سؤال من الأسئلة السابقة هو سؤال كتلة النترينو.

أهمية البحث وأهدافه:

تكمن أهمية البحث في دراسة خصائص ومميزات النترينو الإلكتروني، ومن ثم محاولة قياس كتلة هذا النترينو الصادر في تفكك بيتا من النوع:

$$N_i(A, Z) \rightarrow N_f(A, Z + 1) + e^{-} + \bar{\nu}_e \quad (6)$$

وذلك بوساطة تحديد طاقة الإلكترون العظمى عن طريق الطيف الطاقى لهذا الإلكترون، وبتطبيق نظرية فيرمي ومخطط كوري. تتعلق حساسية الدقة في قياس كتلة النترينو بقيمة الطاقة الناتجة عن تفكك بيتا Q_{β} . ومن أجل ذلك

سيتم استخدام القياس المباشر لكتلة النترينو الإلكتروني، وهذا هو الهدف الأساس لهذا العمل الذي يطغى عليه السمة التجريبية.

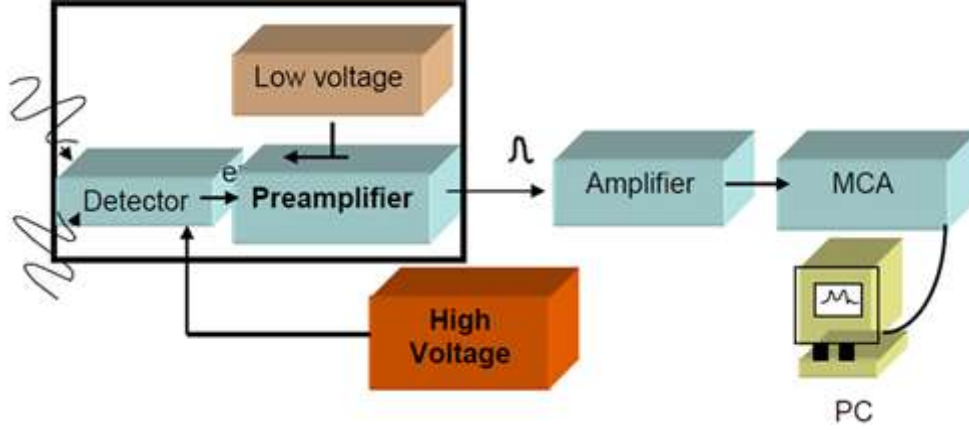
طرائق البحث ومواده:

إن الأجهزة والأدوات المستخدمة في هذا البحث هي: كاشف وميض، منبع تغذية جهد عالي ($1,5kV$)، مجموعة من المصادر المشعة موضحة في الجدول (1)، مجموعة من صفائح الألمنيوم بسماكات مختلفة، محلل متعدد الأفتية (Multi-Channel Analyzer – MCA)، حاسوب مُجهز ببرنامج (يُدعى CASSY) لمعالجة القياسات. ملاحظة: جميع هذه الأجهزة [24] موجودة في مخبر الفيزياء النووية (قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة تشرين)، حيث تم إنجاز هذا البحث.

جدول (1) : يُبين مواصفات المصادر المشعة المستخدمة في هذا العمل.

اسم المنبع	النشاط الإشعاعي مقدراً بـ Bq عند تاريخ التصنيع	الرقم المرجعي	تاريخ التصنيع	عمر النصف مقدراً بالسنوات
الأمريسيوم Am-241	74×10^3	PH 569 Nds.002/99	20/2007	432,0 y
الكوبالت Co-60	74×10^3	PU 472 PU 472 Nds.002/99	20/2007	5,272 y
الصوديوم Na-22	74×10^3	PH 364 PW 605 Nds.002/99	20/2007	2,602 y
Mixed Nuclide (Cs+Sr+Am)	333×10^3	PG 529 PG 530 Nds.002/99	20/2007	30,17 y
السيزيوم Cs-137	$3,7 \times 10^6$	OX 841 Code:CDRB379 6	20/2007	30,17 y

نوضّح على الشكل (1) مخططاً مبسطاً للدائرة المستخدمة في القياسات.



الشكل (1): مخطط صندوقي مُبسط للدائرة المستخدمة في القياسات.

كاشف - Detector، جهد عالي - High Voltage، مضخم أولي - Preamplifier،

جهد منخفض - Low Voltage، مضخم رئيسي - Amplifier، محلل متعدد الأقفنية - Multichannel Analyzer (MCA)، حاسوب شخصي - Personal Computer (PC)

إن العدادات (أو الكواشف) التي سمحت بحصول قفزة نوعية في الفيزياء النووية في مجال الكشف عن الإشعاع هي الكواشف الومضية [25-29]. تمّ التكلّم بشكل مفصل عن هذا النوع من الكواشف، وعلى نحو خاص عن بلورة الكاشف، والمضاعف الفوتوني في أعمال سابقة [30]. يمكن أن نقول بشكل مختصر إن كمية الطاقة المتولدة بواسطة الوميض تتناسب مع الطاقة التي خسرها الإشعاع الوارد في المادة الوماضية. وقبل الشروع بالقياسات التجريبية لا بدّ من معايرة الكاشف المستخدم في القياسات. ويُقصد بمعايرة الكاشف ما يلي:

- (1) معرفة الجهد الذي يُطبق على الكاشف، والرياح، ومدى تأثيرهما على تموضع الخط الطيفي لمنبع مُشع لا على التعيين، أي انزياحه يميناً ويساراً،
- (2) رسم مستقيم المعايرة واستنتاج العلاقة الرياضية التي تربط بين طاقة الخط الطيفي ورقم القناة. ولهذه الغاية تمت دراسة هذه البنود السابقة بشكل مفصل، والفقرات القادمة مخصّصة لذلك.

1- معايرة الكاشف

أولاً - دراسة الجهد والرياح

لكي يعمل الكاشف يجب أن تُطبق عليه جهد عالي، وأن نختار قيمة للرياح انطلاقاً من البرنامج المُخصص لهذه الغاية، أي البرنامج الذي يسمح بتسجيل المعطيات العددية الناتجة عن العمل التجريبي، وتحليلها. ومن أجل ذلك، تمّ تغيير الجهد المطبق على الكاشف، والرياح، ومن ثم تسجيل الطيف الطاقة المرافقة لهذه التغييرات. نشير هنا إلى أن عامل التناسب بين الطاقة ورقم القناة يتغير مع الرياح (رياح المضخم)، بعبارة أخرى، يجب معايرة الكاشف عند كل تغيير للرياح أو للجهد. تم اختيار جهد قدره ($V = 630 \text{ Volts}$) ورياح قدره (1) في معظم القياسات، وفي خلاف ذلك تتم الإشارة إلى القيم المستخدمة.

ثانياً - معايرة الكاشف ورسم مستقيم المعايرة

إن معايرة الكاشف تعني معرفة العلاقة بين رقم القناة في المحلل المتعدّد الأقفنية المستخدم في التجربة وطاقة الخط الطيفي للمنبع المدروس. وكما هو معروف، فإن المحلل يتكون بشكل رئيس من ذاكرة ذات مواقع تخزين مقدارها

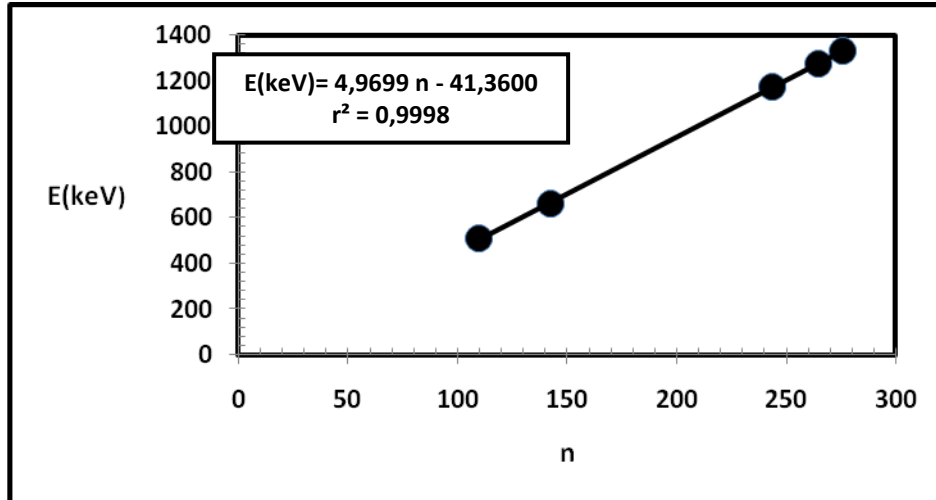
يساوي عدد قنوات الـ (MCA) (في حالتنا عدد القنوات 512 قناة)، حيث هذه القنوات مُرقمة من (0-511)، ويتم تخزين الحوادث (النبضات) في هذه القنوات حسب طاقة كل حادثة، فالحوادث التي لها الطاقة نفسها تُخزن في نفس القناة... وهكذا. والبرنامج المُستخدم في معالجة المعطيات، الذي يُدعى، (CASSY Lab) يسمح بالتمثيل البياني لعدد الحوادث (النبضات) بتابعة رقم القناة. وهذا بدوره يسمح باستنتاج رقم القناة المرافقة لطاقة المنبع المُستخدم. وبهذه الطريقة يُمكننا رسم مستقيم المعايرة، ومن ثم استنتاج طاقة منبع مجهول [30]. يُبين الجدول (2) طاقة الخطوط الطيفية للمصادر المشعة المستخدمة في معايرة الكاشف.

