

The effect of magnetic dipole moment on the nuclear structure of $^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$ isotope

تأثير عزم ثنائي القطب المغناطيسي على التركيب النووي لنظير الباريوم $^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$

ايمان طارق العلوي خالد سلمان ابراهيم
الجامعة المستنصرية – كلية العلوم- قسم الفيزياء

الخلاصة

تم حساب قيم مؤثر الانتقال المغناطيسي ثنائي القطب $\hat{T}^{(M1)}$ واحتمالية الانتقال المغناطيسي ثنائي القطب B(M1) وقيم العزوم المغناطيسية μ_L والعامل g_L بدلالة حد الطاقة للجسيم الواحد والجسيمين باستخدام نموذج البوزونات المتفاعلة بالاعتماد على العدد الكلي للبوزونات. ان البوزونات التي تمتلك زخماً زاوياً $I=0$ ويطلق عليها بوزونات s اما اذا امتلكت زخماً زاوياً $I=2$ فتسمى ببوزونات d. قمنا في هذا البحث ايضاً بفصل البوزونات (بوزونات البروتونات وبوزونات النيوترونات كل على حدة) وذلك لغرض حساب المتجهات الذاتية (Eigen Vectors) لكل منها وقد استخدمت نفس الالومات الخاصة بدالة هاملتون وقمنا بحساب القيم الخاصة بالعزوم المغناطيسية ثنائية القطب اعلاه بدلالة مركبة النظير العددي (Isoscalar) ومركبة النظير الاتجاهي (Isovector) لنظير الباريوم 136 ذو التصرف الديناميكي U(5)-O(6). وقد اعطت المقارنة بين النتائج النظرية المحسوبة والعملية توافقاً جيداً بين نتائج الطريقتين.

Abstract

The values of magnetic dipole transitions operator $\hat{T}^{(M1)}$ and the probability of transitions B(M1), magnetic moments μ_L , and g_L factor have been calculated in terms of one body and one and two bodies energies, using the interacting boson model, depending on the total number of bosons (s-boson, $I=0$) and (d-bosons, $I=2$).

The total number of neutron (proton) bosons was separated in the calculation of eigen vectors, using the same Hamiltonian parameters. Isoscalar and isovector components were used in the present work to find out the values of $\hat{T}^{(M1)}$, B(M1), μ_L , and g_L factor for Ba(A=136, Z=56) of U(5)-O(6) dynamical symmetry.

The comparisons between results were found in a very good agreement.

1. المقدمة Introduction

من الوسائل المهمة لدراسة التركيب النووي هو اشتراك التفاعل النووي مع المجال الكهرومغناطيسي الخارجي إذ ان معظم ما نعرفه عن التركيب النووي لا يأتي من دراسة التفاعلات النووية القوية مع محيطها فقط بل من التفاعلات الكهرومغناطيسية الضعيفة [1] وهذا يؤول الى ان التفاعلات النووية تنشأ من توزيع وحركة النيوكليونات داخل النوى إذ يكون المجال الكهرومغناطيسي اقل تأثيراً على حركة النيوكليونات من القوى المحيطة بالنواة.

ان انحلال المستويات النووية المتهيجة يؤدي الى انبعاث أشعة كهرومغناطيسية هي أشعة كاما وتستخدم العزوم المغناطيسية لوصف الروابط النووية وحساب العامل g (g-factor) الذي يمثل نسبة العزم المغناطيسي النووي والزخم الزاوي الكلي الناتج من الزخم الزاوي المداري والزخم الزاوي البرمي [2,3].

ان العزم المغناطيسي ثنائي القطب (Magnetic Dipole Moment) هو أحد الخواص التي تمتلكها معظم النوى وهو ناتج عن حركة البروتونات ذات الشحنة الموجبة في مدارات مغلقة داخل النواة أما النيوترونات فهي تسهم بالعزوم المغناطيسية نتيجة لامتلاكها زخماً زاوياً ذاتياً.

