

دراسة تأثير القوى النووية التنسورية على خارطة طيف الطاقة لبعض نوى النيوكليونات المفردة باستخدام نموذج الجسيم الواحد

الدكتور أحمد بيشاني*

الدكتور محي الدين نظام**

الدكتور محمد موسى***

تاريخ الإيداع 11 / 1 / 2009. قَبِلَ للنشر في 2009/3/12

□ الملخص □

تمت دراسة معادلة ديراك (Dirac's equation) مع كمون تنسوري (tensorial potential) فقط، أي بغياب التأثيرات المركزية (central effects)، وتحويلها إلى شكل شبيه بمعادلة شرودنغر للهزاز التوافقي الأمر الذي سمح لنا بالتعرف على شكل جديد لخارطة طيف الطاقة (energy spectrum) في الحالتين $(j = \ell - \frac{1}{2})$ و $(j = \ell + \frac{1}{2})$.
ثم تم حساب مساهمة الكمون التنسوري في الكمون النووي العام من خلال:
- حساب مقدار الإزاحة الطاقية $\hbar\omega_T$ لـ $(0s, 1s)$ لنواة الأوكسجين O^{17} وكذلك الإزاحة الطاقية $\hbar\omega_T$ لـ $(0p, 1p)$ و $(0s, 1s)$ لنواة الكالسيوم Ca^{41} .
- مقارنة قيم $\hbar\omega_T$ مع قيم $\hbar\omega_G$ الناتجة عن وجود كمون نووي عام يحوي تأثيرات مركزية وتنسورية.

الكلمات المفتاحية: كمون نووي تنسوري، الإزاحة الطاقية، معادلة ديراك، الكمون النووي العام، نظرية الديونتيرون، الانطباق المضاعف.

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

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

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

Studying The Nuclear Tensorial Forces On The Diagram Of The Energy Spectrum Of Some Nucleus Of Single Nucleon, Using A Single Particle Pattern

Dr. Ahmad Bishani *
Dr. Mohey-Aldin Nizam **
Dr. Mohammad Mousa ***

(Received 11 / 1 / 2009. Accepted 12/3/2009)

□ ABSTRACT □

Dirac's equation was studied with tensorial potential only (without central effects) and transformed to have the same Schrödinger's equation form for the harmonic oscillator. A new form of the diagram of the energy spectrum in two cases: ($j = \ell + \frac{1}{2}$, $j = \ell - \frac{1}{2}$), has been obtained. Also we found the contribution of the tensorial potential in the general nuclear potential through:

- Calculation of the shift of energy $\hbar\omega_T$ of (0s,1s) of Oxygen nuclei O^{17} , and $\hbar\omega_T$ of [(0s,1s), (0p,1p)] of Calcium nuclei C^{41} .
- Comparing the values of $\hbar\omega_T$ with the values of $\hbar\omega_G$ using the general nuclear potential which contained the central and tensorial effects.

Keywords: nuclear tensorial potential, energy shift, Dirac's equation, general nuclear potential, Deuteron's theory, double degenerateness.

*Professor, Phys. Dep., Faculty of Science, Tishreen Univ., Lattakia, Syria.

**Associate Prof., Phys. Dep., Faculty of Science, Tishreen Univ. Lattakia, Syria.

***Associate Prof. Phys. Dep., Faculty of Science, Tishreen Univ., Lattakia, Syria.

مقدمة:

تحظى معادلة ديراك باهتمام كبير من قبل الباحثين في مجال النظرية المجهرية (الميكروسكوبية) (Microscopic Theory) حيث تشعبت تطبيقاتها وساهمت في تفسير العديد من الظواهر النووية كالنموذج الطبقي النووي، والأهم من ذلك هو كتابة هاملتون (Hamiltonian) المسألة المدروسة [4,3,2,1] مع الكمون النووي المستخدم. يُعبر عن الكمون النووي العام (general nuclear potential)، الذي يحوي كل أشكال التأثيرات المتبادلة، بالمصفوفة [7,6,5]:

$$V(r) = \begin{pmatrix} V_{11}(r) & i(\vec{\sigma}, \vec{n})u(r) \\ -i(\vec{\sigma}, \vec{n})u(r) & V_{22}(r) \end{pmatrix} \quad (1)$$