جدول (2): يُبين طاقة الخطوط الطيفية للمصادر المشعة المستخدمة في هذا العمل مع رقم القناة الموافق.

جهد التغذية المستخدم (630V)، الريح = 1، وعدد الأفتية 512.

المنبع المشع	الطاقة E(keV)	رقم القناة N
Mixed Nuclide Cs-137	662	143
Na-22	511	110
	1274	265
Co-60	1173	244
	1332	276

نرسم تغيرات الطاقة بتابعة رقم القناة $E = f(n)$ ، انظر الشكل (2)، ومن ثم نستنتج مستقيم المعايرة.



الشكل (2): يُمثل مستقيم معايرة الطاقة للكاشف، عامل الترابط $r^2 = 0,9998$.

يُعطى مستقيم المعايرة بالعلاقة التالية:

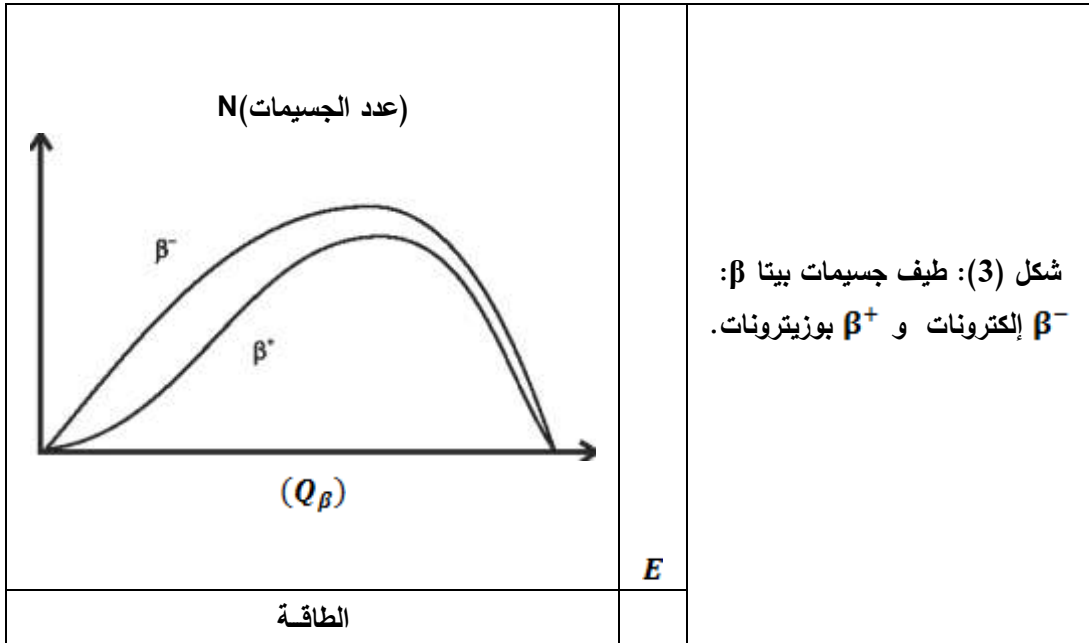
$$E(\text{keV}) = 4,9699n - 41,3600 \quad (7)$$

ثالثاً- تسجيل الطيف الطاقة للسترونسيوم-90

كما هو معلوم إن أشعة بيتا β هي أشعة تصدر عن نواة غير مستقرة لنظير ما، حيث إن العدد الكتلي (A) لا يتغير، بينما الشحنة (Z) تتغير بعدد واحد (تتناقص أو تزايد). يرافق إصدار جسيم بيتا β أو أشعة β (إلكترون أو بوزيترون) و (مضاد نترينو $\bar{\nu}$ أو نترينو ν). إن الطاقة الناتجة عن التفكك (أو طاقة التفكك الكلية) Q_{β^-} تتوزع على الجسيمين الناتجين عن التفكك بحسب قانون احتمالي، أو حسب العلاقة الآتية :

$$Q_{\beta^-} = E_{\beta} + E_{\nu} \quad (8)$$

حيث: E_{β} الطاقة الحركية لجسيم بيتا β ، و E_{ν} الطاقة الحركية للنترينو ν (أو مضاد النترينو $\bar{\nu}$).
تتغير قيمة طاقة جسيمات بيتا الصادرة عن التفكك من E_{β} وحتى طاقة التفكك الكلية Q_{β^-} . بما أن جسيمات بيتا تمتلك شحنة فإن الحقل الكهربائي يؤثر عليها، فالطيف الطاقة لجسيمات بيتا (أو توزع الطاقة) لكل من الإلكترونات β^- والبوزيترونات β^+ تتمتع بميزات مختلفة، انظر الشكل (3).



تمّ استخدام كاشف وميض لتسجيل الطيف الطاقة للمنبع المشع $^{90}_{38}\text{Sr}$. تتفكك نواة النظير المشع $^{90}_{38}\text{Sr}$ وفق

المعادلة:



$$Q_{\beta^-} = (M_{\text{Sr}} - M_{\text{Y}})c^2 = (89.907747u - 89.907160u) \left(\frac{931.5 \text{ MeV}}{u} \right) = 0.547 \text{ MeV} \\ \cong 0,55 \text{ MeV}$$

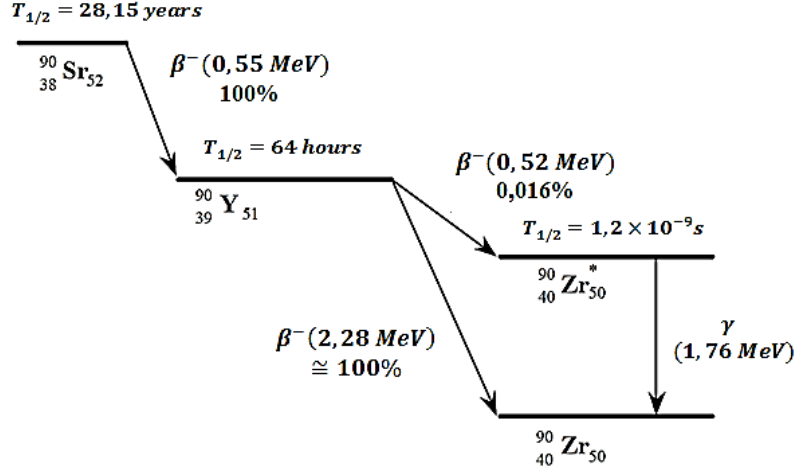
وتتفكك نواة نظير الإيتريوم $^{90}_{39}\text{Y}$ التي بدورها تعطي نواة نظير الزركونيوم $^{90}_{40}\text{Zr}$ المستقر، وفق المعادلة، انظر

الشكل (4).



$$Q_{\beta^-} = (M_Y - M_{Zr})c^2 = (89.907160u - 89.904710u) \left(\frac{931.5 \text{ MeV}}{u} \right) = 2,282 \text{ MeV} \\ = 2,28 \text{ MeV}$$

وهكذا نحصل على نفس القيم الموضحة على الشكل (4).



الشكل (4): مخطط تفكك المنبع المشع السترونسيوم $^{90}_{38}\text{Sr}$.

يتم قياس قيمة الطاقة Q_{β^-} لتراكب الطيفين الطاقيين. نشير هنا إلى أن جسيمات بيتا الصادرة تخسر قسماً من طاقتها:

- (1) نتيجة اجتيازها الغلاف الأمامي للمنبع المشع،
 - (2) ونتيجة دخولها الكاشف الوميضي بعد اجتيازها نافذة من الألمنيوم عند مدخل الكاشف،
- ولذلك فإن قيمة الطاقة المقاسة ستكون أصغر من قيمة طاقة التفكك Q_{β^-} . وبما أن طاقة تفكك الـ $^{90}_{39}\text{Y}$ نحو الزركونيوم $^{90}_{40}\text{Zr}$ المستقر أكبر من طاقة تفكك الـ $^{90}_{38}\text{Sr}$ الذي يُعطي الـ $^{90}_{39}\text{Y}$ فهي الطاقة المسيطرة، وهو التفكك المسيطر في حالتنا وهو الذي يتم تسجيله ودراسته بشكل فعلي، انظر مخطط التفكك (4):

$$2,28 \text{ MeV} > 0,55 \text{ MeV}$$

وذلك لأن معظم الطاقة $0,55 \text{ MeV}$ تُمتص قبل دخولها الكاشف نتيجة اجتيازها الغلاف الأمامي للمنبع المشع ونافذة الكاشف الأمامية. وتمّ تسجيل الطيوف الطاقيه باستخدام الدارة المبيّنة في الشكل (1).