ينتج العزم المغناطيسي من جراء توزيع الشحنات والتيارات الكهربائية ويتحدد بواسطة العدد الكمي المداري (L) فعندما يكون (L=0, Monopole) أي أن الحركة المدارية تساوي صفراً فهذا يعني وجود مجال كهربائي أحادي القطبية. وعندما يكون (L=1, Dipole) أي ان هنالك حركة مدارية للشحنات الكهربائية في مدارات مغلقة ينتج عنها مجال مغناطيسي ثنائي القطبية [1]

أما بالنسبة إلى (g_L) المرتبطة بالحركة المدارية فإنها تساوي (1) للبروتونات [4] بسبب تطابق الشحنة والكتلة ، أما بالنسبة للنيوترونات فإنها تساوي (0) وذلك لكون النيوترونات متعادلة الشحنة. أما للحركة البرمية الذاتية (g_S) فإنها تساوي (5.586) للبروتونات وتساوي (-3.826) للنيوترونات وهذه القيم تدل على أن النيوكليونات ذات تراكيب معقدة تتضمن توزيعاً ليس بالقليل للشحنات الكهربائية.

يعتمد نموذج (IBM-1) على المؤثر الهاملتوني (Hamiltonians Operator) الذي يتضمن الجسيم الواحد (One – Body) والجسيمين (Two – Body) ويبين هذا النموذج بصورة جيدة التغيرات الكبيرة للظاهرة الاهتزازية – الدورانية الجماعية وكذلك الانتقالية وقد نجح أيضاً في دراسة مستويات الطاقة والانتقالات الكهرومغناطيسية والعزوم الكهربائية والمغناطيسية [6,5]. وبرزت صفات هذا النموذج هو اقتراحه ثلاثة أنواع من التناظرات الديناميكية وهي [7] :

التناظر الديناميكي الاهتزازي (Vibrational Dynamical Symmetry) المتمثلة بالمجموعة الفرعية ($U(5)$) والتناظر الديناميكي الدوراني (Rotational Dynamical Symmetry) المتمثل بالمجموعة الفرعية ($SU(3)$) والتناظر الديناميكي لكامل غير المستقرة ($U(6)$ -Unstable Dynamical Symmetry) والمتمثلة بالمجموعة الفرعية ($O(6)$).

أن الهدف من بحثنا هذا هو دراسة تأثير العزم المغناطيسي ثنائي القطب في التركيب النووي لنظير الباريوم 136 من خلال حساب قيم العزوم المغناطيسية ثنائية القطب في نظير الباريوم (Ba-136) بعد أن تم تحديد التناظر الديناميكي لهذا النظير ($U(5)$ - $O(6)$). وكذلك دراسة مستويات الطاقة له حيث تم حساب احتمالية الانتقالات المغناطيسية ($B(M1)$) والعامل g_L وعزم ثنائي القطب المغناطيسي لحدود الجسيم الواحد والجسيمين ضمن برنامج (M5.for) الذي قمنا بكتابته بتطوير برنامج (IBM-1).

وقم تم أيضاً حساب قيم مؤثر الانتقال المغناطيسي ثنائي القطب $\hat{T}^{(M1)}$ واحتمالية الانتقال المغناطيسي ثنائية القطب $B(M1)$ وكذلك العامل g_L و μ_L بدلالة مركبة النظير العددي (Isoscalar Component) ومركبة النظير الاتجاهي (Isovector Component) وذلك باستخدام طريقة فصل البوزونات (بوزونات البروتونات وبوزونات النيوترونات كل على حدة) بوصفها طريقة ثانية لاثبات صحة النتائج التي تم الحصول عليها بالطريقتين اعلاه فكانت متوافقة مع بعضها بصورة جيدة.

