مجلة جامعة طرطوس للبحوث والدراسات العلمية_ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (٩) العدد (٣) ٢٠٢٥
Tartous University Journal for Research and Scientific Studies –Basic Sciences Series Vol. (9) No. (3) 2025

دراسة طيفية وتحليلية لنواة النيون $^{22}_{10}Ne_{12}$ الناتجة عن تفكك (β^+) للنظير المشع الصوديوم $^{22}_{11}Na_{11}$

د. سارة ابراهيم الجمال*

(تاريخ الإيداع ٩/٩/ ٢٠٢٥ – تاريخ النشر ٣/١١/ ٢٠٢٥)

□ ملخّص □

تم دراسة تفكك (β^+) لنظير الصوديوم $^{22}_{11}Na$ باستعمال كاشف من يوديد الصوديوم (NaI) المُشاب بالتاليوم (Tl) مع قدرة فصل تقدر بـ $(5.6\%\sim)$.

إضافة إلى ذلك دُرست التوزعات الزاوية للخطين الطيفين الناتجين عن هذا التفكك والمتموضعين عند الطاقتين 511 keV و 1274 keV، وكذلك تمَّ دراسة طاقة السوية المحرضة 2^+_1 لنواة النيون $^{22}_{10}$Ne ومقارنتها مع طاقات نفس السوية للنظائر الزوجية–الزوجية لكل من الكربون C، الأكسجين O، المغنيزيوم Mg، السيليكون Si، الكبريت S، الأرغون Ar، والكالسيوم Ca، ومحاولة معرفة شكل نواة النيون $^{22}_{10}$Ne، هل هي كروية الشكل أو غير كروية (مشوهة)؟ وتم أيضاً تحليل المعطيات بالاعتماد على نموذج الطبقات.

كلمات مفتاحية: أشعة غاما، كاشف يوديد الصوديوم (NaI)، منبع مُشع، طيف طاقي، سوية محرضة 2^+_1، توزع زاوي، نموذج الطبقات.

*عضو هيئة فنية (دكتوراه) – اختصاص فيزياء إشعاعية – قسم الفيزياء – كلية العلوم – جامعة اللاذقية – سورية.

مجلة جامعة طرطوس للبحوث والدراسات العلمية_ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (٩) العدد (٣) ٢٠٢٥
Tartous University Journal for Research and Scientific Studies –Basic Sciences Series Vol. (9) No. (3) 2025

Spectroscopy and analytical study of the Neon $^{22}_{10}Ne$ by decay (β^+) of the Sodium radioactive isotope $^{22}_{11}Na$

Dr. Sara Ibrahim Aljmmal*

(Received 9/9/2025.Accepted 3/11/2025)

□**ABSTRACT** □

The decay (β^+) of $^{22}_{11}$Na isotope has been studied using a detector calibration NaI(Tl), with an overall energy resolution (~5.6%).

In addition the angular distributions have been obtained for the tow energies peak at 511 keV and 1274 keV results from the precedent decay. The energy of state 2^+_1 of $^{22}_{10}$Ne has been studied and comparison has been made between the state 2^+_1 of $^{22}_{10}$Ne and the same state of the even-even isotopes: C carbon, O oxygen, Mg magnesium, Si silicon, S sulfur, Ar argon, Ca calcium, and we try know the form of the nucleus $^{22}_{10}$Ne, is-it spherical or no spherical (deformed)? The data have been analyzed with the Shell Model.

Words keys: Gamma rays, sodium iodide (NaI) detector, radiation source, energy spectrum, excited state, angular distribution, shell model.

*Assistant Prof. of Radiation Physics(doctorate), Department of Physics, Faculty of Science, Lattakia University, Syria

١- مقدمة:

إن الإدراك الحسي للتركيب النووي للنوى البعيدة عن خط الاستقرار تطور بشكل كبير في السنوات العشر الأخيرة. بشكل خاص، إن مفهوم الأعداد السحرية وتموضعها، المُستنتج من امتلاء أو انغلاق الطبقات النووية انطلاقاً من النوى المستقرة، أعيد النظر به عند دراسة النوى الغنية بالنيوترونات. وإن الأسباب العائدة لذلك متعددة، نذكر منها بشكل خاص دور التأثير المتبادل بين نيوترون–بروتون، قوة السبين–مدار وقوة التزاوج بين الجسيمات. إن هذه المفاعيل الثلاثة يمكن أن تغير بشكل محسوس طاقات المدارات أو/ومكان "فجوة – gap" الانغلاق للطبقات النووية[٩–١].

إن دور التأثير المتبادل نيوترون–بروتون تعاظمي أي أصبح كبيراً من أجل بعض النوى الغنية بالنيوترونات، بحيث أن مدارات البروتونات والنيوترونات المتشاركة أو الشريكة في السبين–مدار تكون مأهولة أو مسكونة، بعكس ما يحدث من أجل النوى التي يكون فيها $N \cong Z$. إن هذا المفعول مسؤول عن انغلاق الطبقة $N = 20$، ومن ثم انتشار وتطوير مفهوم انقلاب في المدارات حول منطقة المغنيزيوم Mg والنيون Ne على سبيل المثال[٩–١].

إن التأثير المتبادل بين سبين–مدار هو المسؤول عن ظهور مفهوم الأعداد السحرية [٩–١]؛ حيث نذكر منها العدد السحري $N = 28$. إن إضعاف هذا المفعول متوقع من أجل النوى التي تمتلك قيم كبيرة للنسبة N/Z، وهذا يمثل نوع من السطح الناثر أو المُبعثر للنواة، بعبارة أخرى كأنه سطح مائع أو سائل. إن دراسة النوى الإيزوتينية (نوى لها نفس عدد النيوترونات ومختلفة بعدد البروتونات) $N = 28$ تُعتبر أساسية للمعرفة التفصيلية لوجود هذه الظاهرة التي شدتها تتغير بحسب النماذج المستخدمة.

إن مفعول التزاوج بين الجسيمات يمكن أن يساهم ويساعد الجسيمات على القفز والانتقال إلى مدارات بعزم زاوي أكثر ارتفاعاً (عزم زاوي مرتفع). إن صفة الميوعة أو السيولة لسطح النواة يساهم في محي واختفاء كل أثر لانغلاق الطبقة أو الطبقة الجزئية أو ما تحت الطبقة. وهذا هو الحال من أجل انغلاق الطبقة الجزئية $N = 40$.

قمنا في هذا العمل من دراسة طيفية وتحليلية لنواة النيون $^{22}_{10}\mathrm{Ne}$ الناتجة عن تفكك (β^+) للنظير المشع للصوديوم $^{22}_{11}\mathrm{Na}$ ؛ حيث تم التركيز على دراسة تغير طاقة السوية (2_1^+) لنظائر النيون Ne الزوجية–الزوجية ومقارنتها بالنظائر الزوجية ـ الزوجية لكل من: الكربون C، الأكسجين O، المغنيزيوم Mg، السيليكون Si، الكبريت S، الأرغون Ar، والكالسيوم Ca. وتمّ أيضاً دراسة انغلاق الطبقات والطبقات الجزئية النووية $N = 6, 8, 10, 12, 14, 16, 20$ وذلك من أجل النوى المذكورة أعلاه والغنية بالنيوترونات، وتحليل المعطيات بالاعتماد على نموذج الطبقات.

٢- أهمية البحث وأهدافه:

إن الهدف الرئيسي لهذا البحث هو:

١- الدراسة الطيفية التجريبية للطيف الطاقي للنظير المشع الصوديوم $^{22}_{11}\mathrm{Na}$.

٢- دراسة التوزع الزاوي للخطين الطيفين المتموضعين عند الطاقتين $511\ keV$ و $1274\ keV$.

٣- دراسة طاقة السوية المحرضة 2^+_1 لنواة النيون $^{22}_{10}$Ne ومقارنتها مع طاقات نفس السوية للنظائر الزوجية-الزوجية لكل من: الكربون C، الأكسجين O، المغنيزيوم Mg، السيليكون Si، الكبريت S، الأرغون Ar، والكالسيوم Ca.

٤- محاولة معرفة شكل نواة النيون $^{22}_{10}$Ne، هل هي كروية الشكل أو لا كروية مشوهة؟ وتكمن أهميته في معرفة صفات نوى النيون ومميزاتها، وما هو شكل هذه النواة.

٣- طرائق البحث ومواده:

قبل البدء بالقياسات التجريبية قمنا بمعايرة الكاشف المستخدم في القياسات، ويقصد بالمعايرة ما يلي:

١- معرفة الجهد الذي يطبق على الكاشف، والربح، ومدى تأثيرهما في تموضع الخط الطيفي لمنبع مشع لا على التعيين؛ أي انزياحه يميناً ويساراً.

٢- رسم مستقيم المعايرة، واستنتاج العلاقة الرياضية التي تربط بين طاقة الخط الطيفي، ورقم القناة.

٣- معرفة قدرة الفصل.

وبعدها قمنا بدراسة النظير المشع للصوديوم $^{22}_{11}$Na.

إن الأجهزة والأدوات المستخدمة في هذا البحث هي:

١- منبع مشع $^{22}_{11}$Na.

٢- كاشف وميضي.

٣- محلل متعدد الأقنية.

٤- حاسوب مُجهز ببرنامج CASSY لمعالجة القياسات.

