مجلة جامعة تشرين للدراسات و البحوث العلمية _ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (24) العدد (12)2002
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research- Basic Science Series Vol (24) No (12) 2002

حساب خصائص الديترون باستخدام تفاعلات غاوصية متوافقة مع النموذج الطبقي اللامتغير

الدكتور صلاح بدوي دومة *
الدكتور حسن عبد الكريم سلمان**
سامر سعيد ***

(قبل للنشر في 2002/8/5)

□ الملخّص □

تم في هذا البحث حساب التابع الموجي للديترون في الحالة الأساسية ،اعتمادا على النموذج الطبقي اللامتغير باعتبار أن التأثير المتبادل بين النيكلونين يتألف من جهود مركزية و تنسورية وسبينية–مدارية من الدرجتين الأولى و الثانية . أما وسطاء (بارا مترات) هذا التأثير فقد اختيرت بحيث تلائم التجاذب عن بعد والتدافع عن قرب للنيكلونين ، وتعطي توافقا" جيدا" مع المعطيات التجريبية لكل من طاقة ترابط الديترون ومتوسط مربع نصف قطره واحتمالية السوية D و العزم المغناطيسي وعزم رباعي الأقطاب الكهربائي.

* أستاذ في قسم الرياضيات التطبيقية–كلية العلوم–جامعة الاسكندرية–الاسكندرية–مصر
** أستاذ في قسم الفيزياء–كلية العلوم–جامعة تشرين–اللاذقية–سورية
*** طالب ماجستيرفي قسم الفيزياء–كلية العلوم–جامعة تشرين–اللاذقية–سورية

مجلة جامعة تشرين للدراسات و البحوث العلمية _ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (24) العدد (12)2002
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research- Basic Science Series Vol (24) No (12) 2002

Deuteron Properties in the Translation-Invariant shellModel with Gaussian Interactions

Dr. S. B. Doma *
Dr. H. A. Salman **
S. Said ***

(Accepted 5/8/2002)

□ ABSTRACT □

The basis of the translation invariant shell model is used to construct the ground–state wave function of deuteron. The interactions used consist of central, tensor, spin orbit and quadratic spin orbit terms. The parameters of these interactions are so chosen in such a way that they represent the long-range attraction and the short-range repulsion of the nucleon-nucleon interaction and to reproduce good agreement between the calculated values of the deuteron binding energy, root mean-square radius, D-state probability, magnetic dipole moment and electric quadrupole moment and the corresponding experimental values.

***Professor at Applied Mathematics Department, Faculty of Sciences, Alexandria University, Alexandria, Egypt**
**** Professor at Physics Department, Faculty of Sciences, Tishreen University, Lattakia, Syria**
***** M.S Student, physics Department, Faculty of Sciences Tishreen University, Lattakia, Syria**

1-مقدمة:

من المعلوم أن مسألة دراسة طبيعة القوى النووية بين مكونات النواة المسماة بالنيكلونات تعتبر من أهم المسائل في علم الفيزياء النووية ، لأن التعرف على طبيعة القوى التي تربط بين هذه النيكلونات تساعد بطبيعة الحال على فهم مكونات التراكيب النووية و بالتالي تيسير دراسة التفاعلات النووية .ولدراسة طبيعة هذه القوى يوجد اتجاهان في البحوث المتعلقة بهذا الموضوع :في الاتجاه الأول يتم حساب الوسطاء المختلفة لجهود (كمونات) التفاعل الثنائي بطريقة نظرية ثم تدقيق قيم هذه الوسطاء اعتمادا" على معطيات تجريبيةو مثل هذه الجهود يطلق عليها جهود حقيقية ،وأما في الاتجاه الثاني فتستخدم تفاعلات نووية لا تختلف كثيرا عن التفاعلات الحقيقية إلا في كيفية حساب بعض العوامل التي تترك حرة في هذه التفاعلات لتحديدها بحيث تكون النتائج المحسوبة نظريا متوافقة مع نظيراتها المعملية لكل نواة على حده، مثل هذه التفاعلات يطلق عليها تفاعلات مؤثرة.وفي الواقع فان العديد من الخواص النووية يمكن وصفها باعتبار أن نيكلونات النواة هي جسيمات تتحرك في مدارات وحيدة الجسيم، و لعل سبب ذلك يرجع لمبدأ عدم التحديد حيث تكون كثافة النواة ليست كبيرة و تكون النيكلونات في متوسط حركتها بعيدة عن بعضها البعض .