2. الاسس النظرية Theoretical Basics

انموذج البوزونات المتفاعلة الأول

أن انموذج البوزونات المتفاعلة الأول (IBM-1) يصف المستويات التجميعية الواطئة (Low Lying Collective States) في النوى الزوجية-زوجية والتي يمكن أن توصف بدلالة بوزونات s ذات $I^\pi = 0^+$ وبوزونات d ذات $I^\pi = 2^+$ وكالاتي [8]:

$$\begin{aligned} \hat{s}^+ &, \hat{d}_\mu^+ & \mu = 0, \pm 1, \pm 2 \\ \hat{s} &, \hat{d}_\mu & \mu = 0, \pm 1, \pm 2 \end{aligned} \quad \dots(1)$$

المعادلة (1) تصف علاقات بوز التبادلية (Bose Commutation Relations):

$$\begin{aligned} [\hat{s}, \hat{s}^+] &= 1; [\hat{s}, \hat{s}] = [\hat{s}^+, \hat{s}^+] = 0 \\ [\hat{d}_\mu, \hat{d}_\mu^+] &= \delta_{\mu\mu}; [\hat{d}_\mu, \hat{d}_\mu] = [\hat{d}_\mu^+, \hat{d}_\mu^+] = 0 \end{aligned}$$

$$[\hat{s}, \hat{d}_\mu^+] = [\hat{s}, \hat{d}_\mu]; [\hat{s}^+, \hat{d}_\mu^+] = [\hat{s}^+, \hat{d}_\mu] = 0 \quad \dots(2)$$

وتعطي \hat{S}, \hat{d}_μ بالعلاقات الآتية [6]:

$$\begin{aligned} \hat{\tilde{s}} &= \hat{s} \\ \hat{\tilde{d}}_\mu &= (-1)^\mu \hat{d}_\mu \end{aligned} \quad \dots(3)$$

أن مؤثر دالة هاملتون للنظير (Ba-136) تعطى بالعلاقة التالية [5,6]:

$$\hat{H} = \epsilon \hat{n}_d + a_o (\hat{P}^\dagger \cdot \hat{P}) + a_1 (\hat{L} \cdot \hat{L}) \quad \dots(4)$$

مؤثر عزم ثنائي القطب المغناطيسي

يعطى مؤثر ثنائي القطب المغناطيسي حسب المعادلة الآتية [7,14]:

$$\hat{T}_{\mu}^{(M1)} = \beta_1 \left[\hat{d}^+ \times \hat{d} \right]_{\mu}^{(1)} \quad \dots(14)$$

أما مؤثر الانتقال المغناطيسي فإنه يتناسب مع الزخم الزاوي \hat{L} لذلك يعد عدداً كمياً جيداً. أن عناصر المصفوفة المختزلة القطرية $\langle L_f || \hat{T}^{(M1)} || L_i \rangle$ تعتمد فقط على \hat{L} في كل من الزمرة الاهتزازية والدورانية

وزمرة كما غير المستقرة وتعطى بالعلاقة الآتية [6,7,15]:

$$\langle L_f || \hat{T}^{(M1)} || L_i \rangle = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g_B \sqrt{L(L+1)(2L+1)} \quad \dots(15)$$

ويحسب العزم المغناطيسي حسب العلاقة الآتية [5,7,16]:

$$\begin{aligned} \mu_L &= \sqrt{\left[\frac{4\pi}{3} \right]} \langle L, M_L = L_f | \hat{T}_0^{(M1)} | L_i, M_L = L \rangle \\ &= \sqrt{\left[\frac{4\pi}{3} \right]} \frac{L}{\sqrt{[L(L+1)(2L+1)]}} \langle L_f || \hat{T}^{(M1)} || L_i \rangle \end{aligned} \quad \dots(16)$$