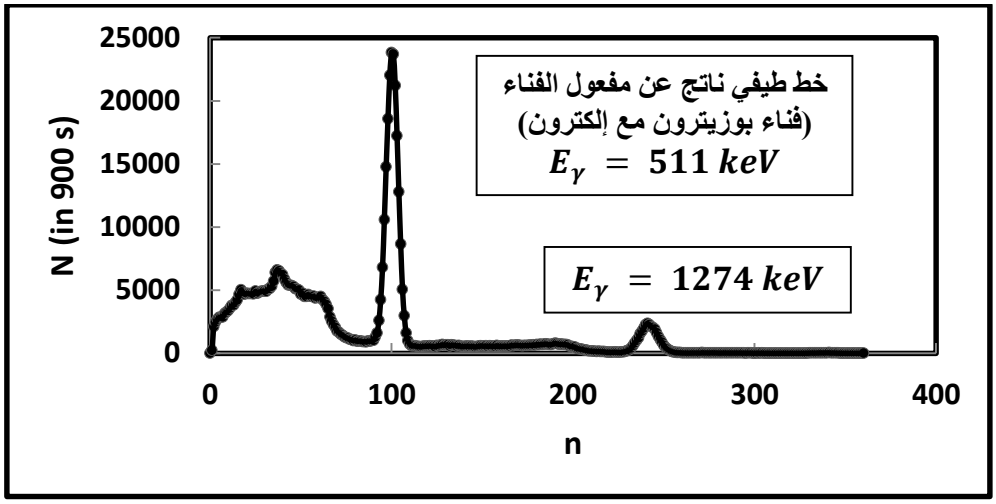
ملاحظة: جميع هذه الأجهزة [١٠] موجودة في مخبر الفيزياء النووية (قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة اللاذقية)، حيث تمَّ إنجاز هذا البحث. ونشير هنا إلى أن آلية عمل الأجهزة المستخدمة، ومعايرة الكاشف شُرحت سابقاً في المرجع [١١]، ويمكن الرجوع أيضاً إلى المراجع التالية [١٢، ١٣].

٤- النتائج والمناقشة:

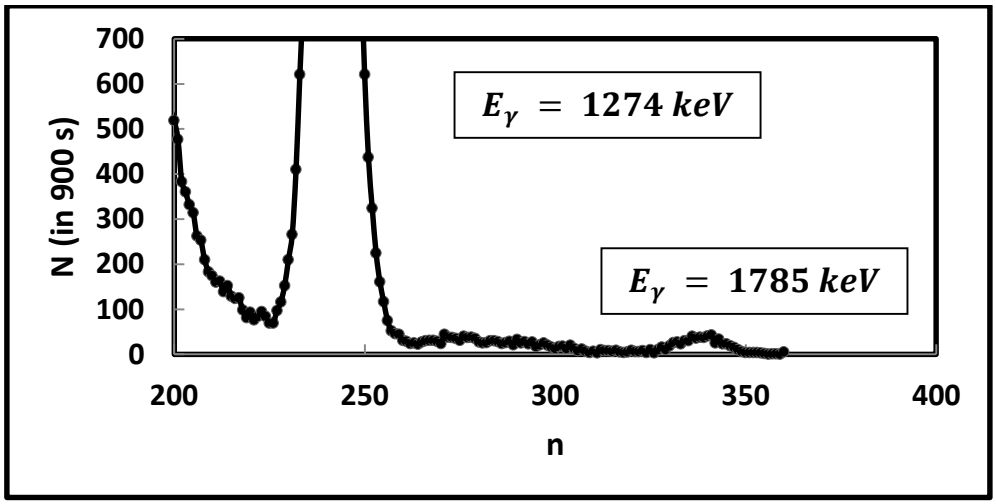
٤-١- النتائج التجريبية:

يوضح الشكل (١) الطيف الطاقي لنظير الصوديوم $^{22}_{11}Na_{11}$ -. معدّل العدّ N بتابعية رقم القناة n. (منبع معياري)،

$E_\gamma = 511\ keV, 1274\ keV, 1785\ keV$ ، بُعد المنبع عن الكاشف (5cm).



(a)



(b)

الشكل (١): الطيف الطاقي لأشعة غاما لنظير الصوديوم $^{22}_{11}Na_{11}$ الممتص في الكاشف $(NaI(Tl)$. معدّل العدّ N بتابعية رقم القناة n. (منبع معياري)، $E_\gamma = 511\ keV, 1274\ keV, 1785\ keV$، بعد المنبع عن الكاشف (5cm). بسبب فناء البوزيترون في الكاشف والمنبع بحد ذاته، تمَّ رصد خط طيفي وحيد بطاقة 511 keV يوافق كشف فوتون وحيد فقط من الفوتونين الناتجين عن مفعول الفناء.

إذا أخذنا الطيف الطاقي للصوديوم $^{22}_{11}Na_{11}$ نلاحظ وجود ثلاثة خطوط طيفية تتموضع عند الطاقات التالية: $E_\gamma = 511\ keV, 1274\ keV, 1785\ keV$ [١٤].

إن الصوديوم ٢٢ هو نظير مُشع يُصنع بدور يُقدر تقريباً بنحو 2,5 سنة. ويتفكك بإصدار بوزيترون (تفكك β^+) ويُعطي النيون ٢٢ المستقر. وهناك جزء صغير جداً (0,06%) من التفككات يصل مباشرة للحالة الأساسية للنيون. إن معظم التفككات يقود إلى حالة مُحرضة للنيون، وجزء منه إلى الأسر الإلكتروني (يُقدر تقريباً بـ 10%) من الإلكترونات الذرية الداخلية، وقسم كبير بإصدار البوزيترونات. إن الحالة المُحرضة للنيون تتخلى عن طاقتها لاحقاً، حيث تعود نواة النيون لحالتها الأساسية $(groud\ state\ g.s)$ بإصدار فوتون غاما طاقته $(1274\ keV)$. ويُقدر عمر النيون المُحرض فقط بنحو 3,7 بيكو ثانية.

إن تفاعل البوزيترونات الصادرة مع إلكترونات المادة المحيطة بها يقود إلى توليد إشعاع الفناء (annihilation radiation) المميز بطاقة قدرها $(511\ keV)$. وبسبب انحفاظ كمية الحركة، يصدر فوتونا غاما (γ) في اتجاهين متعاكسين نتيجة الفناء لبوزيترون وإلكترون.

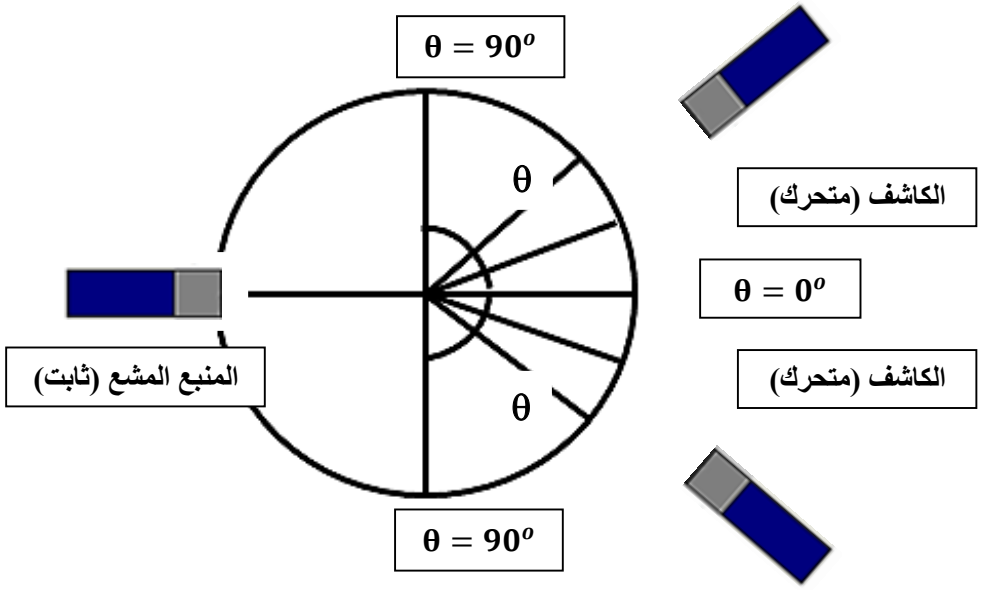
وبسبب التزامن الضعيف بين الخط الطيفي $(1274\ keV)$ وإشعاع الفناء، يظهر خط طيفي في الطيف الطاقي عند القيمة $(511\ keV + 1274\ keV = 1785\ keV)$، ناتج عن الامتصاص المتزامن للفوتونين (γ). بعبارة أخرى فإن تفكك β^+ للصوديوم ٢٢ يُصدر بوزيترون، عادة يتم إيقافه عن طريق مفعول الفناء لفوتونين غاما بطاقة قدرها $(511\ keV)$:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \ \ \& \ \ {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{-1}e \rightarrow \gamma + \gamma$$

كما ذكرنا سابقاً، يبرز الطيف الطاقي للصوديوم $^{22}_{11}\mathrm{Na}$ ثلاثة خطوط طيفية: $(511\ keV)$، و $(1274\ keV)$، و $511\ keV + 1274\ keV = 1785\ keV$) ([14]. إن الخط الطيفي $511\ keV$ ينتج عن تفكك الـ $^{22}_{11}\mathrm{Na}$ إلى $^{22}_{10}\mathrm{Ne}^{2+}$، بينما الخط الطيفي $(1274\ keV)$ ينتج عن تفكك الـ $^{22}_{10}\mathrm{Ne}^{2+}$ إلى $^{22}_{10}\mathrm{Ne}$ المستقر. إذ أن الخط الطيفي $(1785\ keV)$ هو مجموع الخطين الطيفين، أي مجموع الخطوتين السابقتين بخطوة واحدة (بحادثة واحدة):