قدمت دراسات كثيرة لدراسة خصائص الديترون كمدخل لفهم طبيعة القوى النووية فاقترح Ericson [1] أن التابع الموجي للديترون هو مزيج من السويتين $^3D_1$ و $^3S_1$ وذلك ليفسر وجود عزم رباعي الأقطاب الكهربائي للديترون وحسب Ericson [2] نسبة السوية D إلى السوية S أي $\eta(^2H)$ واعتمد في ذلك على عدة نماذج للجهد وبرهن وجود علاقة خطية بين Q_d و $\eta(^2H)$ و برهن Ericson- Rosa Clot [3] أن التابع الموجي المبني وفق الجهد الظواهري متوافق مع نموذج (OPEP) one pion-exchange potential (الجهد المبني على أساس تبادل البيون) من أجل المدى القصير للقوى النووية . وكذلك برهن [4] Amado أن احتمالية السوية D للديترون ثابتة و تتبع نموذج التفاعل وتختلف باختلاف النموذج وثمة تحويل أحادى يحافظ على القيم الملاحظة دون احتمالية السوية D وبرهن Friar [5] أن قيمة احتمالية السوية D تعتمد على التحويل الأحادي وقام كلا من Weller-Lehman [6] بدراسة السوية D للنوى الخفيفة لما تعكسه عن القوى التنسورية و نشر Dijk [7] مربع نسبة نصف القطر الديترون على طول التشتت الثلاثي وذلك بإدخال المركبة D إلى التابع الموجي للديترون لحساب تأثير السوية D على نصف قطر الديترون ،ودرس Sprung [8] شروط توافق نموذج التفاعل الظواهري مع نموذج التفاعل (OPEP) ليبين التوافق من أجل المدى القصير للقوى النووية .و درس S.B.Doma خصائص الديترون باستخدام تفاعلات غاوصية بوسيط واحد [9]ثم باستخدام وسيطين [10] وبنى حساباته وفق النموذج الطبقي الموحد USM [11,16].

الهدف من هذا العمل هو بناء التابع الموجي للسوية الأرضية للديترون وإيجاد كمون التفاعل نيكلون–نيكلون بما يتوافق مع القيم التجريبية لخصائص الديترون .إن طريقة نشر التابع الموجي النووي للسوية الأرضية بدلالة مجموعة تامة من التوابع المنظمة أستخدم على نطاق واسع، ومن حيث المبدأ فان النتائج المتوقعة يجب أن تكون مستقلة عن اختيار المجموعة عندما يكون عدد التوابع كبير كفاية .

في هذا البحث طبقنا النموذج الطبقي اللامتغير (translation invariant shell model)والذي أظهر نتائج متوافقة مع القيم التجريبية للنوى الخفيفة [11,12,13] وبالاعتماد على هذا النموذج سنبني السوية الأرضية للديترون وذلك بنشره وفق مجموعة تامة من التوابع المنظمة.

وسنفرض في هذه الدراسة أن الجهد بين النيكلونين هو جهد هزاز التوافقي(harmonic oscillator potential) [15,14] والذي يعطى بالعلاقة:

$$\mathbf{V}(r,R)=\frac{1}{2}mw^2(r_1^2+r_2^2)=\frac{1}{2}(\frac{m}{2}w^2r^2)+\frac{1}{2}(2mw^2R^2) \qquad (1)$$

حيث $\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ و $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$ وبالتالي يؤول الجهد بين الجسيمين إلى جهد توافقي بين جسيمين بكتلة مختزلة $(\frac{m}{2})$لكل منهما بالإضافة إلى الجهد التوافقي الفاعل في مركز الثقل بكتلة $(2m)$ وبالتالي يكون التابع الموجي غير المضطرب$\Psi(1,2)$جداء التابع الذي يصف مركز الثقل $\varphi(R)$ والتابع الموجي الذي يصف الحركة النسبية للجسيمين $\psi(r)$:

$$\Psi(r_1,r_2)=\varphi(R)\,\psi(r) \qquad (2)$$

2- بناء التابع الموجي والعناصر المصفوفية للهاملتوني :

يكتب الهاملتوني H لنظام مؤلف من نيكلونين في الجملة المخبرية [11] بالشكل:

$$\mathbf{H}'' = \frac{1}{4m}\sum_{i=1}^{2}\vec{\mathbf{P}}_i^{\,2} + \mathbf{V}(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|) \qquad (3)$$