وباستخدام المعادلة (16) تعطى الصيغة النهائية لـ μ_L

$$\mu_L = g_B L \quad \dots(17)$$

ويعرف (g_L) بالصيغة الآتية:

$$g_L = \frac{\mu_L}{L} \quad \dots(18)$$

$$g_L = g_B \quad \dots(19)$$

وتكتب المعادلة والتي تحتوي على حد الجسيم الواحد وحدود الجسيمين بالشكل الآتي [5,6]:

$$\begin{aligned} \hat{T}_{\mu}^{(M1)} &= \beta_1' \left[d^+ \times \tilde{d} \right]_{\mu}^{(1)} + \alpha_1' \left[\left[d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d} \right]^{(2)} \times \left[d^+ \times \tilde{d} \right]^{(1)} \right]_{\mu}^{(1)} + \\ &\gamma_1' \left[\left[d^+ \times \tilde{d} \right]^{(0)} \times \left[d^+ \times \tilde{d} \right]^{(1)} \right]_{\mu}^{(1)} + \delta_1' \left[\left[d^+ \times \tilde{d} \right]^{(2)} \times \left[d^+ \times \tilde{d} \right]^{(1)} \right]_{\mu}^{(1)} \\ &+ \eta_1' \left[\left[s^+ \times \tilde{s} \right]^{(0)} \times \left[d^+ \times \tilde{d} \right]^{(1)} \right]_{\mu}^{(1)} \end{aligned} \quad \dots(20)$$

مؤثر عزم ثنائي القطب المغناطيسي بدلالة مركبة النظير الاتجاهي والنظير العددي

يعطى مؤثر ثنائي القطب المغناطيسي حسب المعادلة التالية [11,12]:

$$\hat{T}^{(M1)} = g_{\pi.L} (\hat{d}_{\pi}^{+} \hat{d}_{\pi}^{(L)}) + g_{\nu.L} (\hat{d}_{\nu}^{+} \hat{d}_{\nu}^{(L)}) \quad \dots(21)$$

إذ العامل g_{π} – العامل g_{ν} لبروتون و g_{ν} العامل g_{π} لنيوترون. ويمكن فصل المعادلة السابقة إلى جزئين إذ يمثل الجزء الأول مؤثر ثنائي القطب بدلالة مركبة النظير العددي [11].

$$\hat{T}_I^{(M1)} = g_S \left[(\hat{d}_{\pi}^{+} \hat{d}_{\pi}^{(L)}) + (\hat{d}_{\nu}^{+} \hat{d}_{\nu}^{(L)}) \right] \quad \dots(22)$$

إذ أن

$$g_S = \frac{1}{N} (N_{\pi} g_{\pi.L} + N_{\nu} g_{\nu.L}) \quad \dots(23)$$

إذ يمثل N_{π} عدد بوزونات البروتونات و N_{ν} عدد بوزونات النيوترونات. نلاحظ من المعادلة (8) أن مؤثر عزم ثنائي القطب يتناسب مع الزخم الزاوي الكلي L . أما الجزء الثاني فهو مؤثر ثنائي القطب بدلالة مركبة النظير الاتجاهي وتعطى بالصيغة الآتية [12,13]:

$$\hat{T}_{II}^{(M1)} = g_A \frac{1}{N} \left[N_{\nu} (\hat{d}_{\pi}^{+} \hat{d}_{\pi}^{(L)}) - N_{\pi} (\hat{d}_{\nu}^{+} \hat{d}_{\nu}^{(L)}) \right] \quad \dots(24)$$

ويعرف g_A بالصيغة الآتية:

$$g_A = g_{\pi.L} - g_{\nu.L} \quad \dots(25)$$

ولا توجد انتقالات نقية من نوع Isoscalar أو Isovector ولكنها متكونة من مجموع المؤثرين. ويمكن حساب g_{π} و g_{ν} وذلك باتباع شكل التصرف لبروزون-فيرميون (Boson- Fermion Mapping). ويمكن تحويل حالة البروزون (Ψ_B) إلى حالة الفيرميون وذلك باستبدال مؤثر s^{+} و d^{+} مع العلاقة المتبادلة لازواج الفيرميونات. العزوم المغناطيسية بدلالة مركبة النظير الاتجاهي ومركبة النظير العددي ان مؤثرات العزم المغناطيسي بدلالة مركبة النظير العددي ومركبة النظير الاتجاهي كآلاتي [9, 13]:

$$\mu = \mu_o - \tau \mu_1 \quad \dots(26)$$

إذ τ عدد كمي يمثل البرم النظيري (Isospin) [15] ، وتمثل معادلة العزوم المغناطيسية بدلالة النظير العددي بالصيغة الآتية:

$$\mu_o = \frac{1}{2} (\mu_{\pi} + \mu_{\nu}) = 0.4398 \mu_n \quad \dots(27)$$

أما معادلة العزوم المغناطيسية بدلالة النظير الاتجاهي فتمثل بالصيغة الآتية [9, 16]:

$$\mu_1 = \frac{1}{2} (\mu_{\pi} - \mu_{\nu}) = 2.3529 \mu_n \quad \dots(28)$$

وتتحدد انتقالات M1 بقواعد الانتقاء الآتية [2].

$$\Delta L = \pm 1, 0 \quad 0 \rightarrow 0 \text{ forbidden no change in parity.}$$

$$\Delta T = \pm 1, 0 \quad 0 \rightarrow 0 \text{ forbidden.}$$

3. النتائج والمناقشة Results and Discussion

- لغرض دراسة العزم المغناطيسي ثنائي القطب ومعرفة الخصائص التي تتميز بها النظائر الزوجية-زوجية لنواة الباريوم ($Ba; A=130-136, Z=56$) فقد تم حساب ما يأتي :
- 1- تحديد التناظر الديناميكي لنواة الباريوم U(5)-O(6).
 - 2- مستويات الطاقة وانتقالاتها ومقارنتها مع القيم العملية المتوفرة لكل نظير منها .
 - 3- حساب نسب مستويات الطاقة حسب الحزم التي تنتمي إليها وذلك لتحديد التناظر الديناميكي لكل نظير منها .
 - 4- حساب احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب والعامل g_L وعزم ثنائي القطب المغناطيسي μ_L وكذلك حساب عناصر المصفوفة المختزلة .
 - 5- حساب احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب بدلالة النظير العددي (Isoscalar) و النظير الاتجاهي (Isovector) وحساب كل من العامل g_L والعزم المغناطيسي ثنائية القطب μ_L لغرض مقارنة النتائج .
 - 6- وقد تم كتابة برنامجين فرعيين خاصة بالنظيرين العددي والاتجاهي بلغة (FORTRAN 77) إذ تم إلحاقها بالبرنامج الرئيسي وفيما يلي عرض للنتائج ومناقشتها وحسب ما ورد في النقاط أعلاه .

مستويات الطاقة

الجدول (1) يبين قيم اعلومات مؤثر دالة هاملتون للتناظر الديناميكي U(5)-O(6) والتي تم ايجادها لنظير الباريوم Ba-136 ولأحسن تطابق مع القيم العملية المتوفرة إذ استخدمت في حساب مستويات الطاقة للنظير موضوع البحث كما إنها اعتمدت في حساب المتجهات الذاتية (Eigen Vectors) لضرورتها في حساب احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب (B(M1) والعزم المغناطيسي μ_L و g_L .

جدول (1) أعلومات مؤثر دالة هاملتون للتناظر الديناميكي U(5)-O(6) لنظير الباريوم Ba (A=136 , Z=56)

Isotope				$^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$					
Dynamical Symmetry				U(5)-O(6)					
N_π	N_ν	N	EPS (MeV)	$\hat{P}^+ \cdot \hat{P}$ (MeV)	$\hat{L}\hat{L}$ (MeV)	$\hat{Q}\hat{Q}$ (MeV)	$\hat{T}_3 \cdot \hat{T}_3$ (MeV)	$\hat{T}_4 \cdot \hat{T}_4$ (MeV)	CHI
3	1	4	0.8100	0.00062	0.0089	0.0000	-0.0098	-0.0210	0.0000

الجدول (2) يبين قيم مستويات الطاقة ذات التماثل الموجب وانتقالاتها لنظير Ba (A=136,Z=56) باستخدام نموذج البوزونات المتفاعلة الأول (IBM-1) وحسب ترتيب حزم الطاقات فيها، حزمة الحالة الأرضية (Ground-State band) وحزمة كاما (Gamma-band) وحزمة بيتا (Beta-band) على التوالي. ومقارنة النتائج التي حصلنا عليها مع القيم العملية المتوفرة. وأظهرت هذه المقارنة تطابقاً جيداً في معظمها ولاسيما المستويات الواطئة (Low Lying Collective States) .