نُبيّن على الشكل (5) الطيف الطاقي لتفكك بيتا للمنبع المشع Sr-90 الذي يُمثّل تغير العدّ N بتابعية الطاقة بدون مادة ماصة بعد طرح الضجيج الخلفي. ونشير هنا إلى أنه تمّ تحديد الطاقة العظمى لجسيمات β^- (للالكترونات)، تجريبياً، بتحديد رقم القناة ومن ثمّ استنتاج قيمة الطاقة انطلاقاً من معادلة مستقيم المعايرة، المعادلة رقم (7):

$$E(\text{keV}) = 4,9699n - 41,3600$$

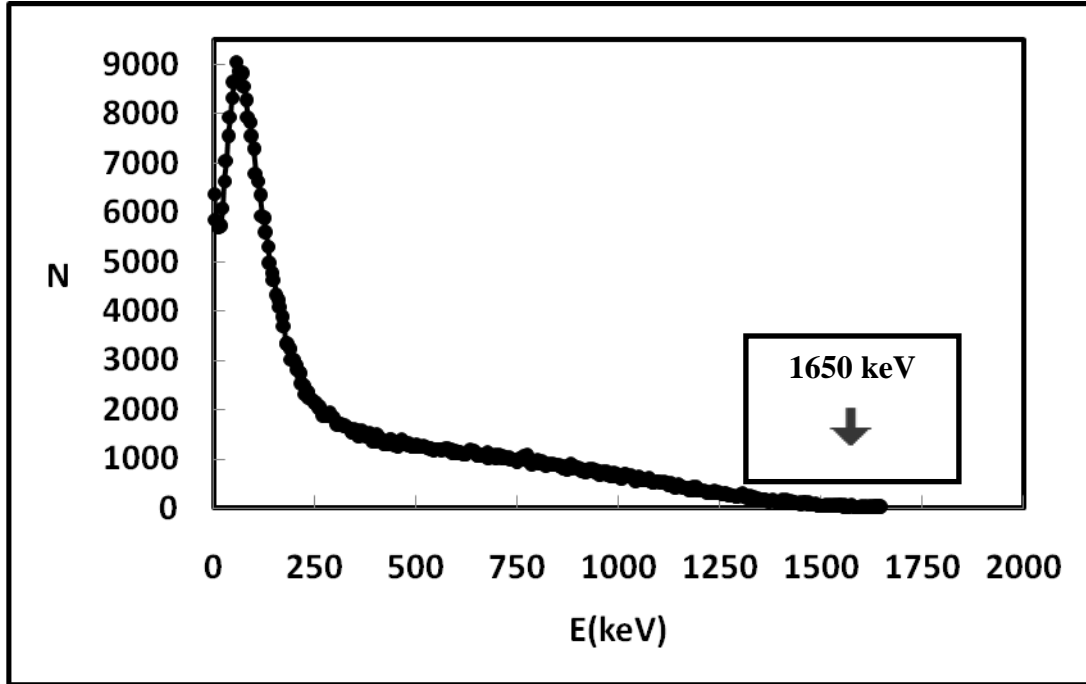
التي تمّ استنتاجها سابقاً، انظر الجدول رقم (3).

تمّ أيضاً تحديد الطاقة الضائعة لجسيمات بيتا في صفائح من الألمنيوم بسماكات متغيرة $x(\text{mm})$ بين مخرج المنبع المشع ومدخل الكاشف الوميضي. حيث في كل مرة يتم فيها قياس الطاقة العظمى E نقوم برسم هذه الطاقة بتابعية السماكة $x(\text{mm})$ ، أي نرسم التابع $E = f(x)$. نستنتج من رسم التابع السابق ضياع طاقة جسيمات بيتا

بتابعية السماكة المجتازة في الألمنيوم، أي (dE/dx) . ويوضح الشكل (6) تغير الطاقة بتابعية السماكة $E = f(x)$ الذي هو عبارة عن مستقيم ميله سالب يُعطى بالعلاقة الآتية:

$$E = -334,07 x + 1626,7 \quad (11)$$

مع عامل ترابط يساوي $r^2 = 0,994$.



الشكل (5): الطيف الطاقي لتفكك بيتا للمنبع المشع Sr-90 الذي يمثل تغير العد N بتابعية الطاقة E(keV) بدون مادة ماصة بعد طرح الضجيج الخلفي.

جدول (3): يُبين القيم العظمى لطاقة جسيمات بيتا بتابعية سماكة صفائح الألمنيوم المستخدمة كمادة ماصة. المعادلة المستخدمة لحساب الطاقة بعد تحديد رقم القناة هي المعادلة رقم (7):

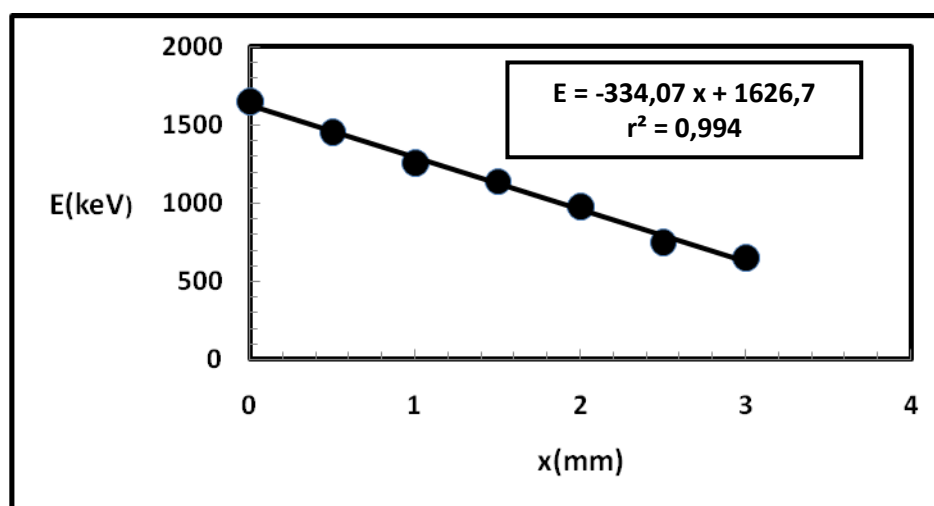
$$E(\text{keV}) = 4,9699n - 41,3600$$

x (mm)	0,00	0,50	1,00	1,50	2,00	2,50	3,00
تجريبياً							
نرقم القناة	340,00	300,00	262,00	237,00	206,00	159,00	139,00
E (KeV)	1650,00	1450,00	1260,00	1138,00	980,00	750,00	651,00
انطلاقاً من معادلة المستقيم $E(\text{keV}) = 4,9699n - 41,3600$							
نرقم القناة	340,00	300,00	262,00	237,00	206,00	159,00	139,00
E (KeV)	1648,41	1449,61	1260,75	1136,51	982,44	748,84	649,46
$ \Delta E (\text{keV})$	1,59	0,39	0,75	1,49	2,44	1,16	1,54
$\frac{ \Delta E }{E}$	0,1%	0,03%	0,06%	0,13%	0,25%	0,15%	0,24%

جدول (4): مقارنة القيم التجريبية للطاقة العظمى لجسيمات بيتا مع القيم التي تم الحصول عليها انطلاقاً من المستقيم: $E = f(x)$ المعطى

$$E(\text{keV}) = -334,07x + 1626,70 \text{ بالعلاقة الآتية:}$$

x (mm)	0,00	0,50	1,00	1,50	2,00	2,50	3,00
تجريبياً							
E (KeV)	1650,00	1450,00	1260,00	1138,00	980,00	750,00	651,00
انطلاقاً من معادلة المستقيم $E(\text{keV}) = -334,07x + 1626,70$							
E (KeV)	1626,70	1459,67	1292,63	1125,60	958,56	791,53	624,49
$ \Delta E (\text{keV})$	23,30	9,67	32,63	11,40	21,44	41,53	26,51
$\frac{ \Delta E }{E}$	1,41%	0,67%	2,59%	1,00%	2,19%	5,54%	4,07%



الشكل (6): يُمثل تغيرات القيم العظمى لطاقة جسيمات بيتا الصادرة من المنبع المشع السترونسيوم - 90، بتابعة سماكة المادة الماصة التي هي هنا صفائح من الألمنيوم، التي هي عبارة عن مستقيم معادلته تُعطى بالعلاقة (11)، مع عامل ترابط $r^2 = 0,994$.

رابعاً- قياس كتلة النترينو باستخدام مخطط كوري (أو مستقيم كوري)

السؤال الذي يُطرح هو الآتي: كيف يمكن استنتاج الطاقة العظمى للأطياف الطاقية المسجلة وكتلة النترينو؟

إن الطريقة الأكثر دقة لتحديد الطاقة العظمى لجسيمات بيتا تُدعى بمخطط كوري (أو مستقيم كوري) المُشتقة

من نظرية تفكك بيتا [31-36].