بالانتقال إلى جملة مركز الثقل يصبح الهاملتوني بالشكل:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}'' - \frac{1}{4m}(\sum_{i=1}^{2}\vec{\mathbf{P}}_i)^2 \qquad (4)$$

إذا أضفنا و طرحنا الحد $\frac{1}{2m}w^2\sum_{i=1}^{2}(\vec{r}_i - \vec{R})^2$ يصبح الهاملتوني بالشكل

:

$$(5)\quad \mathbf{H} = \frac{1}{2m}\sum_{i=1}^{2}\vec{\mathbf{p}}_i^{\,2} + \mathbf{V}(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|) + \frac{1}{2m}w^2\sum_{i=1}^{2}(\vec{r}_i - \vec{R})^2 - \frac{1}{2m}w^2\sum_{i=1}^{2}(\vec{r}_i - \vec{R})^2 - \frac{1}{4m}(\sum_{i=1}^{2}\vec{\mathbf{P}}_i)^2$$

أو بالشكل

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{V}' \quad ، \text{حيث} \qquad (6)$$

$$\mathbf{H}_0 = \frac{1}{2}\left[\frac{(\vec{\mathbf{P}}_1 - \vec{\mathbf{P}}_2)^2}{2m} + \frac{1}{2}mw^2(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)^2\right]$$

هاملتوني النموذج الطبقي اللامتغير(translation-invariant shell model hamiltonian)

و

$$(7)\quad \mathbf{V}' = \mathbf{V}(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|) - \frac{mw^2}{4}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)^2 = \mathbf{V}(r) - \frac{mw^2}{4}r^2$$

هو التفاعل المتبقي (residual interaction)

التوابع الموجية الخاصة و القيم الذاتية للهاملتوني غير المضطرب H_0 هي:

$$E_N^{(0)} = (N + \frac{3}{2})\hbar w \quad ، \quad N=2n+l$$

$$|Nlm_l sm_s tm_t\rangle = R_{Nl}(r)Y_{lm_l}(\theta,\varphi)\chi_{sm_s}\tau_{tm_t}$$

حيث N العدد الكمي المداري المرتبط بالمسافة الداخلية للنيكلونين و $Y_{lm_l}, \chi_{sm_s}, \tau_{tm_t}$ هي التوابع التوافقية و تابع السبين و الايزوسبين على الترتيب. بواسطة هذه التوابع الأساسية يمكن بناء التابع الموجي للسوية الأرضية للديترون حيث J=1, T=0

$$|j = m_j, t = m_t = 0\rangle = \sum_{Nls} C_{Nls}^{10}\sum_{ms+ml=1}(lm_l, sm_s|11)\times|Nlm_l, sm_s 00\rangle$$

حيث الثوابت C^{10}_{Nls} هي ثوابت النشر وتشكل عناصر زمرة الدوران R_3 و $(lm_l, sm_s|11)$ هي ثوابت Clebsch-Gordan وتأخذ N القيم الزوجية لأن السوية الأرضية للديترون زوجية موجبة .

ومنه فان التابع الموجي في هذا النموذج حيث $N \le 10$ يأخذ الشكل [9] :

$$\begin{aligned}
\left| j = m_j = 1, t = m_t = 0 \right\rangle &= c_{00}\left|000,1100\right\rangle + c_{20}\left|200,1100\right\rangle \\
&+ c_{22}\left[\sqrt{\frac{1}{10}}\left|220,1100\right\rangle - \sqrt{\frac{3}{10}}\left|221,1100\right\rangle + \sqrt{\frac{6}{10}}\left|222,1-100\right\rangle\right] + c_{40}\left|400,1100\right\rangle \\
&+ c_{42}\left[\sqrt{\frac{1}{10}}\left|420,1100\right\rangle - \sqrt{\frac{3}{10}}\left|421,1100\right\rangle + \sqrt{\frac{6}{10}}\left|422,1-100\right\rangle\right] + c_{60}\left|600,1100\right\rangle \\
&+ c_{62}\left[\sqrt{\frac{1}{10}}\left|620,1100\right\rangle - \sqrt{\frac{3}{10}}\left|621,1100\right\rangle + \sqrt{\frac{6}{10}}\left|622,1-100\right\rangle\right] + c_{80}\left|800,1100\right\rangle \\
&+ c_{82}\left[\sqrt{\frac{1}{10}}\left|820,1100\right\rangle - \sqrt{\frac{3}{10}}\left|821,1100\right\rangle + \sqrt{\frac{6}{10}}\left|822,1-100\right\rangle\right] + c_{10,0}\left|10,00,1100\right\rangle \\
&+ c_{10,2}\left[\sqrt{\frac{1}{10}}\left|10,20,1100\right\rangle - \sqrt{\frac{3}{10}}\left|10,21,1100\right\rangle + \sqrt{\frac{6}{10}}\left|10,22,1-100\right\rangle\right] \qquad (8)
\end{aligned}$$