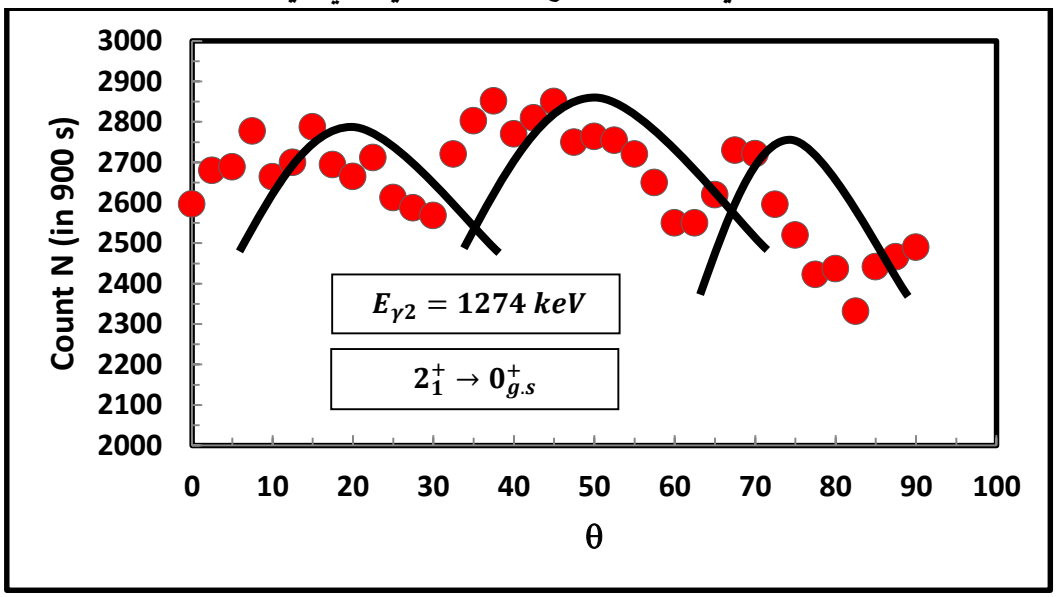
$$^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}Ne^* + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu_e$$
$$^{22}_{10}Ne^* \rightarrow {}^{22}_{10}Ne + \gamma$$
$${}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{-1}e \rightarrow \gamma + \gamma$$
$$E_{\gamma_1} = 511\ keV, E_{\gamma_2} = 1274\ keV$$
$$E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = 511 + 1274 = 1785\ keV$$

يوضح الشكل (٢) عملية قياس التوزع الزاوي للخطين الطيفيين بطاقتين $(511\ keV)$ و $(1274\ keV)$ الناتجين عن تفكك الصوديوم $^{22}_{11}Na$ من أجل زوايا تأرجحت قيمها بين 0^o و 90^o. ويوضح الشكلان (٣) و (٤) التوزعات الزاوية للخطين الطيفيين المذكورين أعلاه



الشكل (٢): وضع الكاشف المتحرك بالنسبة للمنبع المشع الثابت. حيث يمكن تحريك الكاشف بزاوية بين 0^o و 90^o،

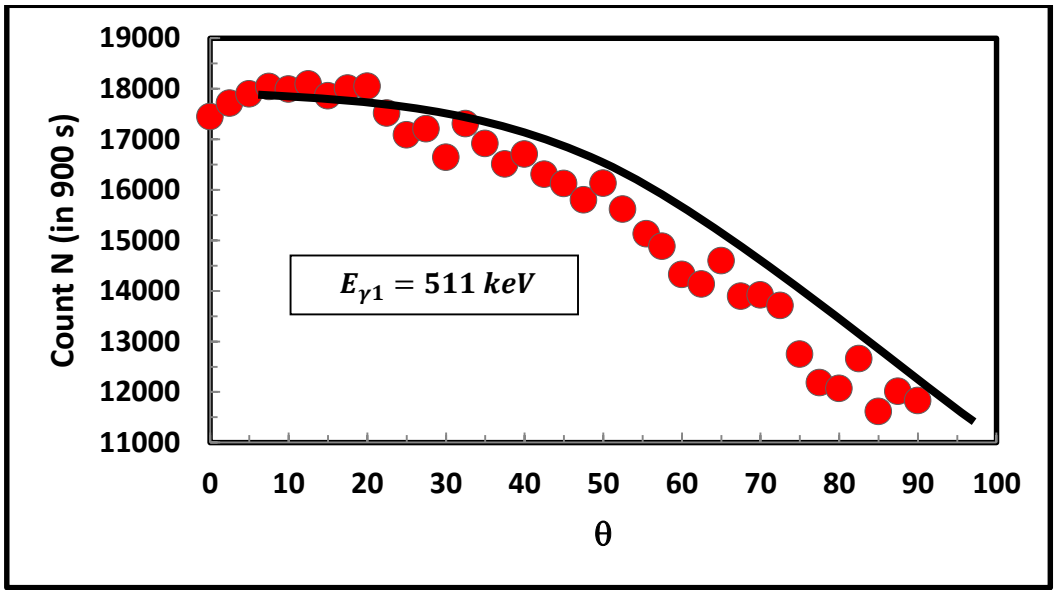
أي أنه يمكننا وضع الكاشف بالزاوية التي نريدها.



الشكل (٣): تغير معدل العد N بتابعية زاوية الكشف θ. وهو ما نُطلق عليه اسم التوزع الزاوي للخط الطيفي 1274 keV.

ويمثل الانتقال من السوية المحرضة 2_1^+ إلى السوية الأساسية $0_{g.s}^+$ $(2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+)$.

إن المنحنيات رُسمت فقط من أجل توجيه العين للتوزع الزاوي المذكور.



الشكل (٤): تغير معدل العد N بتابعية زاوية الكشف θ. وهو ما نُطلق عليه اسم التوزع الزاوي للخط الطيفي 511 keV.

إن المنحني رُسم فقط من أجل توجيه العين للتوزع الزاوي المذكور.

السؤال الذي يُطرح الآن هو التالي: ماذا نستنتج من التوزعات الزاوية السابقة؟

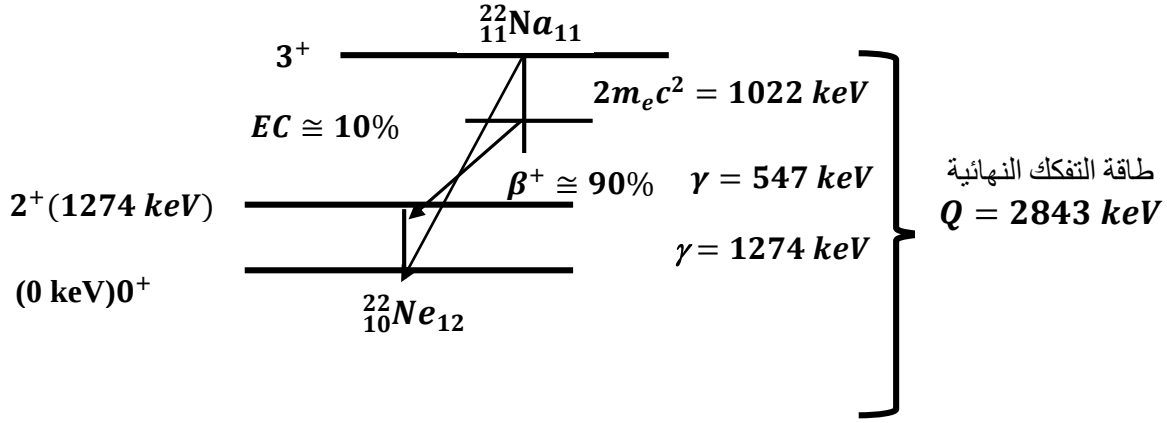
نستنتج أن الانتقال $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+$ الذي طاقته تساوي (1274 keV) له مميزات وصفات خاصة حيث نرى ظهور أكثر من قمة، وهي مختلفة عن التوزع الطاقي للخط الطيفي الذي طاقته تساوي (511 keV)، حيث يتناقص معدل العد بتابعية تزايد زاوية الكشف، وهو من منشأ مختلف تماماً ناتج عن فناء بوزيترون مع إلكترون.

تظهر القمة الأولى للانتقال $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$ عند الزاوية $\theta = 15^o$، في حين تظهر القمتان الثانية والثالثة عند الزوايا الأكبر من $\theta = 15^o$ (أي بين 20^o و 90^o). وعادة في هذا المجال، أو في هذا النوع من الدراسات، فإنه كلما زادت قيمة السبين النووي J^π، أي كلما ازدادت قيمة ℓ، تنزاح القمة الأولى للتوزع الزاوي نحو اليسار، وهذا ما تمَّ ملاحظته عند دراسة التوزعات الزاوية للسويتين 2^+_1 و 4^+_1 لنواة النيكل $^{60}_{28}Ni$ الناتجة عن تفكك بيتا سالب للكوبالت $^{60}_{27}Co$، أي باتجاه القيم المتزايدة للزاوية [15]، وهذه النتائج تتوافق مع النتائج المتعارف عليها في هذا النوع من الدراسات.

٤-٢- دراسة ومناقشة السويات المُحرضة:

يُطرح الآن السؤال الآتي: ما هي آلية تحريض السوية المُحرضة 2^+_1 للنيون $^{22}_{10}Ne$؟ هل هي تحريض فردي أو تحريض جماعي، أو ماذا؟

يوضح الشكل (٥) مخطط التفكك لنظير الصوديوم $^{22}_{11}Na$ المشع.



الشكل (٥): مُخطط التفكك لنظير الصوديوم $^{22}_{11}Na_{11}$ بوساطة التفكك β^+ حيث يتم توليد النيون المحرض $^{22}_{10}Ne^*_{12}$ الذي بدوره يُصدر أشعة غاما بطاقة قدرها $1274\ keV$.