حيث: $\vec{n} = \frac{\vec{r}}{r}$ متجه الوحدة، و $V_{11}(r)$ و $V_{22}(r)$ مركبات القطر الرئيسي وتُعبّر عن الجزء المركزي من الكمون النووي، أما: $[i(\vec{\sigma}, \vec{n})u(r)]$ و $[-i(\vec{\sigma}, \vec{n})u(r)]$ فتعبّر عن الجزء اللامركزي أو التتسوري من الكمون النووي العام. لا بد من الإشارة هنا إلى أن القوى التتسورية (tensorial forces) لا ترتبط فقط بالبعد بين النيوكليونات (Nucleus) لكنها تتعلّق بمساقط هذه النيوكليونات. والأهم من ذلك هو أنه عند دراسة مسألة قوى تنسورية فقط يكون العزم المداري غير مُصان [9,8]. وسوف ندرس هذه الحالة، بمعنى أن هاملتون المسألة يُعبّر عنه من خلال القوى التتسورية فقط وبالتالي تُكتب مصفوفة الكمون (1) على الشكل التالي:

$$V(r) = \begin{pmatrix} 0 & i(\vec{\sigma}, \vec{n})u(r) \\ -i(\vec{\sigma}, \vec{n})u(r) & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

حيث تُمثّل $\vec{\sigma}$ مصفوفة باولي.

هدف البحث وأهميته:

يهدف البحث إلى تحويل معادلة ديراك مع الكمون المفترض (2) إلى معادلة شبيهة بمعادلة شرودنغر لقوى المرنة (Elastic forces) ومن ثمّ حلّ هذه المعادلة بشكل تقريبي من أجل حساب طاقة سويات الطاقة المتعلقة بالعزم الكلي J ، أيّ بـ $(j = \ell + \frac{1}{2})$ و $(j = \ell - \frac{1}{2})$ ، والتعرّف على خارطة طيف الطاقة وملاحظة غياب تأثير العزم المداري ℓ على سويات الطاقة المرتبطة بالعزم الكلي $(j = \ell + \frac{1}{2})$ ، وكذلك حساب رصيد القوى التتسورية في مجمل الكمون النووي العام من خلال حساب قيمة الإزاحة الطاقية (energy shift) الناتجة عن تأثير القوى التتسورية.

طريقة البحث ومواده:

تُعطى معادلة ديراك، كما هو معلوم، بالعلاقة التالية:

$$[c(\vec{\alpha}, \vec{p}) + \beta mc^2 + V(\vec{r})] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) \quad (3)$$

تُكتب المعادلة (3)، بإدخال الكمون المعبر عنه بالعلاقة (2)، بالشكل:

$$\begin{pmatrix} E - mc^2 & -c(\vec{\sigma}\vec{p}) \\ -c(\vec{\sigma}\vec{p}) & E + mc^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi(\vec{r}) \\ \chi(\vec{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & i(\vec{\sigma}, \vec{n})u(r) \\ -i(\vec{\sigma}, \vec{n})u(r) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi(\vec{r}) \\ \chi(\vec{r}) \end{pmatrix} \quad (4)$$

بحساب المركبة $\chi(\vec{r})$ من المعادلة الثانية في جملة المعادلتين (4)، نجد:

$$\chi(\vec{r}) = \frac{1}{E + mc^2} \left\{ c(\vec{\sigma}\vec{p}) \varphi(\vec{r}) - [-i(\vec{\sigma}, \vec{n})u(r)] \varphi(\vec{r}) \right\} \quad (5)$$

بتعويض المركبة $\chi(\vec{r})$ في المعادلة الأولى من جملة المعادلتين (4) نجد:

$$\begin{aligned} (E - mc^2) (E + mc^2) \varphi(\vec{r}) &= c^2(\vec{\sigma}\vec{p}) (\vec{\sigma}\vec{p}) \varphi(\vec{r}) + c (\vec{\sigma}\vec{p}) (\vec{\sigma}, \vec{n}) [-iu(r)] \varphi(\vec{r}) + \\ &+ (\vec{\sigma}, \vec{n}) [iu(r)] c (\vec{\sigma}\vec{p}) \varphi(\vec{r}) + (\vec{\sigma}, \vec{n}) [iu(r)] (\vec{\sigma}, \vec{n}) [-iu(r)] \varphi(\vec{r}) \end{aligned} \quad (6)$$