حيث $c_{Nl} = C^{10}_{Nl}$ على اعتبار $s=1$ من اجل كل الحالات.

العناصر المصفوفية للمؤثر $\frac{m\omega^2 r^2}{4}$ الوارد في المعادلة (7)في السويات $\left|Nlm_l,1m_s 00\right\rangle$ تعطى بالعلاقة التالية[11]:

$$\left\langle Nlm_l,1m_s 00\left|\frac{m\omega^2 r^2}{4}\right|N'l'm'_l 1m'_s 00\right\rangle =$$
$$\frac{\hbar\omega}{4}\left[(2N+3)\delta^{N'}_{N} - \sqrt{N-l+2}\sqrt{N+l+3}\,\delta^{N'}_{N+2} - \sqrt{N-l}\sqrt{N+l+1}\,\delta^{N'}_{N-2}\right]\delta^{t'}_{t}\delta^{m'_t}_{m_t}\delta^{m'_s}_{m_s} \qquad (9)$$

العناصر المصفوفية للهاملتوني $\mathbf{H}$ محسوبة في السويات $\left|Nlm_l,1m_s 00\right\rangle$ تعطى بالعلاقة:

$$\left\langle Nll,1ms\,00\left|\mathbf{H}\right|N'l'ml',1ms'00\right\rangle =$$
$$\left\{\frac{\hbar\omega}{4}\left[(2N+3)\delta^{N'}_{N} - \sqrt{N-l+2}\sqrt{N+l+3}\,\delta^{N'}_{N+2} - \sqrt{N-l}\sqrt{N+l+1}\,\delta^{N'}_{N-2}\right]\delta^{t'}_{t} + I_{Nl,N'l'}\right\}\delta^{ml'}_{ml}\delta^{ms'}_{ms} \qquad (10)$$

حيث $I_{Nl,N'l'}$ التكاملات القطرية للمؤثر $\mathbf{V}(r)$. العناصر المصفوفية للهاملتوني في العلاقة (10) مستقلة عن قيم m_l, m_s.

3- الجهد الفعال بين النيكلونين:

في حسابات النموذج الطبقي[9,16] هناك قوى مركزية بين النيكلونين وكذلك قوى تنسورية و قوى التفاعل السبيني المداري وقوى التصحيح من الدرجة الثانية في l ،و سنفرض أن للجزء المركزي من كل هذه القوى الشكل الغاوصي التالي:

$$\mathbf{V}(r) = {}^{ts}\mathbf{X}\mathbf{V}_c \exp(-\frac{r^2}{r_c^2}) + \mathbf{V}_T\mathbf{S}_{12}\exp(-\frac{r^2}{r_T^2}) + \mathbf{V}_S(\vec{l}\cdot\vec{s})\exp(-\frac{r^2}{r_S^2}) + \mathbf{V}_L\mathbf{L}_{12}\exp(-\frac{r^2}{r_L^2})$$

حيث:

$$(11)\quad {}^{ts}\mathbf{X} = c_W + (-1)^{s+t+1}c_m + (-1)^{s+1}c_B + (-1)^{t+1}c_H$$

$$,\quad \hat{n} = \frac{\hat{r}}{r}\ \mathbf{S}_{12} = 3(\hat{s}_1.\hat{n})(\hat{s}_2.\hat{n}) - (\hat{s}_1.\hat{s}_2)$$

$$L_{12} = (\hat{s}_1.\hat{s}_2)l^2 - \frac{1}{2}\{(\hat{s}_1.\hat{l})(\hat{s}_2.\hat{l}) + (\hat{s}_2.\hat{l})(\hat{s}_1.\hat{l})\}$$

الثوابت في العلاقة (11) هي ثوابت Wigner, Majorana, Bartlett, and Heisenberg على الترتيب وهي تأخذ في الحالة التناظرية القيم التالية $C_H = -0.2667$ $C_B = -0.4667$ $C_M = -0.9333$ $C_W = 0.1333$ والتي تعرف بثوابت [12] Rosenfeld والقيم $C_H = 0.09$ $C_B = -0.09$ $C_M = -0.41$ $C_W = -0.41$ وتعرف بثوابت Serber ومن أجل السوية الأرضية للديترون (s=1,t=0) **قيمة** ${}^{ts}X$ تساوي 1- .