لقياس كتلة النترينو بدقة جيدة، يجب استخدام نوى تمتلك كتلاً ذات مفعول كبير ومهم. يقتضي ذلك ألا تتجاوز

قيمة الطاقة E بضعة كيلو إلكترون فواط. مع الإشارة إلى أنه في الطاقات المنخفضة، فإن المفاعيل الذرية تصبح

مهمة. إذًا، يجب اختيار نوى بحيث تكون حالاتها الذرية البدائية والنهائية غير معقدة، أي سهلة الفهم. وعادة أفضل

النوى المرشحة لذلك هي نواة التريتيوم:

$${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^2_2\text{He} + e^- + \bar{\nu} \quad (11)$$

$$Q_{\beta^-} = (M_{\text{H}} - M_{\text{He}})c^2 = (3,016050u - 3,016030u) \left(\frac{931,5\text{MeV}}{u} \right) = 0,01863\text{MeV}$$

$$= 18,63\text{keV}$$

عملياً، هذا النوع من التجارب مُعقد جداً، وذلك لأن معدل الحوادث بالقرب من الطاقة العظمى للإلكترون تكون شبه معدومة. إضافة إلى ذلك فإن الطيف الطاقي يكون مشوشاً بسبب تداخل عدة مفاعيل في هذه المنطقة: قدرة الفصل المحدودة لمحلل الطيف، طاقة الارتباط الجزيئية لذرة التريثيوم، وضياح لطاقة الإلكترون عند خروجه من المنبع. إذاً، من غير الممكن القياس الدقيق بالتقاطع، أي تقاطع مستقيم كوري مع محور الطاقة. يجب بالأحرى رسم عدة مستقيمات بفرض قيم مختلفة لكتلة النترينو ومن ثم البحث عن أفضل المستقيمات التي تتطابق مع القيم التجريبية (المُقاسة).

في هذا العمل، تم استخدام كاشف وميضي للقياسات التجريبية مع منبع السترونسيوم-90 كمحاولة لقياس كتلة النترينو انطلاقاً من تقنية بسيطة ومختلفة عما هو مُستخدم في هذا المجال حيث التقنيات الحالية معقدة جداً وتتطلب مبالغ طائلة.

إذا كانت النظرية المستخدمة صحيحة (نظرية فيرمي ومخطط كوري)، فإن رسم المقدار الآتي $K(E_e)$ المُعطى بالعلاقة [36-31]:

$$K(E_e) = \sqrt{\frac{dN(E_e)/dE_e}{F(Z', E_e) \cdot E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}}} \propto (E - E_e) \quad (12)$$

بتابعية E_e سيكون عبارة عن مستقيم يُطلق عليه اسم مستقيم كوري أو مخطط كوري إذا كانت كتلة النترينو معدومة ($m_\nu = 0$). وتقاطع المستقيم مع محور السينات (محور الطاقة) يسمح بقياس الطاقة العظمى للإلكترون، ومنه كتلة النترينو، كما سنرى لاحقاً.

في الواقع، إذا كان ($m_\nu \neq 0$)، فإن المقدار $K(E_e)$ لم يعد يتناسب مع ($E - E_e$) ولكن مع:

$$K(E_e) = \sqrt{\frac{dN(E_e)/dE_e}{F(Z', E_e) \cdot E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}}} \propto \sqrt{(E - E_e) \sqrt{(E - E_e)^2 - m_\nu^2 c^4}}$$

$$= (E - E_e)^4 \sqrt{1 - \frac{m_\nu^2 c^4}{(E - E_e)^2}} \quad (13)$$

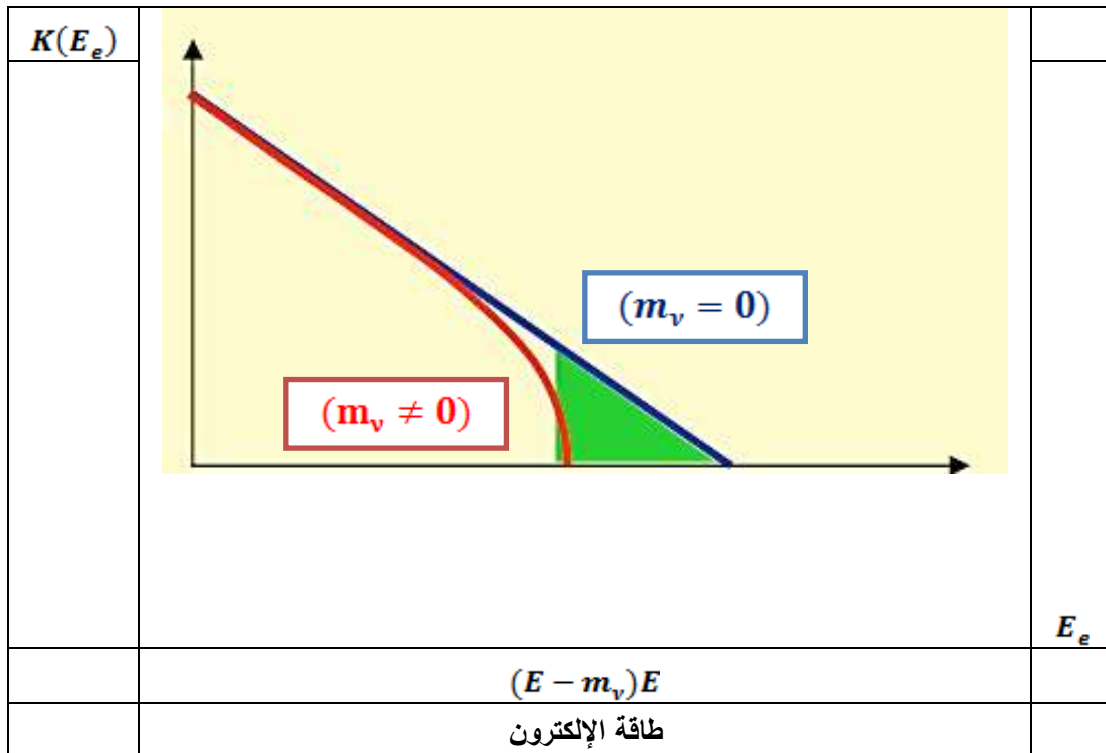
وفي هذه الحالة لم يعد التمثيل البياني للمقدار السابق خط مستقيم، وخاصة عند نهاية الطيف حيث

$E - E_e \approx 0$. إن التقاطع مع محور السينات، أي محور الطاقة يكون عند:

$$E_e = E_{max} = E - m_\nu$$

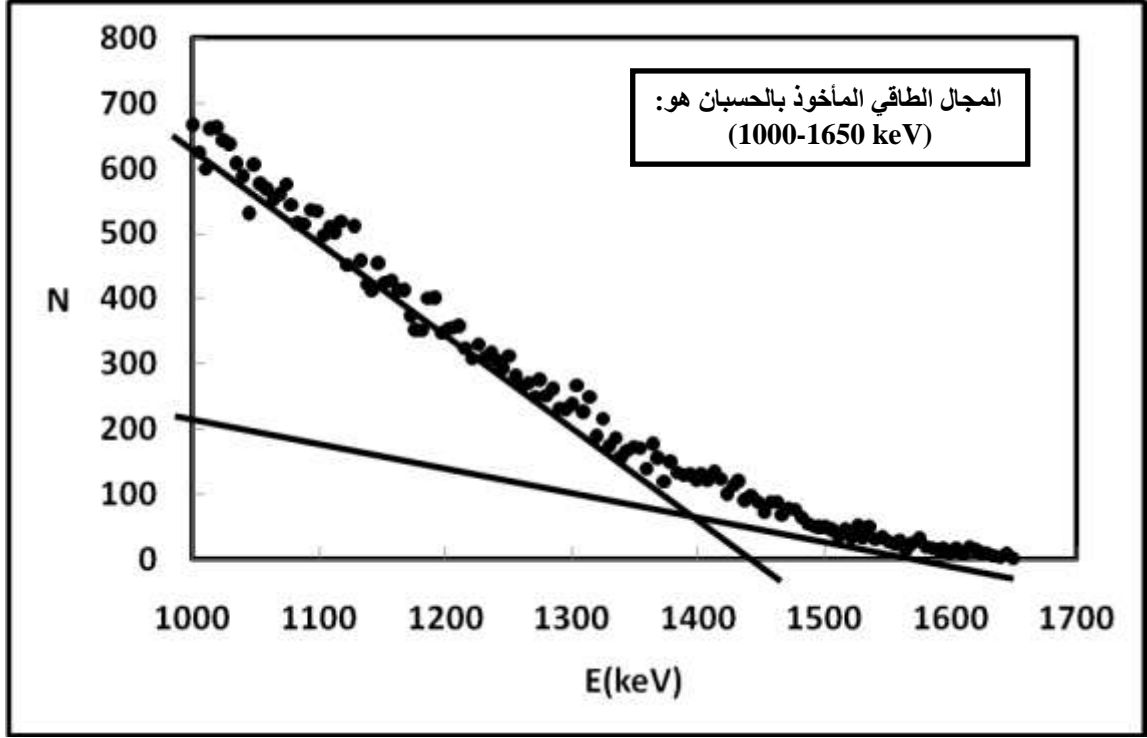
ويمكن الحصول على E بتمديد مخطط كوري من الطاقات المنخفضة حتى الطاقات المرتفعة، وهكذا يمكن

قياس كتلة النترينو، الشكل (7).