لابد من التنكير أننا نسعى إلى تحويل معادلة ديراك مع الكمون المذكور إلى شكلٍ شبيهٍ بمعادلة شرودنغر لذلك

يُمكن إعادة كتابة المعادلة (6)، بعد النظر في الحدود التي تدخل في تركيبها، بالشكل التالي:

$$\begin{aligned} \left[-c^2 p^2 + (E - mc^2) (E + mc^2) \right] \varphi(\vec{r}) &= c (\vec{p}\vec{n}) [-iu(r)] \varphi(\vec{r}) + \\ + c i [iu(r)] (\vec{n}\vec{p}) \varphi(\vec{r}) &+ [iu(r)] [-iu(r)] \varphi(\vec{r}) + ic \left\{ \frac{[iu(r)] - [-iu(r)]}{r} \right\} (\vec{\sigma}\vec{\ell}) \varphi(\vec{r}) \end{aligned} \quad (7)$$

مرة أخرى، وبداعي الاختصار، يُمكن إعادة كتابة المعادلة (7) بالشكل:

$$\left[-c^2 p^2 + (E - mc^2) (E + mc^2) \right] \varphi(\vec{r}) = u^2(r) \varphi(\vec{r}) + \left(-\hbar c \frac{du(r)}{dr} \varphi(\vec{r}) - c \frac{2u(r)}{r} [\hbar + (\vec{\sigma} \vec{\ell})] \varphi(\vec{r}) \right) \quad (8)$$

تُكتب المعادلة الموجية القطرية للمعادلة (8)، بعد الأخذ بعين الاعتبار [10,6]، أن: $\vec{\sigma} \vec{\ell} = -\hbar(\chi + 1)$ ، و $\chi(\chi + 1) = \ell(\ell + 1)$ و $\chi = \ell(\ell + 1) - j(j + 1) - \frac{1}{4}$ وكذلك $\hat{p}^2 = \hbar^2 \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\chi(\chi + 1)}{r^2} \right)$ بالشكل التالي:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\chi(\chi + 1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[\frac{E^2 - m^2 c^4}{2mc^2} - \frac{\hbar}{2mc} \frac{2\chi V_0}{r r_0} + \frac{\hbar}{2mc} \frac{V_0}{r_0} - \frac{1}{2mc^2} \frac{V_0^2}{r_0^2} r^2 \right] \right\} F_{j\ell}(r) = 0 \quad (9)$$

على اعتبار أن الكمون $u(r)$ يُعبّر عنه بـ $u(r) = \alpha r$ ، حيث: $\alpha = \frac{V_0}{r_0}$ ، أو بالشكل $u(r) = \frac{V_0}{r_0} r$ و V_0 هي عمق الكمون التتسوري و r_0 هو نصف قطر التأثير التتسوري. مرة أخرى نُعيد كتابة المعادلة (9) بهدف الوصول بها إلى شكل شبيهه بمعادلة شرودنغر للهزاز التوافقي:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\chi(\chi + 1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[\frac{E^2 - m^2 c^4}{2mc^2} - \frac{\hbar}{2mc} \frac{V_0}{r_0} (2\chi - 1) - \frac{1}{2mc^2} \frac{V_0^2}{r_0^2} r^2 \right] \right\} F_{j\ell}(r) = 0 \quad (10)$$

أو بالشكل:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\chi(\chi + 1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[\tilde{E} - \frac{1}{2} K r^2 \right] \right\} F_{j\ell}(r) = 0 \quad (11)$$

حيث يُمثّل $K = \frac{1}{mc^2} \frac{V_0^2}{r_0^2}$ معامل قوة المرونة وبالتالي $\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}} = \frac{1}{mc} \frac{V_0}{r_0}$ ، وكذلك يُعبّر عن \tilde{E} بالعلاقة:

$$\tilde{E} = \frac{E^2 - m^2 c^4}{2mc^2} - \frac{\hbar}{2mc} \frac{V_0}{r_0} (2\chi - 1) \quad (12)$$