4- حساب خصائص الديترون :

4-1- احتمالية السوية D :

وتعطى بالشكل التالي :

$$P_D = C_{22}^2 + C_{4,2}^2 + C_{6,2}^2 + C_{8,2}^2 + C_{10,2}^2 \qquad (12)$$

وهي تمثل مجموع مربعات ثوابت النشر للتابع الموجي للسوية الأرضية للديترون من اجل l=2 .

4-2- وسطي مربع نصف القطر :

ويساوي $R = \sqrt{r_p^2 + \langle R_{NUC}^2 \rangle}$ حيث r_P يساوي 0.85 فيرمي ويمثل نصف قطر البروتون والحد الثاني يمثل القيمة الوسطية للمؤثر :

$$R_{NUC}^2 = \frac{1}{A^2}\sum_{i\neq j=1}^{A} r_{IJ}^2 = \frac{1}{4}r^2 \qquad (13)$$

وبالتالي القيمة الوسطية للمؤثر R_{NUC}^2 هي ناتج ضرب عنصر المصفوفي في العلاقة (9) بالعنصر $\frac{1}{mw^2}$.

4-3- عزم ثنائي القطب المغناطيسي :

يعرف عزم ثنائي القطب المغناطيسي μ بالقيمة المتوقعة للمؤثر في السوية $m_j=1$ [13] :

$$\hat{m} = \hat{m}_s + \hat{m}_l \qquad (14)$$

يعرف m_s بالعلاقة:

$$\hat{m}_s = \sum_{i=1}^{A}[(m_p + m_N) + 2(m_p - m_N)t_{oi}]S_{oi}$$

حيث m_p, m_N عزم ثنائي القطب المغناطيسي للنترون و للبروتون و S_{oi}, t_{oi} هما المركبة Z للسبين والايزوسبين للنيكلون i أما تابعية μ_0 للعزم المداري فتعرف بالشكل :

$$\hat{m}_l = \frac{1}{2}\sum_{I=1}^{A}(1 - 2t_{oi})l_{oi} \qquad (15)$$

حيث l_{oi} هي المركبة Z لعزم الاندفاع المداري للنيكلون i . ويمكن البرهان وفق النموذج الطبقي المحقق لعدم التغير نتيجة الانتقالات المكانية و الدورانية إن :

$$(16)\quad \hat{m}_c = \hat{m}_c^{[A]} + \hat{m}_c^{[A-1,1]};\ C = s, O$$

من أجل نظام مؤلف من نيكلونين القيمة المتوقعة للمؤثرات العكسية التناظر $\mu_0^{[11]}$ و $\mu_s^{[11]}$ تكون معدومة و تبقى القيم المتوقعة للمؤثرات المتناظرة $\mu_s^{[2]}$ و $\mu_0^{[2]}$ والتي تحسب بالعلاقات:

$$\langle Nlm_l,1m_s\,00|\mu_s^{[2]}|N'l'm'_l,1m'_s\,00\rangle=\left[1+\sqrt{l(l+1)}g\right](m_N+m_p)\delta_N^{N'}\delta_l^{l'}\delta_{m_l}^{m'_l}\delta_{m_s}^{m'_s} \qquad (17)$$

$$\langle Nlm_l,1m_s\,00|\mu_0^{[2]}|N'l'm'_l,1m'_s\,00\rangle=\left[-\frac{1}{2}\sqrt{l(l+1)}g\right]\delta_N^{N'}\delta_l^{l'}\delta_{m_l}^{m'_l}\delta_{m_s}^{m'_s} \qquad (18)$$

حيث

$$g=-\sqrt{3(2l+1)}\begin{Bmatrix}1 & l & 1\\ 1 & 1 & l\end{Bmatrix}(10,11|11)$$

بتعويض قيم عوامل Clebsch-Gordan و الرمز 6j يمكن حساب العامل g من اجل $l=0$ $l=2$ وبعد ذلك يسهل حساب عزم ثنائي الأقطاب المغناطيسي.