الشكل (7): مخطط كوري، تغير المقدار $K(E_e)$ بتابعية E_e .

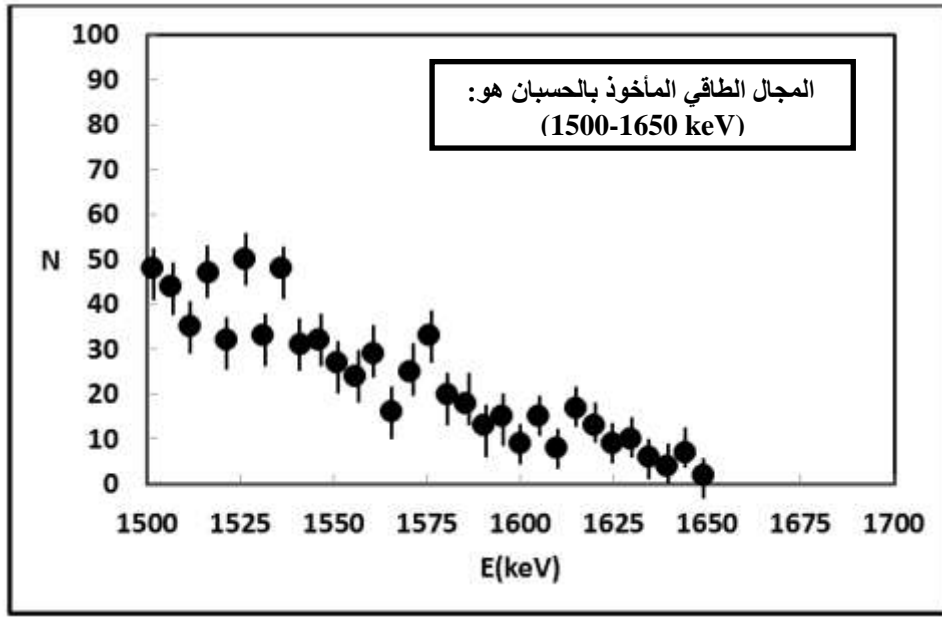
في هذا العمل، تم استخدام كاشف وميض للقياسات التجريبية مع منبع السترونشيوم-90 كمحاولة لقياس كتلة النترين وإطلاقاً من تقنية بسيطة ومختلفة عما هو مُستخدم في هذا المجال حيث التقنيات الحالية معقدة جداً وتتطلب مبالغ طائلة. تمّ استخدام الطيف الطاقوي المُعطى سابقاً والموضح في الشكل (5) حيث هناك جزء خطي من هذا الطيف يقع عادة في نهاية الطيف، الشكل (8).



الشكل (8): الطيف الطاقى لتفكك بيتا للمنبع المشع Sr-90 الذي يُمثل تغير العدّ N بتابعية الطاقة $E(\text{keV})$ من دون مادة ماصة بعد طرح الضجيج الخلفي.

جدول (5): قيم الطيف الطاقى لتفكك بيتا للمنبع المشع Sr-90 الذي يُمثل تغير العدّ N بتابعية رقم القناة n بدون مادة ماصة لكن مع طرح الضجيج الخلفي، ومع الأخطاء الإحصائية المحسوبة \sqrt{N} .

$E_g(\text{keV})$	N	\sqrt{N}	$E_g(\text{keV})$	N	\sqrt{N}	$E_g(\text{keV})$	N	\sqrt{N}
1477	77	8,77	1536	48	6,93	1595	15	3,87
1482	65	8,06	1541	31	5,57	1600	9	3,00
1487	55	7,42	1546	32	5,66	1605	15	3,87
1492	51	7,14	1551	27	5,20	1610	8	2,83
1497	48	6,93	1556	24	4,90	1615	17	4,12
1502	48	6,93	1561	29	5,39	1620	13	3,61
1507	44	6,63	1566	16	4,00	1625	9	3,00
1512	35	5,92	1570	25	5,00	1629	10	3,16
1516	47	6,86	1575	33	5,74	1634	6	2,45
1521	32	5,66	1580	20	4,47	1639	4	2,00
1526	50	7,07	1585	18	4,24	1644	7	2,65
1531	33	5,74	1590	13	3,61	1649	2	1,41



الشكل (9): الطيف الطاقى لتفكك بيتا للمنبع المشع Sr-90 الذي يُمثل تغير العد N بتابعة الطاقة E(keV) من دون مادة ماصة بعد طرح الضجيج الخلفي.

خامساً- العلاقات المستخدمة في الحسابات

تمّ حساب التابع $K(E_e)$ من العلاقة (13) من أجل كتلة غير معدومة للنتريونو $m_\nu \neq 0$ ، ومن العلاقة (12) من أجل كتلة معدومة للنتريونو $m_\nu = 0$. تمّ حساب كمية الحركة للإلكترون p_e من العلاقة الآتية:

$$\Rightarrow p_e = \frac{\sqrt{E_e^2 - m_0^2 c^4}}{c}$$

أي كمية حركة جسيم بيتا (الإلكترون) المنطلق.

تمّ حساب سرعة الإلكترون v_e من العلاقة الآتية:

$$\Rightarrow v_e = \frac{p_e c}{\sqrt{p_e^2 + m_0^2 c^2}}$$

نأخذ القيم الآتية لكل من سرعة الضوء في الخلاء وكتلة الإلكترون السكونية:

$$c = 3,00 \times 10^8 (m/s), \quad m_0 = 9,11 \times 10^{-31} kg$$

$$m_0^2 c^2 = (9,11 \times 10^{-31})^2 \times (3,00 \times 10^8)^2 = 7,47 \times 10^{-44}$$

$$m_0^2 c^4 = (9,11 \times 10^{-31})^2 \times (3,00 \times 10^8)^4 = 6,72 \times 10^{-30}$$

تمّ أيضاً حساب تابع فيرمي $F(Z', p_e)$ من العلاقة:

$$F(Z', p_e) \approx \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}}, \quad \eta = \mp \frac{Z' e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v_e} = \mp \frac{Z' \alpha}{\frac{v_e}{c}}$$

من أجل α, β^\pm ثابتة البنية الناعمة، G_F^2 ثابت يُميز التفاعل الضعيف، يُطلق عليه اسم ثابت فيرمي، و:

$$\eta = \frac{P_e}{m_e c}$$

و Z' شحنة النواة البننت (النااتجة عن التفكك). ونوضح فيما يلي تطبيق عدد للحسابات السابقة.

تطبيق عددي للحسابات :

نأخذ قيمة الطاقة من الطيف الطاقي: مثال:

$$E_e(keV) = 1487keV$$

نأخذ بعد ذلك قيم الحوادث المرافقة لهذه الطاقة: مثال:

$$N(E_e) = 55$$

نحول الطاقة من ال keV إلى الجول: مثال:

$$1 eV = 1,60 \times 10^{-19} joule$$

$$1 keV = 10^3 eV = 10^3 \times 1,60 \times 10^{-19} joule = 1,60 \times 10^{-16} joule$$

$$E_e(keV) = 1487keV \Rightarrow E_e(joule) = 1487 \times 1,60 \times 10^{-16} joule = 2379 \times 10^{-16} joule \\ = 2,38 \times 10^{-13} joule$$

ملاحظة: تُقدر الطاقة بالجول في الجملة الدولية، والجول هو عبارة عن:

$$joule = N.m = \left(m \cdot \frac{kg}{s^2}\right) \cdot m = m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$$

نحسب كمية الحركة من العلاقة الآتية:

$$\Rightarrow p_e = \frac{\sqrt{E_e^2 - m_0^2 c^4}}{c}$$

$$m_0^2 c^2 = (9,11 \times 10^{-31})^2 \times (3,00 \times 10^8)^2 = 7,47 \times 10^{-44} (kg)^2 (m.s^{-1})^2$$

$$m_0^2 c^4 = (9,11 \times 10^{-31})^2 \times (3,00 \times 10^8)^4 = 6,72 \times 10^{-30} (kg)^2 (m.s^{-1})^4$$

$$p_e = 0,793 \times 10^{-21} (kg.m.s^{-1}) = 7,93 \times 10^{-22} (kg.m.s^{-1})$$