أولاً سوف نطرح السؤال التالي: ما هي قيمة الطاقة الناتجة عن تفكك الصوديوم $^{22}_{11}Na_{11}$ إلى النيون $^{22}_{10}Ne_{12}$؟ وما هي الطاقة المحررة التي توزع على شكل طاقة حركية بين نواتج التفكك (النواة الوليدة $^{22}_{10}Ne$، البوزيترون e^+، والنيوترينو الإلكتروني ν_e)؟

عادة يتم حساب ميزان الطاقة، وخاصة الطاقة المتوفرة (الجاهزة التي يمكن تحويلها إلى عمل مفيد في نظام معين)، بمساعدة الكتل النووية. إن هذا غير دقيق، أو غير فيزيائي لأن الهدف أو المنبع المشع مُكون من ذرات وليس من نوى. إذاً، فمن الأفضل أن نكتب بشكل صحيح ميزان الطاقة باستخدام الكتلة الذرية التي تُعطى بالعلاقة التالية

$$\mathcal{M}(A,Z)c^2 = M(A,Z)c^2 + Zm_ec^2 - E_b$$

حيث: $\mathcal{M}$ الكتلة الذرية، M الكتلة النووية، m_e كتلة إلكترون، Z شحنة النواة أو عدد البروتونات في النواة، c سرعة الضوء و E_b طاقة الارتباط للإلكترون في الذرة. ومن أجل التفكك بيتا β فالطاقة المتوفرة تحمل اسم Q_β التي تُكتب على الشكل التالي [١]:

$$Q_{\beta^-} = \mathcal{M}(A,Z)c^2 - \mathcal{M}(A,Z+1)c^2 \quad (1)$$

$$Q_{\beta^+} = \mathcal{M}(A,Z)c^2 - \mathcal{M}(A,Z-1)c^2 - 2m_ec^2 \quad (2)$$

وذلك بإهمال الفرق في طاقة الارتباط للذرات (A,Z) و $(A,Z+1)$ أو $(A,Z-1)$، وهذا يُعتبر شرعياً لأنه صغير نسبياً ولا يؤثر بشكل كبير على الحسابات. في الواقع، أثناء الانتقال أو التفكك بيتا β فإن النواة البدائية تحتوي Z بروتون والنواة النهائية $Z+1$ أو $Z-1$ بحسب التفكك إذا كان β^- أو β^+ على التوالي. وبالمقابل، فإن الـ Z إلكترون ذري لا تتأثر مباشرة بالانتقال أو بالتفكك بحيث أن الذرة النهائية تبدو لفترة من الزمن كشاردة موجبة أو سالبة على الترتيب. بالتأكيد، فيما بعد وبزمن قصير جداً (من مرتبة الـ 10^{-12} ثانية)، الذرة النهائية تُرتب نفسها وتصبح حيادية بمساعدة الوسط المكون من المنبع، لكن من أجل الانتقالات أو التفككات بحد ذاتها، فإن موازين الطاقة تُكتب على النحو التالي:

$$M(A,Z)c^2 + Zm_ec^2 - E_b \xrightarrow{\beta^-} M(A,Z+1)c^2 + Zm_ec^2 - E_b' + m_ec^2$$

$$\mathcal{M}(A,Z)c^2 \xrightarrow{\beta^-} \mathcal{M}(A,Z+1)c^2 - m_ec^2 + m_ec^2$$

و:

$$M(A,Z)c^2 + Zm_ec^2 - E_b \xrightarrow{\beta^+} M(A,Z-1)c^2 + Zm_ec^2 - E_b' + m_ec^2$$

$$\mathcal{M}(A,Z)c^2 \xrightarrow{\beta^+} \mathcal{M}(A,Z-1)c^2 + m_ec^2 + m_ec^2$$

وذلك بإهمال الفرق بين طاقتي الارتباط $(E_b - E_b')$ نحصل على الطاقات المتوفرة (الجاهزة) المعطاة في العلاقتين (١) و (٢). وهذه الاعتبارات السابقة تؤخذ بشكل خاص في ظاهرة الأسر الإلكتروني [١، ٨، ١٧].

إن تفكك نظير الصوديوم $^{22}_{11}\mathrm{Na}$ يتم بوساطة تفكك β^+ (أي تحول بروتون إلى نيوترون)، في معظم الأحيان (أكثر من ٩٠%)، إلى السوية المحرضة $(1274\ keV)$ للنيون $^{22}_{10}Ne^{2+}$. ويتفكك لاحقاً إلى الحالة الأساسية مُصدراً فوتون غاما طاقته $(1274\ keV)$ [١٤].

تُعطى معادلة التفكك لنظير الصوديوم $^{22}_{11}\mathrm{Na}$ على النحو الآتي:

$$^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}Ne^* + \beta^+ \rightarrow {}^{22}_{10}Ne + \gamma_1 + \gamma_2$$
$$^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}Ne^* + e^+ + \nu_e$$

تُحسب الطاقة الناتجة عن التفكك (أو الطاقة الكلية) وفق العلاقة التالية:

$$Q = (M_{Na} - M_{Ne})c^2 = (21{,}994437\ u - 21{,}991385\ u)\left(\frac{931.5MeV}{u}\right) = 2{,}842938\ MeV$$
$$\cong 2{,}843\ MeV \cong 2843\ keV$$

حيث M ترمز للكتلة النووية. بينما تُحسب الطاقة المتوفرة (الجاهزة) Q_{β^+} الناتجة عن التفكك السابق انطلاقاً من الكتلة النووية التي تساوي إلى الفرق بين الكتلة الذرية وكتلة الإلكترونات المرافقة للنواة الذرية المُعتبرة على النحو الآتي على فرض أن كتلة النيوترينو الإلكتروني ν_e مهملة، وكتلة البوزيترون تساوي إلى كتلة الإلكترون $m(e^+) = m(e^-) = m_e$:

$$Q_{\beta^+} = [\{M_{Na}(^{22}_{11}\mathrm{Na}) - 11m_e\} - (\{M_{Ne}(^{22}_{10}\mathrm{Ne}) - 10m_e\} + m_e)]c^2$$
$$= [M_{Na}(^{22}_{11}\mathrm{Na}) - M_{Ne}(^{22}_{10}\mathrm{Ne}) - 2m_e]c^2$$
$$= (21{,}994437\ u - 21{,}991385\ u)\left(\frac{931{,}5\ MeV}{u}\right) - 2 \times 0{,}511\ MeV =$$
$$= 2{,}842938\ MeV - 1{,}022\ MeV \cong 1{,}821\ MeV \cong 1821\ keV$$

وهذه الطاقة الجاهزة أو المتوفرة والتي تساوي $(1821\ keV)$ تتوزع على شكل طاقة حركية بين نواتج التفكك (النواة الوليدة $^{22}_{10}\mathrm{Ne}$، البوزيترون e^+، والنيوترينو الإلكتروني ν_e). نلاحظ أيضاً أن:

$$Q = Q_{\beta^+} + 2m_ec^2 = 1821 + 1022 = 2843\ keV$$

ونشير هنا إلى أن تفكك β^+ لا يمكن أن يحدث إلا إذا تحقق الشرط التالي:

$$M_{Na}(^{22}_{11}\mathrm{Na})c^2 > M_{Ne}(^{22}_{10}\mathrm{Ne})c^2 + 2m_ec^2$$

وهذا يقود إلى إدخال مفهوم الأسر الإلكتروني (Electronic Capture - EC) الذي يدخل بمنافسة مع تفكك β^+. وهنا لا بد من كلمة صغيرة حول هذا المفهوم.

إن إصدار بوزيترون وأسر إلكترون هما مفعولان توأم، أي أن أسر إلكترون له نفس مفعول إصدار بوزيترون: تحويل بروتون من بروتونات نواة إلى نيوترون وإنقاص الشحنة الكهربائية بمقدار واحد، ويتم توليد نيوترينو إلكتروني في الحالة النهائية. وبحسب حالتنا من أجل الصوديوم $^{22}_{11}\mathrm{Na}$، فيمكن كتابة الأسر الإلكتروني وفق المعادلة التالية:

$$^{22}_{11}\mathrm{Na} + e^- \rightarrow {}^{22}_{10}\mathrm{Ne} + \bar{\nu}_e$$

والطاقة المُحررة عن مفعول الأسر الإلكتروني Q_{EC} للصوديوم تساوي:

$$Q_{EC} = [\mathcal{M}_{Na}(^{22}_{11}\mathrm{Na}) - \mathcal{M}_{Ne}(^{22}_{10}\mathrm{Ne})]c^2$$
$$= [\{M_{Na}(^{22}_{11}\mathrm{Na}) - 11m_e\} - (\{M_{Ne}(^{22}_{10}\mathrm{Ne}) - 10m_e\}) + m_e]c^2$$
$$= [M_{Na}(^{22}_{11}\mathrm{Na}) - M_{Ne}(^{22}_{10}\mathrm{Ne})]c^2$$
$$= (21{,}994437\ u - 21{,}991385\ u)\left(\frac{931{,}5\ MeV}{u}\right) = 2{,}842938\ MeV$$
$$\cong 2{,}843\ MeV \cong 2843\ keV$$

وهذه الطاقة المُحررة التي تساوي $(2843\ keV)$ توزع على شكل طاقة حركية بين نواتج التفكك (النواة الوليدة $^{22}_{10}\mathrm{Ne}$ والنيوترينو الإلكتروني ν_e). ونشير هنا إلى أن:

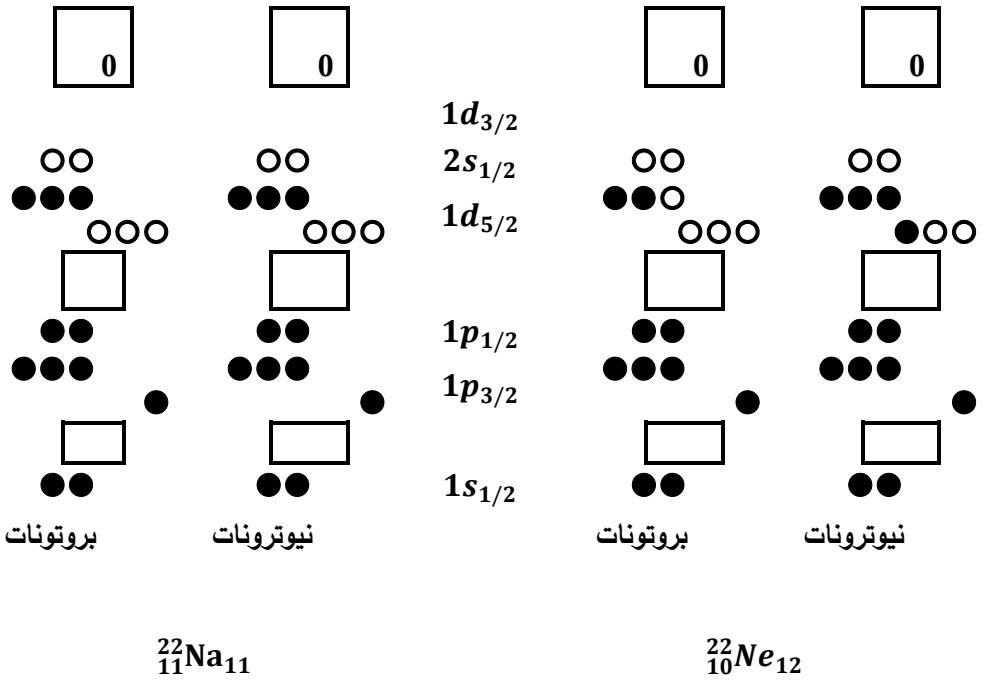
$$Q_{EC} = Q_{\beta^+} + 2m_ec^2 = 1821 + 1022 = 2843\ keV$$