تشبه المعادلة (11) معادلة شرودنغر للهزاز التوافقي، وبالتالي يُمكن أن نكتب:

$$\tilde{E} = N\hbar\omega_0 \quad (13)$$

حيث يمثّل $N = 2n_r + \ell + \frac{3}{2}$ العدد الكوانتي (الكمومي) الرئيسي و n_r هو العدد الكوانتي القطري ويأخذ القيم $(n_r = 0, 1, 2, \dots)$ ، أما ℓ فهو العزم المداري ويأخذ القيم $(\ell = 0, 1, 2, \dots)$. تُكتب المعادلة (13) بالشكل:

$$\frac{(E - mc^2)(E + mc^2)}{2mc^2} - \frac{\hbar}{2mc}(2\chi - 1)\frac{V_0}{r_0} = \frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}\left(2n_r + \ell + \frac{3}{2}\right) \quad (14)$$

لندخل رمزاً جديداً: $X = E - mc^2$ ، عند ذلك نُكتب المعادلة (14) بالشكل:

$$\frac{X(X + 2mc^2)}{2mc^2} - \frac{\hbar}{2mc}(2\chi - 1)\frac{V_0}{r_0} = \frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}N \quad (15)$$

بتقريب بسيط يُمكن إهمال الحد $\frac{X^2}{2mc^2}$ في العلاقة (15) التي تُكتب عندئذٍ بالشكل:

$$X = \frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}\left[\left(\chi - \frac{1}{2}\right) + N\right] \quad (16)$$

وبالتالي:

$$X\left(j = \ell + \frac{1}{2}\right) = \frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}\left[\left(-\ell - 1 - \frac{1}{2}\right) + 2n_r + \ell + \frac{3}{2}\right] = \hbar\omega_0(2n_r) \quad (17)$$

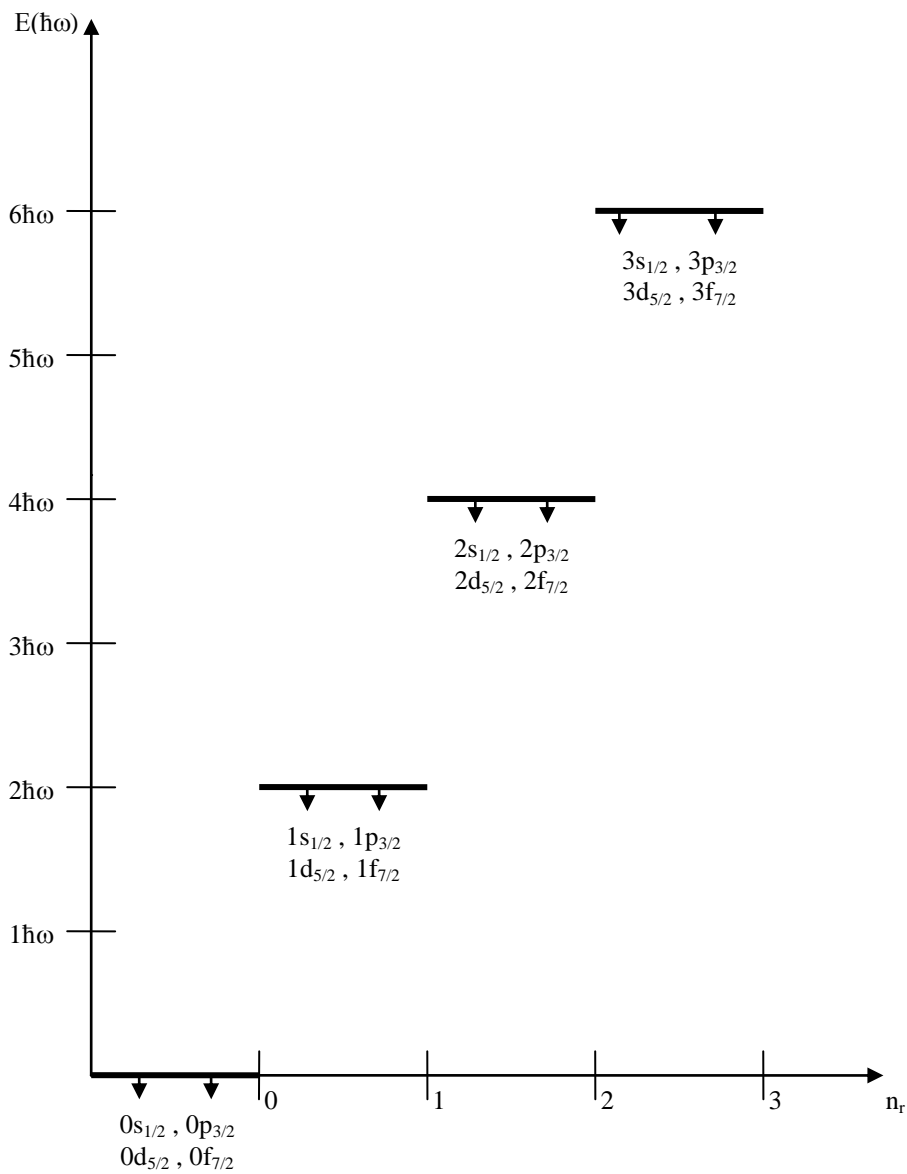
حيث: $\omega_0 = \frac{1}{mc}\frac{V_0}{r_0}$ و $\chi = -\ell - 1$ ، ويكون لدينا:

$$X\left(j = \ell - \frac{1}{2}\right) = \frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}\left[\left(\ell - \frac{1}{2}\right) + 2n_r + \ell + \frac{3}{2}\right] = \hbar\omega_0(2\ell + 2n_r + 1) \quad (18)$$

حيث: $\chi = \ell$.

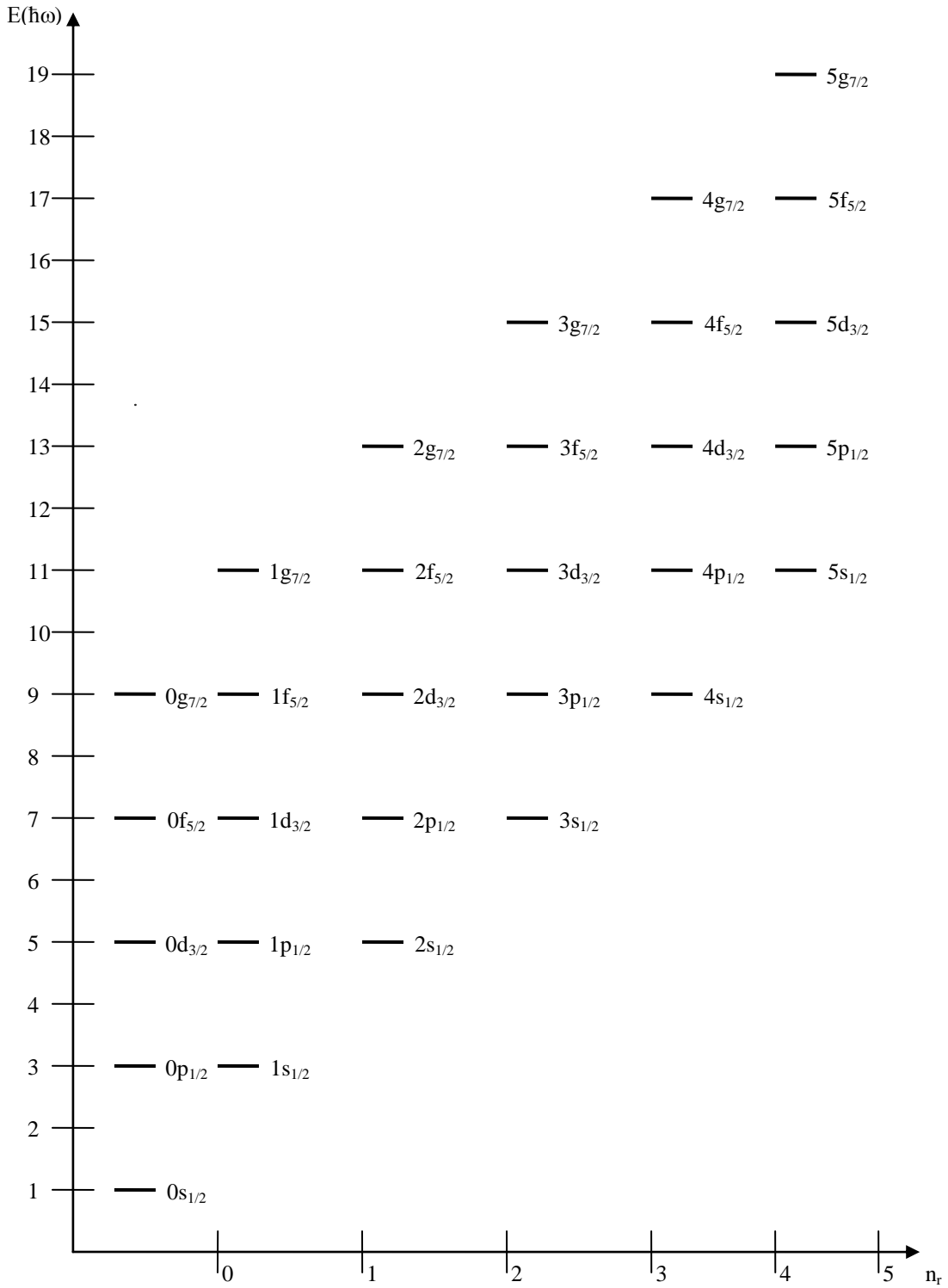
نلاحظ من المعادلة (17) أنّ سويات الطاقة، المرتبطة بالعزم الكلي $j = \ell + \frac{1}{2}$ ولها العدد الكوانتي القطري n_r