نحسب سرعة الإلكترون من العلاقة الآتية:

$$\Rightarrow v_e = \frac{p_e c}{\sqrt{p_e^2 + m_0^2 c^2}}$$

$$\Rightarrow v_e = 2,84 \times 10^8 (m.s^{-1})$$

نحسب تابع فيرميبي العلاقة الآتية:

$$F(Z_d, E_e) \approx \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}} \\ \eta = + \frac{Z' e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v_e} = + \frac{Z' \alpha}{v_e/c}$$

حيث إن ثابت البنية الناعمة α يساوي:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}, \quad \eta = \frac{Z_d \alpha}{v_e/c}$$

حيث Z_d شحنة النواة البننت وتساوي 40 في حالتنا. إذاً:

$$\eta = \frac{Z_d \alpha}{v_e/c} = \frac{40}{(137) \times \frac{2,84 \times 10^8}{3,00 \times 10^8}} = 0,308$$

و:

$$F(Z_d, E_e) \approx \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}} = \frac{2\pi \times 0,308}{1 - e^{-2\pi \times 0,308}} = \frac{2\pi \times 0,308}{1 - e^{-2\pi \times 0,30}} = \frac{1,9352}{1 - e^{-1,9352}} = 2,262$$

ومنه يكون لدينا:

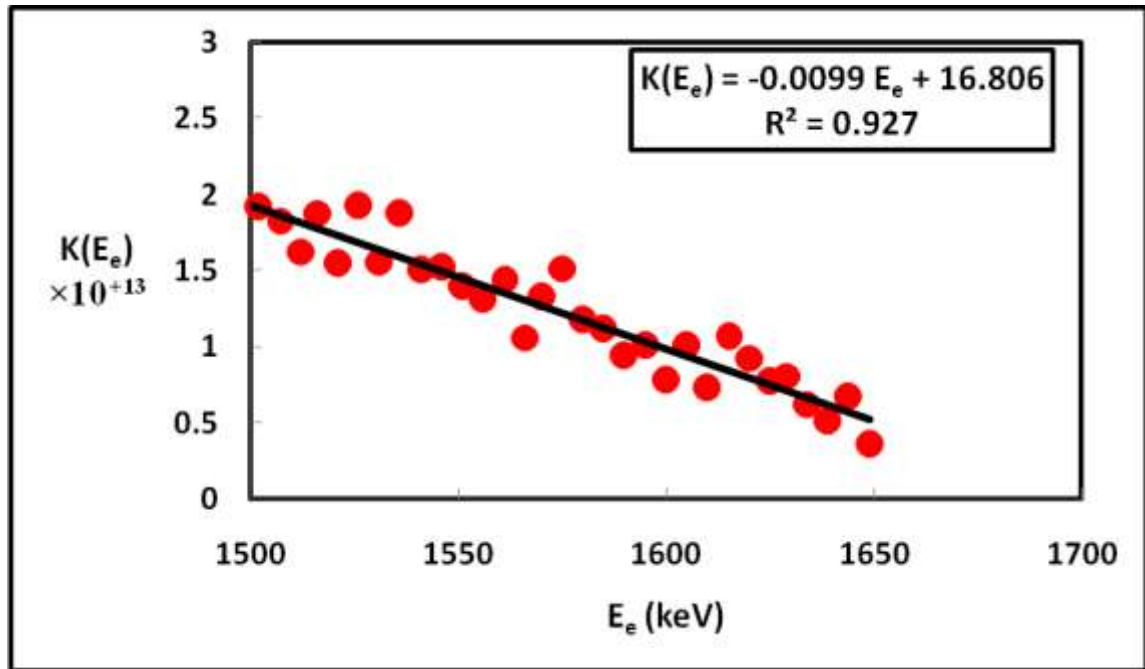
$$\sqrt{\frac{dN(E_e)/dE_e}{F \cdot E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}}} = \sqrt{\frac{55}{2,267 \times 2,38 \times 10^{-13} \times 7,93 \times 10^{-22} \times 3 \times 10^8}} = 2,07 \times 10^{13}$$

والجدول (6) يُبين النتائج التي تم الحصول عليها بافتراض أن كتلة النترينو معدومة $m_\nu = 0$.

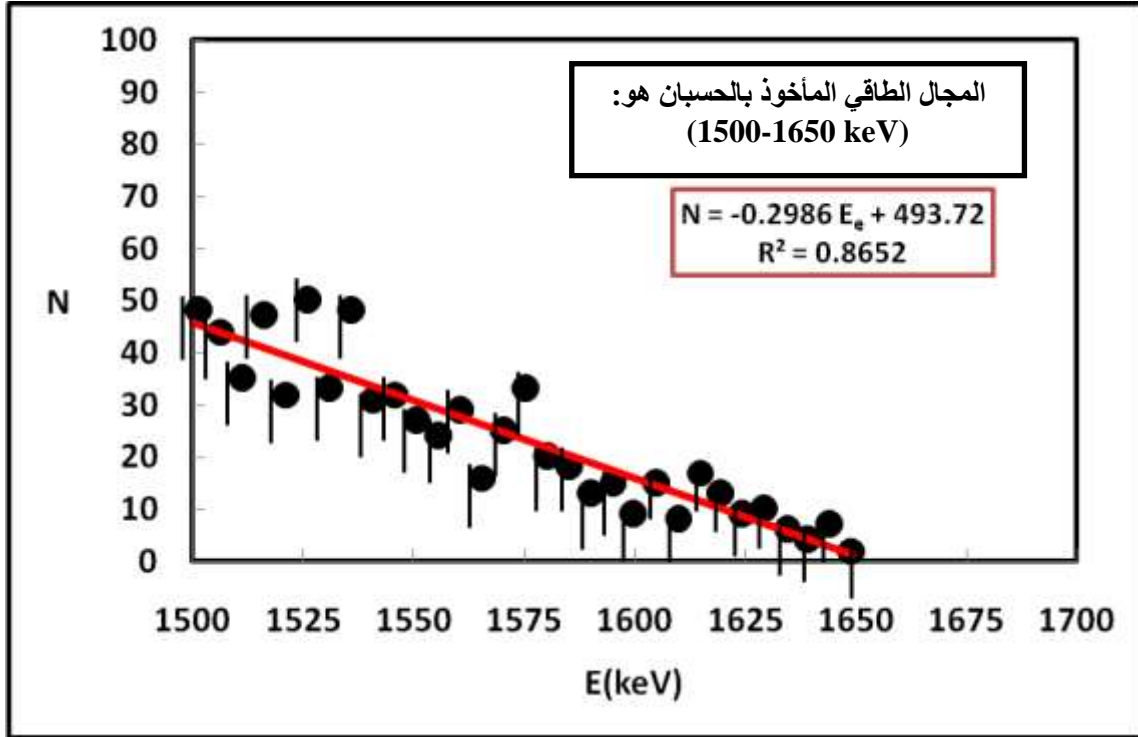
جدول (6): يُبين القيم التي تم الحصول عليها من أجل كتلة معدومة للنترينو $m_\nu = 0$.

$E_e (keV)$	$N(E_e)$	$E_e (J) \times 10^{-13}$	$p_e (kg.m.s^{-1}) \times 10^{-22}$	$v_e (m.s^{-1}) \times 10^8$	$\eta = \frac{Z\alpha}{\beta}$	$F(Z, E_e)$	$K(E_e) \times 10^{+13}$
1477	77	2,363	7,876	2,834	0,309	2,267	2,466
1482	65	2,371	7,903	2,835	0,309	2,267	2,258
1487	55	2,379	7,930	2,836	0,309	2,267	2,090
1492	51	2,387	7,956	2,837	0,309	2,267	1,987
1497	48	2,395	7,983	2,838	0,309	2,267	1,921
1502	48	2,403	8,001	2,839	0,309	2,267	1,916
1507	44	2,411	8,036	2,840	0,308	2,262	1,829
1512	35	2,419	8,063	2,841	0,308	2,262	1,626
1516	47	2,426	8,086	2,842	0,308	2,262	1,879
1521	32	2,434	8,113	2,843	0,308	2,262	1,545
1526	50	2,442	8,140	2,844	0,308	2,262	1,925
1531	33	2,450	8,166	2,845	0,308	2,262	1,559
1536	48	2,458	8,193	2,846	0,308	2,262	1,874
1541	31	2,466	8,220	2,847	0,308	2,262	1,501
1546	32	2,474	8,246	2,848	0,308	2,262	1,520
1551	27	2,482	8,273	2,849	0,307	2,257	1,394
1556	24	2,490	8,300	2,850	0,307	2,257	1,310
1561	29	2,498	8,326	2,850	0,307	2,257	1,435
1566	16	2,506	8,353	2,851	0,307	2,257	1,062
1570	25	2,512	8,373	2,852	0,307	2,257	1,325
1575	33	2,520	8,400	2,853	0,307	2,257	1,517
1580	20	2,528	8,426	2,854	0,307	2,257	1,178

1585	18	2,536	8,453	2,855	0,307	2,257	1,114
1590	13	2,544	8,480	2,855	0,307	2,257	0,943
1595	15	2,552	8,506	2,856	0,307	2,257	1,010
1600	9	2,560	8,533	2,857	0,307	2,257	0,780
1605	15	2,568	8,560	2,858	0,306	2,252	1,005
1610	8	2,576	8,586	2,859	0,306	2,252	0,732
1615	17	2,584	8,613	2,860	0,306	2,252	1,063
1620	13	2,592	8,640	2,860	0,306	2,252	0,927
1625	9	2,600	8,666	2,861	0,306	2,252	0,769
1629	10	2,606	8,686	2,862	0,306	2,252	0,809
1634	6	2,614	8,713	2,863	0,306	2,252	0,624
1639	4	2,622	8,740	2,863	0,306	2,252	0,508
1644	7	2,630	8,766	2,864	0,306	2,252	0,670
1649	2	2,638	8,793	2,865	0,306	2,252	0,357



الشكل (10): مخطط كوري أو مستقيم كوري: يُمثل تغير $K(E_e)$ بتابعة الطاقة $E_e(\text{keV})$. تُعطي معادلة المستقيم القيمة الآتية للطاقة: (1697,58 keV).