وإن الطاقة الحركية العُظمى التي يمكن للبوزيترون أن يحملها أو يكتسبها $T_{max}(e^+)$ تُعطى بالعلاقة التالية:

$$T_{max}(e^+) = Q - 1274 - 2m_ec^2 = 2843 - 1274 - 1022 = 547\ keV$$

ونشير أخيراً إلى أنه إذا كان $Q > 2m_ec^2$ فإن الأسر الإلكتروني هو المسيطر (المتفوق) أمام β^+ من أجل النوى الثقيلة (Z كبيرة)، وذلك لأن الإلكترونات تكون بشكل وسطي أكثر قرباً من النواة. وبعد الأسر الإلكتروني، هناك إعادة ترتيب للإلكترونات الذرية إما بإصدار أشعة X تميز الذرة الوليدة، وإما بإصدار إلكترون أوجيه Auger.

بالعودة إلى النواة $^{22}_{10}\mathrm{Ne}_{12}$ الناتجة عن تفكك النظير المُشع للصوديوم $^{22}_{11}Na_{11}$ نلاحظ أن هذه النواة هي زوجية البروتونات والنيوترونات. واستناداً إلى نموذج الطبقات، فإن توزع البروتونات والنيوترونات على الطبقات النووية وفق المخطط الموضح في الشكل (٦).



الشكل (٦): توزع البروتونات والنيوترونات على الطبقات النووية لكل من $^{22}_{11}Na_{11}$ و $^{22}_{10}\mathrm{Ne}_{12}$ وفق نموذج الطبقات.

● مكان مملوء	○ مكان فارغ

استناداً إلى ذلك، وإلى توزيع البروتونات والنيوترونات على الطبقات وفق نموذج الطبقات، فإن سبين ونوعية الحالة الأساسية (المُستقرة غير المُحرضة) للنوى المدروسة هي [١٧]:

من أجل $^{22}_{10}Ne_{12}$ (زوجية – زوجية):

$(J^{\pi}) = \mathbf{0}^{+}$ وذلك لأنهما نوى زوجية البروتونات والنيوترونات، النوعية موجبة.

من أجل $^{22}_{11}Na_{11}$ (فردية – فردية):

$$|j_n - j_p| \le j \le |j_n + j_p| \rightarrow \left|\frac{5}{2} - \frac{5}{2}\right| \le j \le \left|\frac{5}{2} + \frac{5}{2}\right| \rightarrow j = 0,1,2,3,4,5$$

$$\pi = (-1)^{\ell_n + \ell_p} = (-1)^{d+d} = (-1)^{2+2} = +$$

$$\rightarrow (J^{\pi}) = \mathbf{0}^{+}, \mathbf{1}^{+}, \mathbf{2}^{+}, \mathbf{3}^{+}, \mathbf{4}^{+}, \mathbf{5}^{+}$$

ووجد تجريبياً أن $(J^{\pi}) = \mathbf{3}^{+}$ وهي قيمة تقع بين القيم المتوقعة نظرياً.

والسؤال الذي يُطرح الآن هو: **كيف يمكن تحديد سبين ونوعية السويات المُحرضة للنوى، وبالخصوص النواة المدروسة في هذا البحث وهي نواة النيون $^{22}_{10}Ne_{12}$؟ وما هو شكل هذه النواة؟** وكما هو ملاحظ، فإن هذه النواة زوجية البروتونات (١٠ بروتونات) والنيوترونات (١٢ نيوترون)، وهي تقع ضمن الطبقتين السحريتين (٨) و (٢٠)، ولهذه الغاية للإجابة عن السؤال السابق سوف ندرس التركيب النووي للنظائر الغنية بالنيوترونات

والتي تقع ضمن الطبقتين السحريتين السابقتين، أي النظائر التي لها نفس عدد النيوترونات $\boldsymbol{N}$ ومختلفة في عدد البروتونات $\boldsymbol{Z}$.

٤-٣- دراسة التركيب النووي للنوى التي تقع في المنطقة $N = 8 - 20$، البعيدة عن خط الاستقرار:

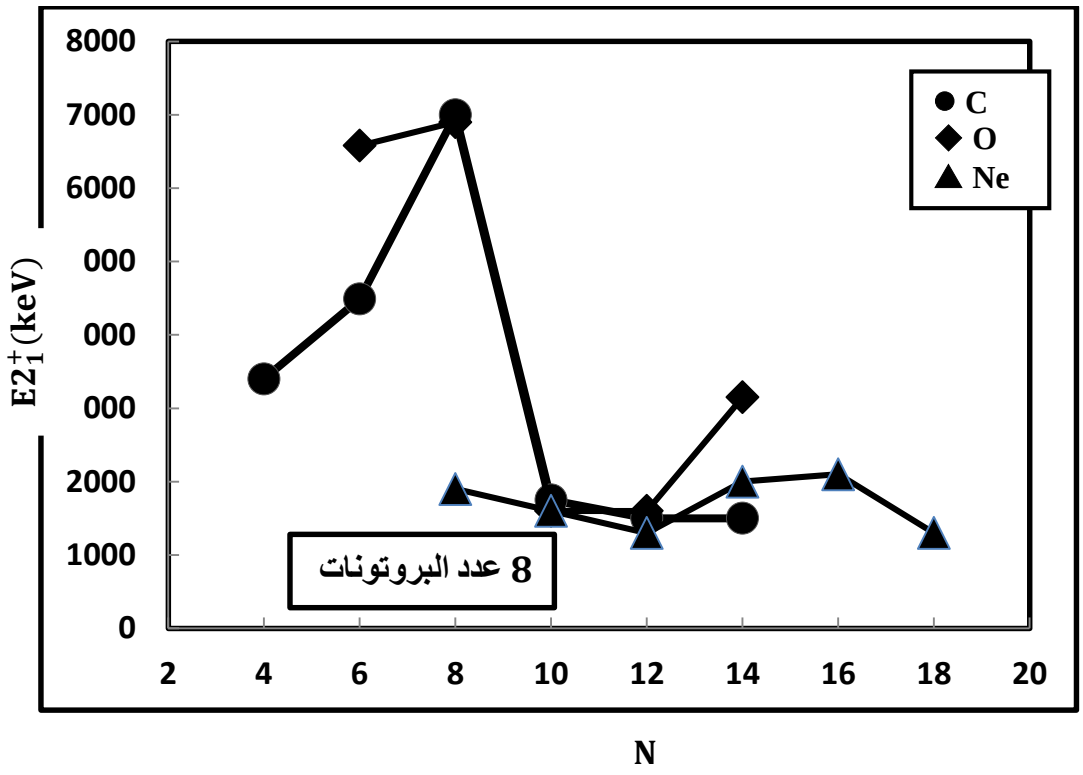
من أجل النوى الخفيفة والبعيدة عن خط الاستقرار، هناك استثناءات مثل البريليوم $^{11}_{4}Be_{7}$، الآزوت $^{11}_{7}N_{5}$ والكربون $^{15}_{6}C_{5}$ تشير إلى أن الحالة الأساسية $(ground\ state - g.s)$ لهذه النوى تمتلك سبين قدره $J^{\pi} = (1/2)^{+}$. إن هذا التغير بالنسبة لنموذج الطبقات الكلاسيكي، سببه انقلاب (أو انعكاس) المدارات $(2s_{1/2})$ و $(1p_{1/2})$. هذه الدلائل تشير إلى ضعف العدد السحري (٨)، وأن تركيب تلك النوى البعيدة عن خط الاستقرار يتغير بشكل كبير بالنسبة لتوقعات نموذج الطبقات الكلاسيكي.

إن القيم التجريبية للسويات 2_1^+ للنظائر الزوجية–الزوجية التالية: الكربون C، الأكسجين O، النيون Ne، المغنيزيوم Mg، السيليكون Si، الكبريت S، الأرغون Ar، والكالسيوم Ca مُعطاة في الجدول (١)، وممثلة بيانياً في الأشكال (٧)، (٨)، (٩) و (١٠).

الجدول (١): طاقات السويات المحرضة $\mathbf{E}(2_1^+)$ للنوى الزوجية – الزوجية لكل من:

الكربون C، الأكسجين O، النيون Ne، المغنيزيوم Mg، السيليكون Si، الكبريت S، الأرغون Ar، والكالسيوم Ca [١٩-25].

		$E(2_1^+)(keV)$							
		C Carbon	O Oxygen	Ne Neon	Mg Magnesium	Si Silicon	S Sulfur	Ar Argon	Ca Calcium
	Z →	6	8	10	12	14	16	18	20
N									
4		3400							
6		4490	6580						
8		7000	6900	1900					
10		1750	1600	1600	1300				
12		1500	1600	1300	1400	1800			
14		1500	3150	2000	1850	1750	2200		
16				2100	1500	2300	2250	2100	
18				1300	1500	2000	2150	2000	2200
20					850	3300	3300	2150	3850
22					600	1450	1300	1500	1500
24						1100	900	1170	1150
26							900	1150	1300
28							1300	1550	3800
30									1000



الشكل (٧): تغير الطاقات التحريضيه للسويه الاولى $E(2_1^+)$ من اجل النوى الزوجية–الزوجية عند تغير عدد النترونات وثبات عدد البروتونات من أجل الكربون C والأكسجين O والنيون Ne.