نفسه، تتوضع بعضها فوق بعض في مجال واحد وهذا مأسميه بالتراكب أو الانطباق (degenerate) ويعود سبب ذلك إلى غياب تأثير العزم المداري ℓ على طيف الطاقة، ويُمثل الشكل (1) هذه الحالة.



الشكل (1): خارطة طيف الطاقة في الحالة $j = \ell + \frac{1}{2}$

كما ونلاحظ ، من المعادلة (18)، أن طاقة السويات ترتبط بالعدد الكوانتي القطري n_r ($n_r=0,1,2,\dots$)، وبالعزم المداري ℓ ($\ell = 0,1,2,\dots$). يُمكن تمثيل طيف الطاقة في حالة $j = \ell - \frac{1}{2}$ ، وبالاغتماد على المعادلة (18)، بالشكل (2).



الشكل (2): خارطة طيف الطاقة في الحالة $j = \ell - \frac{1}{2}$

سنقوم بحساب الإزاحة الطاقية بين سويات الطاقة التي تُوصف بالعزم الكلي نفسه j وتختلف فقط بالعدد الكوانتي الرئيسي $(N = 2n_r + \ell + \frac{3}{2})$. تُكتب المعادلة (16)، بفرض أن $(N_1 = 2n_{1r} + \ell + \frac{3}{2})$ هو العدد الكوانتي الرئيسي للسوية الأولى، بالشكل:

$$X_1 = \frac{\hbar}{mc} \frac{V_0}{r_0} \left[\left(\chi - \frac{1}{2} \right) + N_1 \right] \quad (19)$$

و تُعطى السوية التي تليها كما يلي:

$$X_2 = \frac{\hbar}{mc} \frac{V_0}{r_0} \left[\left(\chi - \frac{1}{2} \right) + N_2 \right] \quad (20)$$

حيث: $(N_2 = 2n_{2r} + \ell + \frac{3}{2})$ وكذلك $n_{2r} = n_{1r} + 1$ ، وبالتالي يُعطى الفرق بين السويتين الطاقيتين:

$$X_2 - X_1 = \frac{\hbar}{mc} \frac{V_0}{r_0} [N_2 - N_1] = \frac{\hbar}{mc} \frac{V_0}{r_0} (2) \quad (21)$$

تسمح لنا المعادلة (21)، كما هو واضح، بحساب الإزاحة الطاقية الناتجة عن وجود القوى التيسورية فقط في الكمون النووي. سنُجري الحساب من أجل الأوكسجين O^{17} والكالسيوم Ca^{41} ، علماً أنّ الإزاحات الطاقية المتعلقة بالنواتين المذكورتين قد تمّ حسابهما من أجل قيم محددة لكل من عمق الكمون التيسوري V_0 ونصف قطر الناثر r_0 ، ولكن بوجود كمون مركزي بالإضافة إلى الكمون المركزي [11].