الشكل (11): الطيف الطافي لتفكك بيتا للمنبع المشع Sr-90 الذي يُمثل تغير العدّ N بتابعة الطاقة E(keV) من دون مادة ماصة بعد طرح الضجيج الخلفي. تُعطي معادلة المستقيم القيمة الآتية للطاقة: (1653.45 keV).

إن القيمتين السابقتين للطاقة قريبتين من بعضهما البعض، حيث يُقدر الخطأ ب

$$\frac{|1697,58 - 1653,45|}{1697,58} = 2,6\%$$

تمّ حساب التابع $K(E_e)$ من أجل كتلة غير معدومة للنتريونو $m_\nu \neq 0$ ، من العلاقة (13). وكما هو ملاحظ فإن العامل الذي يؤدي دوراً حاسماً في الحسابات هو العامل:

$$\sqrt[4]{1 - \frac{m_\nu^2 c^4}{(E - E_e)^2}}$$

حيث E هنا هي عبارة عن الطاقة الناتجة التفكك المأخوذ بالحسبان، أي

للإلكترون تتراوح ما بين $(1477 - 1649 \text{ keV})$ ، أي من أجل القيم التجريبية التي تمّ الحصول عليها، انظر الجدول (6)، وذلك بافتراض أن كتلة النتريونو غير معدومة، انظر الجدول (7).

جدول (7): يُبين القيم التي تمّ الحصول عليها من أجل كتلة غير معدومة للنتريونو $m_\nu \neq 0$.

$E_e \text{ (keV)}$	$m_\nu = 5 \text{ (eV/c}^2\text{)}$	$m_\nu = 10 \text{ (eV/c}^2\text{)}$
		$\sqrt[4]{1 - \frac{m_\nu^2 c^4}{(2280000 - E_e \times 10^3)^2}}$
1477	1	1

-	1	1
-	1	1
-	1	1
1649	1	1

نلاحظ أن قيم الجذر لا تتغير، وبالتالي ليس هناك من تأثير على قيمة $K(E_\beta)$ ، أي أنه لم يتم ملاحظة أي كتلة للنترينو.

إذا تفحصنا المقادير التي تدخل في حساب الجذر نجد أن المقادير $m_\nu^2 c^4$ و Q_{β^-} هما المقداران اللذان يلعبان الدور الأساس، أو بشكل أدق فإن نسبة المقاديرين هي التي تؤدي الدور الحاسم. بعبارة أخرى كلما كانت قيمة النسبة $(m_\nu^2 c^4 / Q_{\beta^-})$ كبيرة كلما أخذ الجذر قيمة ملموسة، ومن ثم ؛ يمكن ملاحظة فيما إذا كان للنترينو كتلة.

تمت دراسة هذه النسبة بشكل مفصل وذلك بتغيير كل من كتلة النترينو وطاقة التفكك، والقيم التي تم الحصول عليها مُعطاة في الجدول (8). يُوضح الشكل (12) تغير النسبة $(m_\nu^2 c^4 / Q_{\beta^-})$ بتابعة طاقة التفكك من أجل كتلة مفروضة للنترينو $m_{\bar{\nu}_e} = 3 (eV/c^2)$. نشير هنا إلى أنه حالياً ليس هناك من إشارات تؤكد على انعدام كتلة النترينو الإلكتروني $\bar{\nu}_e$. إن أفضل النتائج الإيجابية، قياسات من قبل لوبيموف Lubimov وزملائه [37]:

$$14eV < m_{\bar{\nu}_e} c^2 < 46eV$$

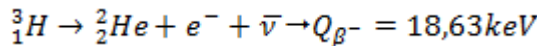
وقياسات من قبل بوريس Boris [38]:

$$17eV < m_{\bar{\nu}_e} c^2 < 40eV$$

لم تؤكد من قبل تجارب أخرى مثل [39-41]. وأفضل حدود لكتلة النترينو الإلكتروني هي:

$$m_{\bar{\nu}_e} c^2 < 2,5 eV [55] , m_{\bar{\nu}_e} c^2 < 2,8 eV [42]$$

ولهذا السبب تم اختيار هذه القيمة لكتلة النترينو استناداً إلى المرجعين السابقين. وكما هو واضح من الشكل، فإن هذه النسبة تأخذ قيمة ملحوظة من أجل طاقة تفكك صغيرة، ولهذا السبب يُعتبر تفكك التريثيوم

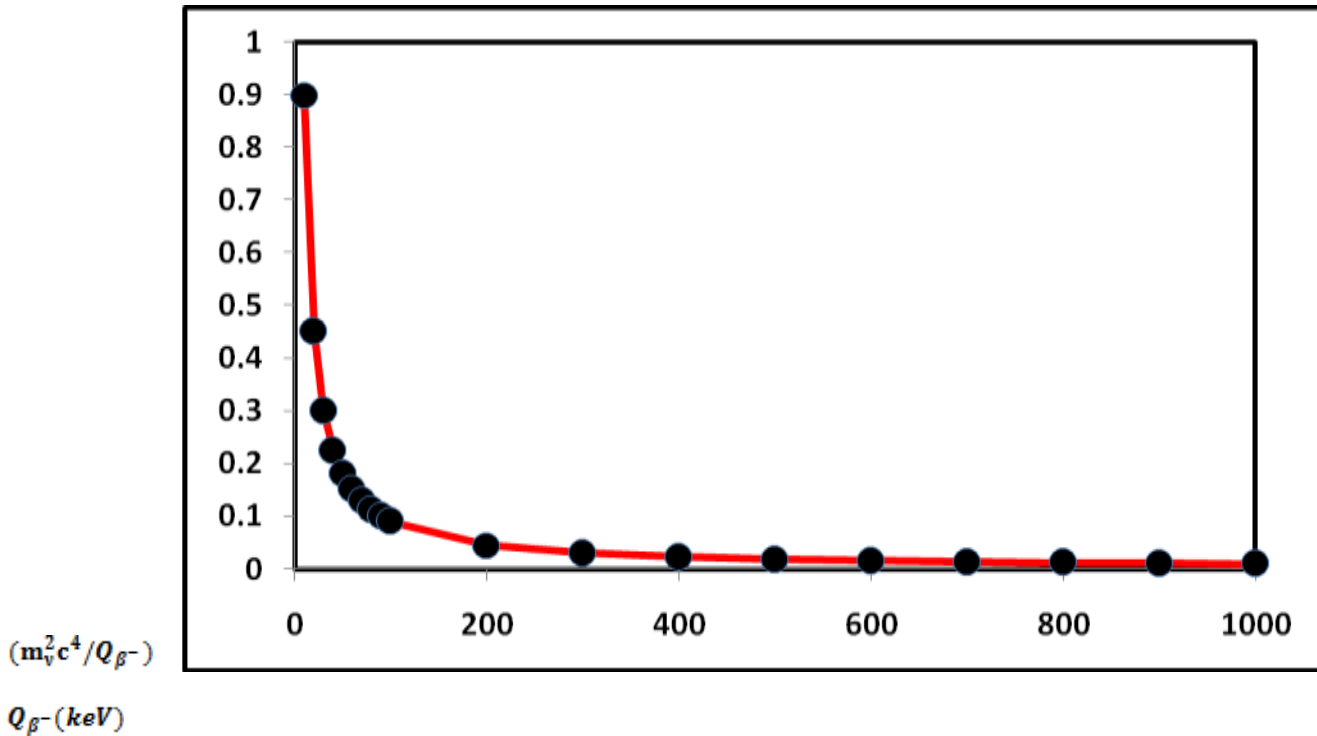


من أفضل التفككات لقياس كتلة النترينو. بعبارة أخرى كلما كانت طاقة التفكك صغيرة، كلما كان هناك إمكانية أو احتمال لقياس كتلة النترينو تجريبياً.