إن الشكل (٧) يُمثل تغير طاقة السوية الأولى المحرضة 2_1^+ للنظائر الزوجية–الزوجية للكربون (●)، للأكسجين (◆) وللنيون (▲). إن هذا يسمح لنا بالدراسة المنتظمة لسلوك طاقة هذه السوية من أجل النوى الغنية بالنيوترونات حول العدد $N = 14$. يشير التغير إلى أنه حتى عدد النيوترونات $N = 12$، نظائر الكربون تتبع نفس سلوك نظائر الأكسجين؛ ولكن عند $N = 14$، يوجد اختلاف مهم قد لوحظ بين الكربون $^{20}_{6}C_{14}$ والأكسجين $^{22}_{8}O_{14}$: إن طاقة السوية 2_1^+ للأكسجين تزداد بشكل قوي بالنسبة للكربون $^{20}_{6}C_{14}$، حتى أنها تتجاوز طاقة الفصل لنيوترون في حالة الأكسجين $^{24}_{8}O_{16}$. إن هذا المفعول يمكن شرحه بسلوك الحالات بجسيم وحيد للمدارات $d_{5/2}$ و $s_{1/2}$ على طول سلسلة نظائر الكربون والأكسجين [٢٥].

يبدو من المنطقي والمعقول افتراض أنه، من أجل الكربون $^{20}_{6}C_{14}$، أن السوية الأولى المحرضة 2_1^+ هي نتيجة تحريض جسيم–ثقب بين السويات بجسيم واحد في المدارين $d_{5/2}$ و $s_{1/2}$. إن الفرق الضعيف للطاقة بين السويات بجسيم واحد سيكون له نتيجة أن السوية 2_1^+ لها طاقة ضعيفة. بالمقابل، في حالة الأكسجين $^{22}_{8}O_{14}$، التباعد بين السويتين $5/2^+$ و $1/2^+$ بجسيم واحد أكثر أهمية. إن هذا التباعد أو الفرق تم تأكيده بحساب نظري يُعطي قيمة من مرتبة الـ $(4\,MeV)$ [٢٦]، وهذا يشرح القيمة المرتفعة لطاقة السوية الأولى المحرضة 2_1^+ للأكسجين $^{22}_{8}O_{14}$.

إن الطاقة المرتفعة للسوية 2_1^+ للأكسجين $^{22}_{8}O_{14}$ توحي بشكل قوي أن الفجوة "gap" عند $N = 16$ في الأكسجين هي أيضاً كبيرة مثل الفجوة عند $N = 14$. وتشير طاقة السوية 2_1^+ للكربون $^{20}_{6}C_{14}$ التي هي أقل مما هي عليه في الأكسجين $^{22}_{8}O_{14}$، أي من أجل $N = 14$، أن شكل نواة الكربون $^{20}_{6}C_{14}$ هي أقل كرويةً من نواة الأكسجين $^{22}_{8}O_{14}$.

بالعودة إلى نواة النيون $^{22}_{10}Ne_{12}$ ، كيف يمكن الحصول على سبين ونوعية السوية الأولى المُحرضة؟

بحسب نموذج الطبقات، فإن السوية الأساسية لهذه النواة تساوي $(J^{\pi}) = 0^{+}$ وذلك لأنهما نوى زوجية البروتونات والنيوترونات، هناك زوج من النيوترونات متوضع على المدار $1d_{5/2}$. إن تشكيل العزوم الزاوية $j = 5/2$ من أجل النيوترونين المُشار إليها سابقاً على نفس السوية الطاقية يعطي:

$$|j_n - j_n| \leq j \leq |j_n + j_n| \rightarrow \left|\frac{5}{2} - \frac{5}{2}\right| \leq j \leq \left|\frac{5}{2} + \frac{5}{2}\right| \rightarrow j = 0,1,2,3,4,5$$
$$\pi = (-1)^{\ell_n + \ell_n} = (-1)^{d+d} = (-1)^{2+2} = +$$
$$\rightarrow (J^{\pi}) = 0^{+}, 1^{+}, 2^{+}, 3^{+}, 4^{+}, 5^{+}$$

وهذه كل القيم الممكنة لـ J^{π} ، وبما أن نواة النيون $^{22}_{10}Ne_{12}$ زوجية–زوجية، فإن يجب أن يكون لدينا:

$$J^{\pi} = 0^{+}, 2^{+}, 4^{+}$$

وكما هو متوقع، فالحالة الأساسية تتميز بـ $J^{\pi} = 0^{+}$.

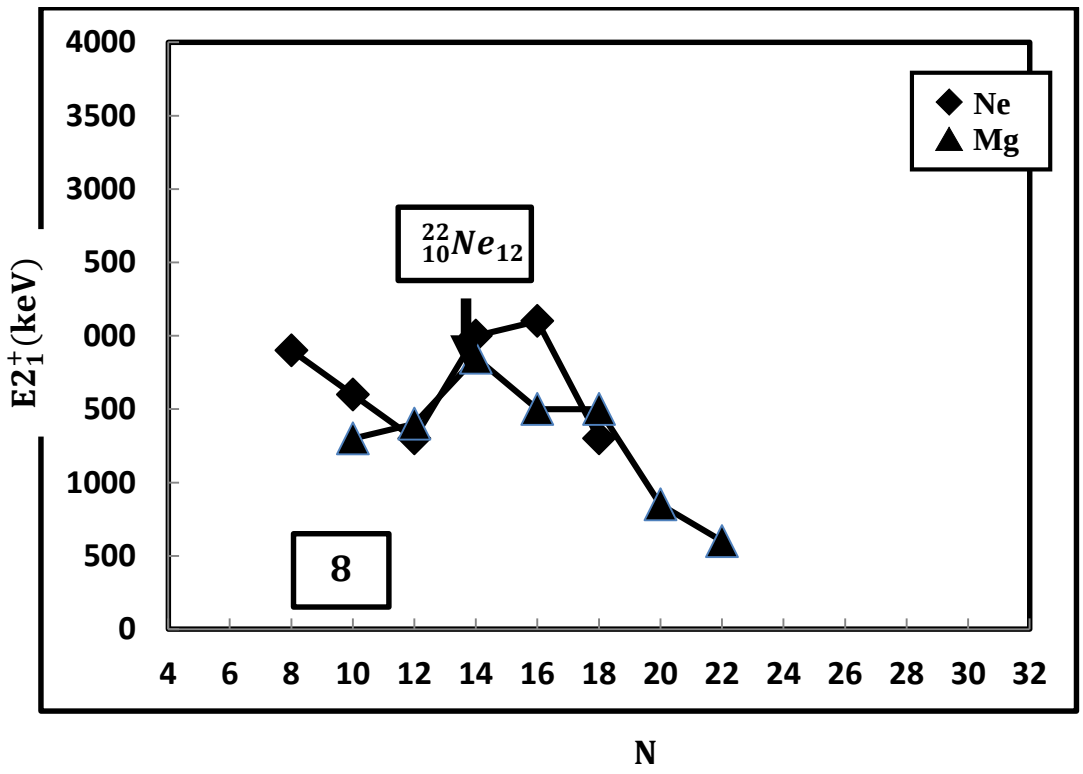
إن الحالة المُحرضة 2_1^{+} التي تم الحصول عليها تجريبياً يمكن أن تفسر بكسر التزاوج بين النيوترونين $(1d_{5/2})^2$، ووضع نيوترون على المدار $2s_{1/2}$. في هذه الحالة، فإن التشكيل بين $j = 5/2$ و $j = 1/2$ يسمح بالحصول على ما يلي:

$$|j_n - j_n| \leq j \leq |j_n + j_n| \rightarrow \left|\frac{5}{2} - \frac{1}{2}\right| \leq j \leq \left|\frac{5}{2} + \frac{1}{2}\right| \rightarrow j = 2,3$$
$$\pi = (-1)^{\ell_n + \ell_n} = (-1)^{d+s} = (-1)^{2+0} = +$$
$$\rightarrow J^{\pi} = 2^{+}, 3^{+}$$

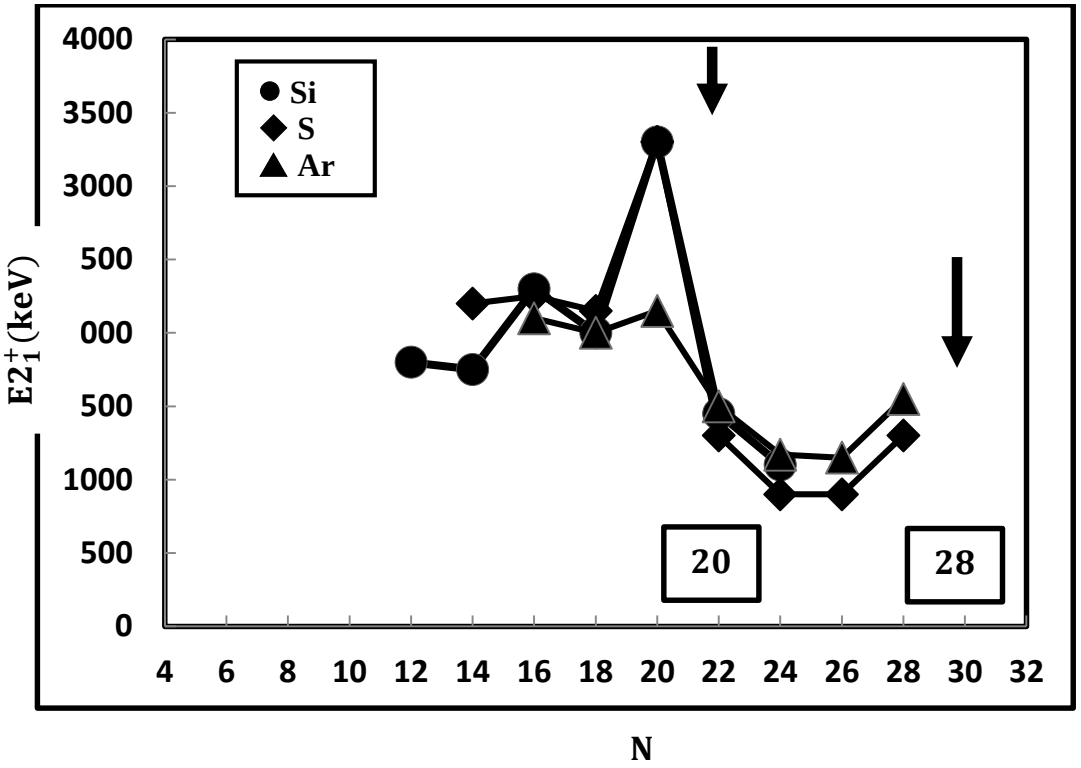
أو يمكن كسر التزاوج بين النيوترونين $(1d_{5/2})^2$، ووضع نيوترون على المدار $2d_{3/2}$. في هذه الحالة، فإن التشكيل بين $j = 5/2$ و $j = 3/2$ يسمح بالحصول على ما يلي:

$$|j_n - j_n| \leq j \leq |j_n + j_n| \rightarrow \left|\frac{5}{2} - \frac{3}{2}\right| \leq j \leq \left|\frac{5}{2} + \frac{3}{2}\right| \rightarrow j = 1,2,3,4$$
$$\pi = (-1)^{\ell_n + \ell_n} = (-1)^{d+d} = (-1)^{2+2} = +$$
$$\rightarrow J^{\pi} = 1^{+}, 2^{+}, 3^{+}, 4^{+}$$

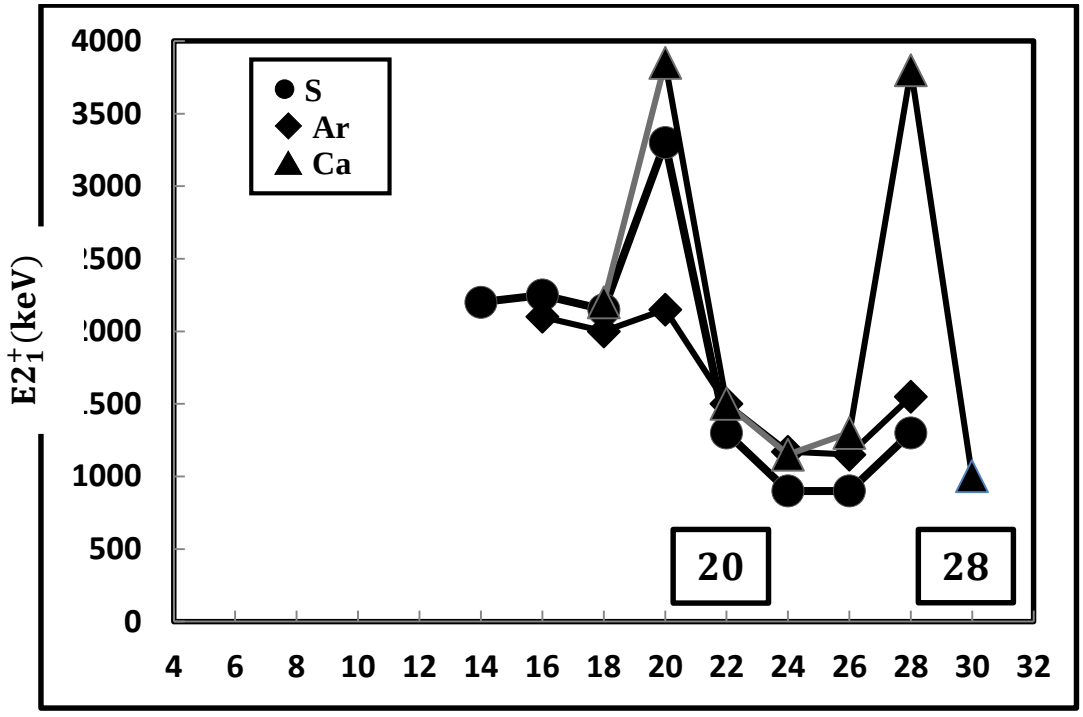
ولكن في هذه الحالة يلزمنا طاقة تحريضية أكبر. إن مثل هذا الوضع يقود لتصور إن أن تلك النواة مشوهة، أي ليست كروية.



الشكل (٨): تغير الطاقات التحريضية للسوية الأولى $E(2_1^+)$ من أجل النوى الزوجية–الزوجية عند تغير عدد النترونات وثبات عدد البروتونات من أجل النيون Ne والمغنيزيوم Mg.



الشكل (٩): تغير الطاقات التحريضية للسوية الأولى $E(2_1^+)$ من أجل النوى الزوجية–الزوجية عند تغير عدد النترونات وثبات عدد البروتونات من أجل السيليكون Si والكبريت S والأرغون Ar.



الشكل (١٠): تغير الطاقات التحريضية للسوية الأولى $E(2_1^+)$ من أجل النوى الزوجية–الزوجية عند تغير النترونات وثبات عدد البروتونات من أجل السوفر S والأرغون Ar والكالسيوم Ca.

نلاحظ، من الأشكال السابقة، أنه من أجل نظائر الـ O، Mg، و Ne، طاقة السوية المُحرضة 2_1^+ تتناقص من أجل عدد النيوترونات $(N = 12)$ الواقع بين $(N = 10)$ و $(N = 14)$، الشكل (٧). بالمقابل نصل إلى القيمة $(N = 20)$، من أجل المغنيزيوم $^{32}_{12}Mg_{20}$ حيث الطاقة ضعيفة جداً. إن القيمة الموجودة $(850\ keV)$ أصغر تقريباً بأربع مرات من القيمة $(3300\ keV)$ العائدة للسيليكون $^{34}_{14}Si_{20}$، نواة تمتلك فقط بروتونين إضافيين. إن قيم طاقات الفصل لنيوترونين المستنتجة من قبل F. Sarazin وزملائه [٢٧] تشير إلى أن هناك سلوك مختلف جداً عن $^{32}_{12}Mg_{20}$ بالنسبة للطبقة $(N = 20)$ المغلقة (طبقة سحرية): طاقة الفصل لنيوترونين لـ $^{32}_{12}Mg_{20}$ تساوي $(8\ MeV)$، بينما لـ $^{34}_{14}Si_{20}$ تساوي $(12\ MeV)$. وكأن الـ $^{34}_{14}Si_{20}$ يسلك سلوك نواة مستقرة وكأنها مضاعفة السحرية (سحرية البروتونات والنيوترونات)، بينما هي سحرية النيوترونات فقط $(N = 20)$. وهذه النواة تتموضع في منتصف الطبقة البروتونية $(Z = 14)$، الشكل (٧). نشير هنا إلى أن معرفتنا لنظائر الأكسجين O والنيون تتوقف عند $(N = 14\ \&\ 18)$ على التوالي، راجع الجدول (١). إن القيم المرتفعة، والمقاسة لطاقة السوية 2^+ للنظيرين $^{22}_{8}O_{14}$ و $^{26}_{10}Ne_{16}$ تشير إلى الاغلاق المبكر للطبقة.

ونشير هنا إلى أن Sorlin وزملائه [٢٨] قاسوا نصف عمر حياة النظير $^{44}_{16}S_{28}$، ووجدوا أنها تساوي

($T_{1/2} = 123\ ms$) وهي قيمة قصيرة، ووجدوا أن احتمال إصدار نيوترون ضعيف (18%). إن هذه القيم التجريبية تشير إلى أن هذه النواة في الحالة الأساسية هي نواة مشوهة وليست كروية كما هو منتظر لنواة تمتلك عدداً سحرياً من النيوترونات. ودُعمت هذه النتيجة بالقيمة الكبيرة لاحتمال الانتقال $B(E;\ 0^+_{g.s} \rightarrow\ 2^+_1)$ المقاس من قبل Glasmacher وزملائه [٢٩] والذي يساوي ($314\ e^2fm^4$)، وبواسطة القياس التجريبي لكتلة الـ $^{44}_{16}S_{28}$ من قبل F.Sarasin وزملائه [٢٧]. ويمكن استنتاج قيمة عامل التشوه β من قيمة احتمال الانتقال السابقة وفق العلاقة التالية [٣٧-٣١]:

$$\beta_2 = \frac{1}{ZeR^2}\sqrt{\frac{B(E;\ 0^+_{g.s} \rightarrow\ 2^+_1)}{\left(\frac{3}{4\pi}\right)^2}}\quad ,\quad R = 1{,}2\ (fm).A^{1/3}$$

ووجد أنها تساوي ($0{,}258$).

ونشير هنا إلى أن القيم التي تم إيجادها من أجل قيم طاقات الفصل لنيوترونين تؤكد ضعف العدد السحري من أجل نوى السوفر $^{44}_{16}S_{28}$ والأرغون $^{44}_{18}Ar_{26}$ [٢٨]، إضافة إلى القيم الضعيفة لطاقة السوية 2^+_1، الجدول (١) والشكل (٩).