4-4 عزم رباعي الأقطاب الكهربائي :

و يعرف بأنه القيمة المتوقعة للمؤثر :

$$Q_0=\sqrt{\frac{16\pi}{5}}e\sum_{i=1}^{Z}r_i^{\,2}Y_{20}(\theta_i,\varphi_i) \qquad (19)$$

وقيمته للديترون هي :

$$Q_d=\langle j=m_j=1,t=m_t=o|Q_0|j=m_j=1,t=m_t=o\rangle$$

وباستخدام المعادلة (8) نجد :

$$Q_d=e\sqrt{\frac{\pi}{5}}\sum_{N,N'}\begin{Bmatrix}C_{N'0}C_{N0}\langle N'0|r^2|N0\rangle\langle 00|Y_{20}|00\rangle+\frac{2}{\sqrt{10}}C_{N'0}C_{N2}\langle N'0|r^2|N2\rangle\langle 00|Y_{20}|20\rangle\\ +C_{N'2}C_{N2}\langle N'2|r^2|N2\rangle\left[\frac{6}{10}\langle 22|Y_{20}|22\rangle+\frac{3}{10}\langle 21|Y_{20}|21\rangle+\frac{1}{10}\langle 20|Y_{20}|20\rangle\right]\end{Bmatrix} \qquad (20)$$

استخدمنا حقيقة ان $R_Z=r_P=\frac{1}{2}$ وبحساب العناصر المصفوفية لـ Y_{20} نحصل على العلاقة:

$$Q_d=e\sum_{N'N}\left[\frac{\sqrt{2}}{10}C_{N'0}C_{N2}\langle N'0|r^2|N2\rangle-\frac{1}{20}C_{N'2}C_{N2}\langle N'2|r^2|N2\rangle\right] \qquad (21)$$

وبالتالي فان عزم رباعي الاقطاب الكهربائي للديترون يحسب بتكاملين قطريين كما يظهر في المعادلة (21) .

5-النتائج والمناقشة:

من اجل كل قيمة لعمق بئر الكمون المركزي V_C توجد مجموعة مقابلة من القيم $r_l, V_l, r_{l-s}, V_{l-s}, r_t, V_t, r_c$ بحيث تعطي طاقة الارتباط للديترون بما يتوافق مع مبدأ الطاقة الأصغرية، أظهر تحليل النتائج أنه من اجل $V_C \leq 35$ Mev فان قيمة وسطي مربع نصف القطر تزداد بينما قيمة عزم ثنائي القطب المغناطيسي وعزم رباعي الأقطاب الكهربائي تتناقص ومن جهة أخرى إذا كانت $V_C \geq 42$ فان قيمة وسطي مربع نصف القطر تتناقص بينما قيمة عزم ثنائي القطب المغناطيسي وعزم رباعي الأقطاب الكهربائي تتزايد .

تم حساب التابع الموجي للسوية الأرضية وخصائص الديترون باستخدام برنامج حاسوبي كتب بلغة الفورتران 90 وذلك بإدخال عوامل تحدد عمق بئر الكمون (depth parameter) وعرضه (range parameter) للهزاز التوافقي وفق العلاقة:

$$(22)\ V_i = \sum V_{ia} \exp(\frac{-r^2}{r_a^2})$$

حيث $i=c,t,ls,l^2$ و $\alpha = 1, 2, 3, 4$

وتم اختيار القيم وفق المجال $-150 \leq V_{i\alpha} \leq 150$

بخطوات $\Delta V = 0.5$ MeV $\Delta r_\alpha = 0.0001$ fm

نلاحظ من القيم المدرجة في الجداول (4-1) أن هناك قيم موجبة لعمق بئر الكمون بمدى صغير وقيم سالبة بمدى أكبر وهذا يتوافق مع خاصة القوى النووية حيث تكون نابذة ضمن مجال اقل من 0.5fm وجاذبة في مجال أكبر من ذلك .وتم اختيار العوامل المناسبة للجهد بحيث يعطي طاقة الارتباط المناسبة للديترون وهي 2.224 MeV – وفق مبدأ الطاقة الصغرى كما في الشكل (1) وتشير الأشكال (2,3,4) إلى تغيرات نصف القطر وعزم ثنائي القطب المغناطيسي وعزم رباعي القطب الكهربائي للديترون بواحدات $\hbar\omega$ ونلاحظ في الشكل (2) العلاقة الخطية بين نصف القطر و طاقة الهزاز التوافقي :