أما بالنسبة للمستويات العالية فكانت بعض القيم النظرية أعلى من القيم العملية وهذا غالباً ما يعود إلى ضعف شدة الطاقات التي تحتاج إلى فترة زمنية طويلة لقياسها عملياً واختلاف ظروف التجربة بالإضافة إلى نسبة الخطأ التي تظهر في الحسابات النظرية والعملية .

الشكل (1) يوضح ترتيب حزم الطاقة النظرية والعملية للتناظر الديناميكي U(5)-O(6) الذي ينتمي إليه نظير الباريوم قيد البحث . وتشير الأدبيات إلى أن ترتيب حزم الطاقة يكون كالآتي:

1. حزمة الحالة الأرضية.
2. حزمة بيتا .
3. حزمة كاما .

وفي حالة وجود اختلاف في ترتيبها فهذا يدل على وجود كسر للتناظر الديناميكي U(5) الذي ينتمي إليه هذا النظير وذلك

بتغيير أحد عوامل دالة هاملتون الذي هو $(\hat{P}^+ \cdot \hat{P})$ الذي يجعل التناظر الديناميكي الانتقالي U(5)-O(6) هو الغالب على تصرف النواة. أي عدم استقرار النواة على تصرف ديناميكية واحد.

أن تحليل نتائج مستويات الطاقة حسب الحزم التي ينتمي إليها هذا النظير يبين أن حزمة كما تسبق حزمة بيتا وهذا يؤدي إلى ما يأتي :

1. أن التناظر الديناميكي لهذا النظير يقع ضمن المنطقة الانتقالية U(5)-O(6).
 2. وجود هذا الاختلاف في ترتيب الحزم يشير إلى وجود تناظر ديناميكي آخر إضافة للتناظر الديناميكي U(5) وهو التناظر الديناميكي O(6). والذي ستيبته نسب الطاقات.
- إن حزم كل من $\beta_2, \beta_1, \gamma_1, g$ -bands ظهرت في حساباتنا الحالية للنظير (Ba-136) بينما لم تظهر نتائج القياسات العملية حزمة β_2 لهذا النظير .
- إن حساب نسب الطاقات يعد إحدى الطرائق التي يمكن بواسطتها تحديد تصرف النواة والتناظر الديناميكي الذي تنتمي إليه.

الجدول (3) يبين القيم التالية لنسب الطاقات حسب كل تناظر ديناميكي إلى جانب قيم نسب الطاقات التي حسبناها للنظير موضوع البحث مقارنة مع القيم العملية المتوفرة وفيما يأتي مناقشة هذه النسب لكل نظير.

تبين حساباتنا لنسب الطاقات $\frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)}$ لهذا النظير أن تصرفه يقع ضمن التناظر الديناميكي O(6) وهي تتفق مع القيم

العملية. أما حساباتنا لنسب الطاقة $\frac{E(8_1^+)}{E(2_1^+)}, \frac{E(6_1^+)}{E(2_1^+)}$ فهي تتفق مع القيم العملية التي تبين أن تصرف هذا النظير يقع ضمن

التناظر الديناميكي U(5). مما سبق نستنتج ان التصرف السائد لهذا النظير يقع ضمن التناظر الديناميكي U(5) ويشترك معه O(6) أي ان تصرفه يقع ضمن المنطقة الانتقالية U(5)-O(6).

الجدول (3) يبين نسب الطاقات النظرية (pw) مقارنة بالقيم المثالية والعملية .