وأخيراً نشير إلى أن عدد النيوترونات في نواة النيون $^{28}_{10}Ne_{18}$ يوافق تقريباً للملئ التام أو الكلي للمدار $1d_{3/2}$ الذي يُغلق الطبقة ($N = 20$). بشكل معاكس لنوى الكبريت S والسيليكون Si التي تبقى كروية عند ($N = 20$)، لكن نوى المغنيزيوم Mg تبدو مشوهة بالرغم من أنها تحتوي على العدد ($N = 20$) الذي نقول عنه سحري النيوترونات. ولهذا السبب، إن النوى مثل المغنيزيوم $^{34}_{12}Mg$ والنيون $^{28}_{10}Ne$ تُعتبر جزءاً من هذا الذي نسميه "جزر الانقلاب أو الانعكاس" (بسبب انقلاب المدارات $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$). إن هذه التسمية تأتي كون النوى التي تقع ضمن المجال ($N = 20$) هناك تعايش بين الشكل الكروي والشكل المشوه، أي أن الشكلين يمكن أن يتواجدا بنفس الوقت، أي أن الطبقات النووية يمكن أن تكون، بآن واحد، كروية أو مشوهة؛ إن الحالات المشوهة هي الحالات الأكثر ملائمة من الحالات الكروية عند الطاقات المرتفعة. وهذا يتم تفسيره بكون "فجوة النيوترونات" ($N = 20$) تفقد من أهميتها بسبب التأثير المتبادل نيوترون–بروتون للمدارين $N(1d_{3/2}) - P(1d_{5/2})$. إن هذا التأثير المتبادل هو تجاذبي وأعظمي عند امتلاء هذين المدارين (مثال نواة السيليكون $^{34}_{14}Si$ التي تمتلك فجوة ($N = 20$) كبيرة تتمثل بطاقة قدرها ($3300\ keV$) للحالة 2^+_1)، وتضعف بالتدريج حتى تصبح فارغة (في حالة النوى كالمغنيزيوم $^{32}_{12}Mg$ حيث المدار البروتوني $1d_{5/2}$ لم يعد يحتوي إلا على ٦ بروتونات والذي بدوره يؤدي إلى تقليص الفجوة $N = 20$). وهذه الشروحات يجب أن تجد تأكيدات تجريبية بملاحظة تقليص أكثر أهمية للفجوة $N = 20$ في حالة نواة النيون $^{30}_{10}Ne$. لكن حتى الآن لم يتم إنتاج أو توليد نظائر للنيون ما بعد $^{29}_{10}Ne$.

٥- الاستنتاجات والتوصيات:

إن النتيجة الأكثر أهمية هي إيضاح الاختلاف الفريد عند $N = 14$ بين الطاقات التحريضية للسويات 2^+_1 في نظائر الكربون، الأكسجين والنيون. يقود هذا إلى تغير في التركيب النووي، غير المنتظر، وذلك مروراً بـ $Z = 6$ إلى $Z = 10$. إن الفرق الوحيد الذي يمكن أن نذكره هو تشكيلات البروتون. في الواقع نلاحظ أن، الانتقال من نظائر الكربون إلى الأكسجين، المدار (أو الطبقة) ($p_{1/2}$) تملئ. إن السؤال الذي يُطرح إذاً هو

التالي: كيف أن امتلاء هذا المدار البروتوني يمكن أن يؤدي إلى تغيرات مهمة لمدارات النيوترونات لتوليد تحريضات رباعية الأقطاب أيضاً مختلفة؟ نشير هنا إلى أنه من الممكن أن يعود ذلك إلى التأثير المتبادل بين نيوترون–بروتون الذي يلعب دوراً مهماً في هذا المجال. هذا يعني، بطريقة أكثر عمومية، أنه في حالة المدارات المرافقة (المشاركة) لل "سبين–مدار"، هذا التأثير المتبادل يحدث بين الحالات النووية التي تمتلك تشكيلات حيث لا تكون السبينات الذاتية غير متوازية.

إن امتلاء المدار البروتوني $(p_{1/2}, l = 1, s = -1/2)$ والمدار النيوتروني $(d_{1/2}, l = 2, s = +1/2)$ يولد في حالة الأكسجين $^{22}_{8}O_{14}$ تأثيراً متبادلاً تجاذبياً يزيد من مفعول الفجوة $N = 14$ بالنسبة لحالة الكربون $^{20}_{6}C_{14}$ حيث طبقة البروتونات $(p_{1/2})$ فارغة. إن هذا التأثير المتبادل بين نيوترون–بروتون هو المسؤول أيضاً عن إضعاف مفعول الطبقة $N = 20$ في نظائر المغنيزيوم Mg والنيون Ne الذي يجب أن يعود مصدره إلى سبب أكثر عمقاً.

أخيراً، يمكن القول على ضوء هذا العمل وأعمال أخرى متعلقة بالتركيب النووي لمناطق أخرى من الكتل أن تأثيرات ومفاعيل الطبقات في النوى لم تنضب ولم تنتهي، وهي تتعلق بتشكيلات الجسيمات (البروتونات والنيوترونات) التكافئية، أي التي تتواجد في الطبقات النووية الأخيرة.

إن هذه الدراسة سمحت الإضاءة على آلية التوليد والتركيب النووي للنظائر التي تم ذكرها سابقاً. بالإضافة إلى ذلك تمَّ الحصول على وبالحصول على معلومات جديدة للنظائر الزوجية–الزوجية لكل من: الكربون C، الأكسجين O، النيون Ne، المغنيزيوم Mg، السيليكون Si، الكبريت S، الأرغون Ar، والكالسيوم Ca تتعلق بتركيبها النووي، وبشكل خاص طاقات السويات المحرضة $E(2_1^+)$ لهذه النظائر. كما تسمح لنا هذه الدراسة بالقول إنه يوجد تعايش بين الشكل الكروي والمشوه لنواة النيون، أي يتواجدا معاً بآن واحد، ولكن الشكل المشوه هو الأكثر احتمالاً من أجل الطاقات المرتفعة.

المراجع

[1] Luc Valentin, *Physique subatomique: Noyaux et Particules*. Enseignement des sciences. Hermann, Paris, 1975.

[2] A. Maesschalck. *The changing mean field in exotic nuclei: a shell-model point of view*. Phd thesis, Universiteit Gent, Faculteit Wetenschappen (2006), 4.

[3] M. G. Mayer. *Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. i. empirical evidence*. Phys. Rev. 78, 16 (1950), 4.

[4] R. F. Casten. *Nuclear structure from a simple perspective*. Oxford University Press (2000), 6, 15.

[5] T. Otsuka et al, Phys. Rev. Lett. 105 (2010), no. 032501.

[6] M. G. Mayer, Phys. Rev. 75 (1949), 1969.

[7] O. Haxel, J. Hans, D. Jensen, and H. E. *Suess, Phys.* Rev. 75 (1949), 1766.

[8] M. A. Preston, Physics of the Nucleus. *Addison-Wesley publishing company*, Inc., 1962.

[9] *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.

[١٠] J. Jabbour, H. Jbeli and S .Aljammal, *Experimental and Analytical Study of the Energy Spectrum and Decay Schemes of both Isotopes Cobalt ^{60}Co and Sodium ^{22}Na*. Tishreen University Journal, Vol (41), No (1) 2019.

[١1] J. Jabbour, J. Mulhem and S. Yassin, *Experimental Study of the Conservation Law in Compton Effect*. Accepted for publication in Tishreen University Journal, 2012.

[١2] J. Jabbour, H. Jbeli and J. Mulhem, *Measuring the radioactivity resulted from (137Cs) and from (40K) isotopes of milk samples from different sources in the city of Lattakia*. Accepted for publication in Tishreen University Journal, 2013.

[١3] J. Jabbour, H. Jbeli and S .Aljmmal, *Analytical and experimental study of the mechanisms of account and measure the radioactivity of the radioactive sources*. Accepted for publication in Tishreen University Journal, 2014.

[14] ORTEC Application Note. An 34, *Experiments in Nuclear Sciences*, 2013, Published by ORTEC, Experiment 3, Gamma-Ray Spectroscopy Using *NaI(Tl)*, 1-20. www.ortec-online.com.

[15] Daphne F. Jackson, *Nuclear Reactions*, Mathuen & Co LTD, U.S.A., 1970.

[16] Walter E. Meyerhof, Element de physique nuclaire, Dunod Universite, Paris, 1970.

[17] Aurore Dijon. *Evolution de la collectivité autour du 68Ni : rôle des états intrus*. Physique Nucléaire expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, France, 2012. 118.

[18] M. Stanoiu, Thèse IPNO T-03-01, 2003.

[19] M. Stanoiu et al., Phys. Rev. **C69**, 034312, 2004.

[20] M. Stanoiu et al., Eur. Phys. J **A20**, 95, 2004.

[21] F. Azaiez et al., Eur. Phys. J **A15**, 93, 2002.

[22] O. Sorlin et al., Proccedings of the Int. Conf. on the Labyrinth of Nucl. Struct., EPS meeting, 13-19 juillet 2003, AIP publishing, ed. C. Kalfas.

[23] M. Belleguic et al., Phys. Rev. **C72**, 054316, 2005.

[24] O. Tarasov et al., Phys. Lett. **B409**, 766, 1998.

[25] E. K. Warburton et A. Brown, Phys. Rev. **C٤٦**, 2٩٢٣, 1992.

[26] B. A. Brown, Rev. *Mexicana de Fisica* **39**, Supl 2, 21, 1993.

[27] F. *Sarazin et al., Phys*. Rev. Lett. **84**, 5062, 2000.

[28] O. Sorlin et al., *Nucl. Phys.* **A583**, 763c, 1995.

[29] T. Glasmacher et al., *Phy*s. Lett. **B395**, 163, 1997.

[30] P. H. Stelson and L. *Grodzi*ns. Nuclear Data A1, No. 1 (1966)

[31] F. D. Becchetti, Jr. et G. *W. Greenlees*, Phys. Rev. 182 (1969) 1190.

[32] T. H. Curtis, H. F. *Lutz et W. Bartolini*, Phys. Rev. C1 (1970) 1418.

[33] N. Alpert, J. Alster, E. J. *Martens et W. Pickles*, Phys. Rev. C4 (1971) 1230.

[34] P. E. Hodgson, dans *« Nuclear Reactions and Nuclear Structure »*, Clarendon press-Oxford

[35] O. Perru, "*Thèse de Doctorat*, Université de Paris XI, Orsay (2004).

[36] R. O. *Hughes et al., Phys*. Rev. C66, 054313 (2002).

[37] E. Clement, "*Thèse de Doctorat*, Université de Paris XI, Orsay (2005).