النتائج والمناقشة:

النتائج الحسابية العددية:

1- نستطيع، من أجل نواة الأوكسجين O^{17} ، حساب الإزاحة الطاقية بين $(0s_{1/2})$ و $(1s_{1/2})$ وفقاً للتوزيع الطاقية: $(0s_{1/2}, 0p_{3/2}, 0p_{1/2}, 0d_{5/2}, 1s_{1/2}, 0d_{3/2})$ ، من أجل: $V_0 = 14 \text{ MeV}$ و $r_0 = 2.45 \text{ Fer}$ [11]، وبالتالي:

$$X_2(1s_{1/2}) - X_1(0s_{1/2}) = \frac{\hbar}{mc} \frac{V_0}{r_0} (2) = \frac{197.32 \text{ MeV Fer} \cdot 14 \text{ MeV}}{939.6 \text{ MeV} \cdot 2.45 \text{ Fer}} (2) = 2.4 \text{ MeV} = 2\hbar\omega_T$$

وهذا يعني أنّ الفاصل الطاقية بين $(0s_{1/2})$ و $(1s_{1/2})$ يساوي: $\hbar\omega_T(O^{17}) = 1.2 \text{ MeV}$.

2- نعلم، من مخطط الطاقة لنواة الكالسيوم Ca^{41} ، أنّ الإزاحة الطاقية تُوجد بين (0s) و (1s) وكذلك بين (0p) و (1p) وفق التوزيع الطاقى التالي :

($0s_{1/2}$, $0p_{3/2}$, $0p_{1/2}$, $0d_{5/2}$, $1s_{1/2}$, $0d_{3/2}$, $0f_{7/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $0f_{5/2}$) و $V_0=13MeV$ من أجل: $r_0=3.25Fe$ [11]، وبالتالي:

$$X_2(1s) - X_1(0s) = X_2(1p) - X_1(0p) = \frac{197.32MeVFe}{939.6MeV} \frac{13MeV}{3.25Fe} (2) = 1.68MeV = 2\hbar\omega_T$$

وهذا يعني أنّ: $\hbar\omega_T(Ca^{41}) = 0.84MeV$.

نبين في الجدول (1) قيم $\hbar\omega_T$ للنواتين المدروستين؛ الأوكسجين O^{17} و الكالسيوم Ca^{41} ، والتي حصلنا عليها بوجود القوى التسنورية إلى جانب قيم $\hbar\omega_G$ في الحالة التي يحوي الكمون النووي تأثيراً مركزياً وتسنورياً أو كموناً مركزياً وكموناً تسنورياً [11].

الجدول (1)

$\hbar\omega_T/\hbar\omega_G$	$\hbar\omega_T(MeV)$ كمون نووي تسنوري فقط	$\hbar\omega_G(MeV)$ كمون نووي عام [11]	$r_0(Fermi)$	$V_0(MeV)$	النواة
0.067	1.20	17.70	2.45	14	O^{17}
0.063	0.84	13.31	3.25	13	Ca^{41}

المناقشة:

1- نلاحظ، من المعادلة (17) والتي مُثلت على الشكل (1)، بشكل واضح حالة الانطباق لسويات الطاقة وعدم ارتباطها بالعزم المداري l ، وبالتالي لا نستطيع أن نشاهد مخططاً واضحاً لطيف الطاقة كما هي الحال مع الكمون المركزي والسبب في ذلك أنه في حالة وجود الكمون التسنوري فقط في المسألة فإنّ العزم المداري l غير مُصان وبالتالي لا نستطيع ترتيب الحالات (السويات) الطاقية بتغير قيم العزم المداري l [9,8].

2- يُمكن، من الجدول (1)، ملاحظة الدور الضعيف للقوى التسنورية في ترتيب خارطة طيف الطاقة لنواة ما (الإزاحات الطاقية). ومن الواضح أنّ مساهمة الكمون التسنوري في الإزاحة الطاقية لنواة الأوكسجين O^{17} ونواة الكالسيوم Ca^{41} هي بحدود 6.5%، وهي أكبر قليلاً من القيمة المُتوقعة. قد يعود سبب ذلك إلى أنّ الكمون النووي العام والذي حُسبت من أجله قيم $\hbar\omega_G$ لم يحتو على حفرة كمونية لأنّ الجزء المركزي من ذلك الكمون قد عبّر عنه من خلال كمون هزاز توافقي [11].