جدول (8): قيم النسبة $(m_\nu^2 c^4 / Q_{\beta^-})$ بتغيير كل من كتلة النترينو $m_\nu^2 c^4$ وطاقة التفكك Q_{β^-} .

$m_\nu^2 c^4$	$Q_{\beta^-} (keV)$	$(m_\nu^2 c^4 / Q_{\beta^-})$	$Q_{\beta^-} (keV)$	$(m_\nu^2 c^4 / Q_{\beta^-})$
$m_\nu = 3 (eV/c^2)$	10	0.900	100	0.0900
	20	0.450	200	0.0450
	30	0.300	300	0.0300
	40	0.225	400	0.0225
	50	0.180	500	0.0180
	60	0.150	600	0.0150

	70	0.129	700	0.0129
	80	0.113	800	0.0113
	90	0.100	900	0.0100
	100	0.090	1000	0.0090



الشكل (12): تغير النسبة $(m_v^2 c^4 / Q_{\beta^-})$ بتابعة طاقة التفكك Q_{β^-} من أجل كتلة مفروضة للنتريو $m_\nu = 3 (eV/c^2)$.

الاستنتاجات والتوصيات:

تمّ في هذا العمل معايرة الكاشف (إيجاد معادلة مستقيم المعايرة)، أي إيجاد العلاقة بين رقم القناة في المحلل المتعدّد الأقبية المستخدم في التجربة وطاقة الإلكترونات الناتجة عن تفكك السترونسيوم-90، وهذه العلاقة تُعطى بالمعادلة الآتية:

$$E(\text{keV}) = 4,9699n - 41,3600$$

$$\text{مع عامل ترابط } r^2 = 0,9998.$$

تمّ أيضاً تحديد الطاقة العظمى لجسيمات β^- (للإلكترونات)، تجريبياً، بتحديد رقم القناة ومن ثمّ استنتاج قيمة الطاقة انطلاقاً من معادلة مستقيم المعايرة السابقة.

تمّ أيضاً دراسة تغير طاقة التفكك بتابعة مادة ماصة عبارة عن صفائح من الألمنيوم ذات سماكات مختلفة. لوحظ تناقص قيم الطاقة العظمى للإلكترونات بزيادة سماكة الصفائح. إن تغير الطاقة بتابعة السماكة $E = f(x)$ هو عبارة عن مستقيم ميله سالب يُعطى بالعلاقة الآتية:

$$E = -334,07 x + 1626,7$$

مع عامل ترابط يساوي $r^2 = 0,994$.

سمح تطبيق نظرية فيرمي ومخطط كوري بإيجاد الطاقة العظمى للإلكترونات الناتجة عن التفكك (1697,58 keV)، وهذه القيمة قريبة من القيمة التجريبية التي تم الحصول عليها (1653,45 keV)، مع خطأ يُقدر بـ (2,6%).
 يُجد أن كتلة النترينو الإلكتروني معدومة تقريباً، أو يمكن القول: إن تفكك السترونسيوم-90 لا يسمح بقياس كتلة النترينو بشكل دقيق، وهذا يعود إلى القيمة الكبيرة لطاقة تفكك هذا النظير المُشع، السترونسيوم-90.
 وأخيراً، يمكن اقتراح القيام بتجارب مماثلة ولكن مع منابع مُشعة ذات طاقة تفكك Q_{β^-} صغيرة حيث إن النسبة $(m_{\nu}^2 c^4 / Q_{\beta^-})$ تأخذ قيمة غير مهملة بهدف قياس كتلة النترينو.

المراجع

- [1] W. Pauli, Letter written on December 4, 1930 in Zurich to the participants of a physics meeting in Tübingen., Reprinted in Collected Scientific Papers by Wolfgang Pauli (R. Kronig, V. F. Weisskopf, eds.), New York : Wiley-Interscience Vol. II (1964), 1316.
- [2] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Staudt, Teilchenphysik ohne Beschleuniger, B.G. Teubner Stuttgart 1995, NAUKA-FIZMATLIT, Moscow, 1997 (Russian), Transl. by V. A. Bednyakov.
- [3] F. Boehm, P. Vogel, Physics of massive neutrinos, Cambridge University Press, 1987, Mir, Moscow, 1990 (Russian), Transl. by B. M. Novikov.
- [4] Yu. V. Kozlov et al., Physics-Uspekhi 40(8) (1997), 807-842.
- [5] S. S. Gershtein et al., Physics-Uspekhi 40(8) (1997), 773-806.
- [6] S. M. Bilenky, C. Giunti, W. Grimus, Prog. Part. Nucl. Phys. 43 (1999), 1-86; e-preprint hep-ph/9812360.
- [7] S. M. Bilenky, C. Giunti, C. W. Kim, e-preprint hep-ph/9902462, Final version to be published in Int. J. Mod. Phys. A.
- [8] E. Kh. Akhmedov, e-preprint hep-ph/0001264.
- [9] E. Fermi, ZS. Phys. 88 (1934), 161.
- [10] F. Reines, C. L. Cowan, Phys. Rev. 92 (1953), 93.
F. Reines, C. L. Cowan, Science 124 (1956), 103.
- [11] B. M. Pontecorvo, JETP 37 (1959), 1751.
- [12] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9 (1962), 36.
- [13] M. Schwartz, Phys. Rev. Lett. 4 (1960), 306.
- [14] M. L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975), 1489.
- [15] V. Paolone, Status of FNAL Experiment E-872 (DONUT), Talk presented at XXXV Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, March 11-18, 2000, (transparencies available at <http://moriond.in2p3.fr/EW/2000/transparencies/>); 212 REFERENCES.
- [16] C. Caso et al., The Review of Particle Physics, The European Physical Journal C 3 (1998), 1, The number of light neutrino types from colliders experiments Revised August 1999 by D. Karlen.
- [17] C. S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957), 1413.
- [18] M. Goldhaber, L. Grodzins, A. W. Sunyar, Phys. Rev. 109 (1958), 1015.
- [19] F. J. Hasert et al., Phys. Lett. B 46 (1973), 138.
- [20] F. J. Hasert et al., Phys. Lett. B 46 (1973), 121.
- [21] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961), 579.
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967), 1264.

A. Salam, Weak and Electromagnetic Interactions, in Elementary Particle Theory (N. Svartholm, eds.), Stockholm (1968).

[22] G. Arnison et al., Phys. Lett. B 122 (1983), 103.

[23] P. Bagnaia et al., Phys. Lett. B 129 (1983), 130.

[24] *Atomic and Nuclear Physics, Radioactivity, Detection of Radioactivity*, Printed in the Federal Republic of Germany by Leybold Didactic GmbH, 2007, experiment p6.5.6.1, 1-4.

[25] Luc Valentin, *Physique subatomique: noyaux et particules*. Enseignement des sciences. Hermann, Paris, 1975, 139-142.

[26] A. Melissinos, *Experiments in modern physics: Solid-state detectors*, Academic Press, 2003, Second Edition, Chap. 8.5, 344-354.

[27] A. Melissinos, *Experiments in Modern Physics*, New York: Academic Press, 1966. (QC33 .M45) Chapters 5 and 6.

[28] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement: Semiconductor diode detectors*, John Wiley and Sons, 2000, Third Edition, Chap. 11, 353-404.

[29] P. Quittner, *Gamma Ray Spectroscopy*, Halsted Press, New York (1972).

[30] J. Jabbour et al., Study of Experimental Characteristics of a NaI(Tl) Detector For Investigation in Radioactivity Measurements Of a Weakly radioactive samples. Tishreen University Journal, Vol (34), No (1) 2012, pp. 9-24.

[31] E. Fermi, Z. Physik, 88, 161 (1934) (section 4.6c).

[32] E. H. Wickmann, *Quantum Physics. Berkely course*, New York, McGraw Hill, 1967, chapter 9.

[33] E. Merzbacher, *Quantum Mechanics*. New York, John Wiley, 1962, chapitre 12.

[34] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique Quantique*. Paris, Hermann, 1973, chapitre VIII.

[35] A. Messiah, *Mécanique Quantique*. Paris, Dunod, 1960, Vol. 1, chapitre X.

[36] L. Landau et E. Lifchitz, *Mécanique Quantique*. Moscaou, Mir, 1966,

[37] V. A. Lubimov et al., Phys. Lett. B 94 (1980), 266; V. A. Lubimov et al., Zh. Eksp. Teor. Fiz. 84(4/10) (1981), 1158.

[38] S. D. Boris, Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. 45 (1987), 267.

[39] M. Flitschi et al., Phys. Lett. B 173(4) (1986), 485.

[40] R. G. H. Robertson et al., Phys. Rev. Lett. 67 (1991), 957.

[41] C. Caso et al., The Review of Particle Physics, The European Physical Journal C 3 (1998), 1.

[42] Ch. Wienheimer et al., Phys. Lett. B 460 (1999), 219.

Dr.j.jabbor@gmail.com

Hiba.alatrash@yahoo.com