$$R = -0.0421\hbar\omega + 2.6311 \qquad (23)$$

الجدول (1) يمثل قيم الوسطاء التي استخدمت في حساب الكمون

Pot 1			
$\mathbf{V_{c1}}$	-40	$\mathbf{R_{c1}}$	1.3
V_{c2}	-30	$\mathbf{R_{c2}}$	1
V_{c3}	102.37	R_{c3}	0.5
V_{c4}	80	R_{c4}	0.5
V_{t1}	-17.7009	R_{t1}	2.5
V_{t2}	-19.7019	R_{t2}	1.5
V_{t3}	40	R_{t3}	0.5
Vt4	50	R_{t4}	0.5
V_{ls1}	-25.1	R_{ls1}	1.1
V_{ls2}	-22	R_{ls2}	0.8
V_{ls3}	40	R_{ls3}	0.5
V_{ls4}	40	R_{ls4}	0.5
V_{LL1}	-10	R_{LL1}	1.99
V_{LL2}	-18	R_{LL2}	2.2
V_{LL3}	40	R_{LL3}	0.4
V_{LL4}	45	R_{LL4}	0.5

الجدول (2) يمثل قيم الوسطاء التي استخدمت في حساب الكمون

			Pot 2
V_{c1}	-40	**R_{c1}**	1.3
V_{c2}	-30	**R_{c2}**	1
V_{c3}	91.74	R_{c3}	0.6
V_{c4}	80	R_{c4}	0.5
V_{t1}	-19.6909	R_{t1}	2.5
V_{t2}	-19.7019	R_{t2}	1.5
V_{t3}	40	R_{t3}	0.5
Vt4	50	R_{t4}	0.6
V_{ls1}	-25.1	R_{ls1}	0.85
V_{ls2}	-22	R_{ls2}	0.71
V_{ls3}	40	R_{ls3}	0.6
V_{ls4}	40	R_{ls4}	0.5
V_{LL1}	-10	R_{LL1}	1.99
V_{LL2}	-18	R_{LL2}	2.2
V_{LL3}	40	R_{LL3}	0.5
V_{LL4}	45	R_{LL4}	0.5

الجدول(3) يمثل قيم الوسطاء التي استخدمت في حساب الكمون

			Pot3
V_{c1}	-40	**R_{c1}**	1.32
V_{c2}	-30	R_{c2}	1
V_{c3}	94.485	R_{c3}	0.6
V_{t1}	-17.8199	R_{t1}	2.5
V_{t2}	-14.7019	R_{t2}	1.5
V_{t3}	44	R_{t3}	0.5
V_{ls1}	-10.1	R_{ls1}	1.1
V_{ls2}	-15	R_{ls2}	1.6
V_{ls3}	45	R_{ls3}	0.5
V_{LL1}	-10	R_{LL1}	2.1099
V_{LL2}	-12	R_{LL2}	2.48
V_{LL3}	40	R_{LL3}	0.5

الجدول (4) يمثل قيم الوسطاء التي استخدمت في حساب الكمون

			Pot4
V_{c1}	-40	**R_{c1}**	1.3059
V_{c2}	109.099	R_{c2}	0.4
V_{t1}	-29.08	R_{t1}	2.3
V_{t2}	54	R_{t2}	0.4
V_{ls1}	-15.1	R_{ls1}	1.5
V_{ls2}	45	R_{ls2}	0.4
V_{LL1}	-10	R_{LL1}	2.9887
V_{LL2}	40	R_{LL2}	0.4

القيم المحسوبة وفق نموذج التفاعل المقترح في هذا البحث:

الجدول (5)يمثل القيم الناتجة عن حساباتنا ومقارنتها مع القيم التجريبية

	B.E MeV	R fm	**Pd**	μ_D N.M	Qd $e.fm^2$	$\hbar\omega$ MeV
Exp.	2.22457	1.963	0.04-0.07	0.8574	0.2859	–
Pot1	2.22437	1.998	0.067	0.8414	0.2891	17
Pot2	2.22457	2.0017	0.071	0.8386	0.2836	16.5
Pot3	2.2244	2.052	0.063	0.8433	0.2878	16.5
Pot4	2.22473	1.950	0.071	0.8387	0.2860	17