3- لا تُوجد قيم تجريبية حقيقية تُعبّر عن مساهمة الكمون التسنوري في الكمون العام، ولكن من القيم العددية لعزم رباعي الأقطاب Q في الحالة الأساسية للديوتيريون وكذلك اختلاف قيمة العزم المغناطيسي للديوتيريون μ_n عن قيمة $(\mu_p + \mu_n)$ وهذا ما أكد وجود الحالة 3D_1 في الديوتيريون بمساهمة قدرها % (4-5) [12,8]. تجدر الإشارة هنا إلى أنّ المرجع [13] يُعطي رصيد الحالة 3D_1 في الحالة الأساسية للديوتيريون بحدود % (6-7)، وبالتالي إنّ النتائج التي حصلنا عليها والتي تُوضح دور الكمون التسنوري هي نتائج منطقية بالرغم من أنّ المعادلة (15) قد حُلّت بشكلٍ تقريبي.

الاستنتاجات والتوصيات:

أولاً: أثبتت الدراسة التحليلية، والتي بموجبها تم تحويل معادلة ديراك مع كمون تنسوري إلى شكلٍ شبيهٍ بمعادلة شرودنجر، صحة النموذج المقترح.

ثانياً: تم ملاحظة عدم مصونية العزم المداري l ، وقد تجلّى ذلك في حالة الانطباق أو التراكب لسويات الطاقة وارتباطها فقط بالعدد الكوانتي القطري n_r .

ثالثاً: تم ملاحظة الدور الضعيف للقوى التنسورية في مُجمل الخارطة العامة لطيف الطاقة المنظور من خلال الكمون النووي العام.

رابعاً: يُمكن متابعة البحث في مواضيع مماثلة مما يسمح لنا بفهم أكبر لدور القوى النووية التنسورية، علماً أنّها لم تحظ باهتمامٍ كبيرٍ من قبل الباحثين كما هي الحالة في القوى النووية المركزية.

المراجع:

- [1] EISENBERG, G. M., *Nuclear theory*, Vol. 1 North Holland, C., 1970, 190-195.
- [2] MILLER, L. D., *Exchange Potentials Single- Particles for Nuclei*, Ann. Phys. Vol. 91, 1986, 40-57.
- [3] ВАШАКИДЗЕ, И. Ш, *Применение Релятивистского, Уравнения Шредингера Для Решения Не Коморых ЗАДАЧ. – Тбилиси, 1987, ТГУ, Т. 23, 171-189.*
- [4] LISBOA, R; MALHEIRO, M.; CASTRO, A. S.; ALBERTO, P. and FIOLEAIS, *Pseudospin Symmetry and the Relativistic Harmonic Oscillator*, M., Phys. Rev. C, 69, 2004, 024319.
- [5] VASHAKIDZE, I. S.; BUCHANI, A. S., *Relativistic theory of single particle states and spin- orbital interaction. Тбилиси, ТГУ, Т. 129-6, 1990, 86-98.*
- [6] VASHAKIDZE, I. S.; BUCHANI, A. S., *Relativistic tensor effects in nuclear single-particle states. Тбилиси, ТГУ, Т. 296-6, 1990, 128-142.*
- [7] - د. بيشاني، أحمد. حساب طاقة الانشطار (سبين - مدار) لبعض نوى الجسيم الواحدي، مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية، سلسلة العلوم الأساسية، المجلد (29)، العدد (1)، 2007، ص (11-23).
- [8] ДАВЫДОВ, А. С.; *Теория Атомного Ядра- Издальство, наука, 1958, 37-48.*
- [9] ДАВЫДОВ, А. С.; *Квантовая Механика, издалиьсмово, наука, 1973, 291-299.*
- [10] AMOAROL, M. G., *Quark model with one- gluon corrections ground state*, Phys. Rev. D, 29, 1982, 3119-3122.

[11]- د. بيشانى، أحمد. حساب ثابت الإزاحة الطاقية ($\hbar\omega_*$) لبعض النوى باستخدام معادلة ديراك مع كمون نووي يحوي تأثيرات مركزية وتسنورية، مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية، سلسلة العلوم الأساسية، المجلد (29)، العدد (1)، 2007، 23-33.

[12] MESSIAH, A.; *Mécanique Quantique*, Tom II, Dunod, Paris, 1964, 482.

[13]- د. سلمان، حسن و د. معلا، تيسير، ميكانيك الكم (2)، مديرية الكتب والمطبوعات، جامعة تشرين، 2006-2005، 118.