تبين الأشكال (5,6,7) تغيرات طاقة الارتباط و تغيرات نصف القطر وعزم ثنائي القطب المغناطيسي وعزم رباعي الأقطاب الكهربائي للديترون بدلالة N عدد سويات الطاقة للجهد التوافقي التي تم نشر السوية الأرضية بدلالتها ونرى من المنحنيات أنه كلما كبرت N اقتربت القيم الملاحظة من القيم التجريبية حتى تصبح مستقلة عن حجم المجموعة من أجل $N\geq 10$ وبالتالي نستطيع أن نقول أن نتائجنا مستقلة عن مجموعة النشر التي أخذناها وفق النموذج الأحادي .

وعندئذ نستطيع أن ندرس إسهامات أنواع الجهود المختلفة في الاقتراب من القيم التجريبية وذلك وفق الجدول التالي :

الجدول (6) يبين اسهامات كل مركبات القوى في ايجاد القيم التجريبية للديترون

	V_C	$V_C+V_{LS}+V_L$	V_C+V_T	$V_C+V_T+V_S$	$V_C+V_T+V_L$	$V_C+V_T+V_S+V_L$	EXP.
B.E	1.115	1.125	4.1714	3.906	2.3270	2.2243	2.22457
R	2.989	2.999	1.7214	1.762	1.9372	1.9980	1.963
P_D	0	0	0.1169	0.113	0.698	0.6725	0.04-0.07
μ_D	0.8785	0.8885	0.81314	0.81512	0.8399	0.84144	0.8574
Q_D	0	0	0.52844	0.6011	0.335	0.28919	0.2859
$\hbar\omega$	9	9	18	17	17	17	-

إن أي تشكيل من الجهود لا يحوي الجهد المركزي لا يعطي طاقة ارتباط سالبة للديترون وبالتالي لا يمكن تشكيل حالة الديترون بدون الجهد المركزي ونلاحظ من العمود الثاني أن أي تشكيل للجهود مع الجهد المركزي دون التنسوري لا يغير القيم في حالة الجهد المركزي وبالتالي الجهد التنسوري يلعب دورا أساسيا بعد الجهد المركزي ولكن لا يمكن إهمال الجهود الأخرى التي تعبر عن التفاعلات السبينة–المدارية .

المراجع:

.....

[1] Ericson, T. E. O. & Rosa-Clot, M. 1983 – Nucl. Phys. A, vol.405, pp. 497.
[2] Ericson, T. E. O. 1984 – Nucl. Phys. A, vol. 416 pp. 281c.
[3] Ericson, T. E. O., & Rosa-Clot, M. 1985– Ann. Rev. Nucl. Part. Sci, vol. 35 pp. 271.
[4] Amado, R. D. 1979 – Phys. Rev. C vol. 19 pp. 1473.
[5] Friar, J. L. & Gibson, B. F., & Pane, G. L. 1984 – Phys. Rev. C vol. 30 pp. 1084.
[6] Weller, H. R., & Lehman, D. R. 1988 –Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. vol. 28 pp. 563.
[7] Dijk, V. W. & Kermode, M. W. & Moszkowski, S. A. 1994 – Phys. Rev. C vol.49 pp. 895.
[8] Sprung, D. W. L. et al. 1994 – Phys. Rev. C vol. 49 pp. 2942.
[9] Doma, S. B., El-Nohy, N. A., & Gharib, K. K. 1996 – Helvetica Physica Acta vol 58 pp. 90.
[10] Doma, S. B., Garib, K. K. & El-Nohy, N. A. 1998 – Egyptian J. Phys. vol. 29 pp. 323.
[11] Doma, S. B. 1985 – Helvetica Physica Acta vol.58 pp. 1072.
[12] Bargman, V. & Kermode, M.W. & Moszkowaski, S.A. 1995 – Phys. Rev. C vol. 45 pp. 995.
[13] Doma, S. B. 1997 – Ukrainian Journal of Physics, vol. 42 pp. 279.
[14] Rosenfeld,L. 1948 – Nuclear Forces, North-Holland Publ.Co., Amsterdam.
[15] Talmi,I. 1993 – Simple Models of Complex Nuclei, The Shell Model and Interacting Boson Model, Harwood Academic Publisher, USA .
[16] Doma, S. B. 2002 – High Energy Phys. and Nucl. Phys. to appear.