Energy Ratios	Dynamical Symmetry and Ideal Energy Ratios[5,6]			$^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$
	U(5)	O(6)	SU(3)	
$\frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)}$	2	2.5	3.3	2.1816 2.280 ^[17]
$\frac{E(6_1^+)}{E(2_1^+)}$	3	4.5	7	3.25 2.696 ^[17]
$\frac{E(8_1^+)}{E(2_1^+)}$	4	7	12	4.51 -

ومما سبق مناقشة لنسب الطاقة نستنتج ما يأتي :

- 1- ظهور التناظر الديناميكي O(6) كما غير المستقرة في تصرف النظير (Ba-136).
- 4- يكون التناظر الديناميكي U(5) هو التصرف السائد للنظير Ba-136 ويشاركة O(6) الذي يوضحه الجدول (3).

الاعلومات الخاصة بمعادلة الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب

الجدول (4) يبين الاعدادات التي حصلنا عليها لكل من حد الجسيم الواحد وحدود الجسيم الواحد والجسمين للعدد الكلي

للوزونات لافضل تطابق مع القيم العملية المتوفرة لكل من g_L و μ_L و $B(M1)$ وذلك حسب المعادلة (20) , إذ أن β'_1 تمثل

الاعلومة الخاصة بتفاعل بوزونات d (حد الجسيم الواحد) وأن $\delta'_1, \gamma'_1, \eta'_1$ تمثل الاعدادات الخاصة بتفاعل بوزونات s مع بوزونات d (حد الجسيمان).

جدول (4) الاعلومات الخاصة بمؤثر الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب لحدود الجسيم الواحد وحدود الجسيم الواحد والجسيمين للعدد الكلي للبورونات.

Isotopes		¹³⁶ Ba ₈₀			
Parameters (μ_n)					
β'_1	β'_1	α'_1	γ'_1	δ'_1	η'_1
0.5420	0.5435	0.0010	0.0439	0.0015	0.0493
1- Body	(1&2) Body				

احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب

تعد دراسة الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب أحد الجوانب المهمة في دراسة التركيب النووي وقد استخدم برنامج M5.for_ في دراسة احتمالية الانتقالات المغناطيسية فضلاً عن عناصر المصفوفة المختزلة لنظير الباريوم (Ba-136). يبين الجدول (5) عناصر المصفوفة المختزلة واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب للنظير قيد البحث ولحدود الجسيم الواحد فقط. الشكل (2) يبين احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب بين مستويات الطاقة لكل نظير لحدود الجسيم الواحد فقط للعدد الكلي للبورونات ونلاحظ أن الانتقالات من $\beta_2 \rightarrow \gamma_1$ و $\gamma_1 \rightarrow g$ تكون قيمها أعلى مما هو عليه في الانتقالات $\beta_1 \rightarrow \gamma_1$ و $\beta_1 \rightarrow g$ وهذا يعود إلى تفاعل بورونات d فيما بينها.

الجدول (6) يحتوي على قيم μ_L و g_L لحد الجسيم الواحد وحدود الجسيم الواحد والجسيمين للعدد الكلي للبورونات ومقارنتها مع القيم العملية والقليلة جداً الشكلين (3) و (4) يبينان قيم عزم ثنائي القطب المغناطيسي μ_L و g_L المحسوبة حالياً كدالة للأعداد الكتلية لحدود الجسيم الواحد ومقارنتها مع حدود الجسيم الواحد والجسيمين للعدد الكلي للبورونات للمستويات (5^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+) على التوالي مقارنة مع نتائج القياسات العملية المتوفرة للمستوى 2_1^+ فقط والتي كانت متطابقة معها ، ونلاحظ انه في حالة الجسيم الواحد تتطابق المستويات بسبب تفاعل بورونات d فقط المعادلة (14) أما في حالة الجسيم الواحد والجسيمين نلاحظ أنها تنفصل عند المستويات الثانوية بسبب تأثير تفاعل بورونات s و d مع بعضها ونلاحظ أن قيم g_L تتناسب مع مؤثر الزخم الزاوي \hat{L}

جدول رقم (5) عناصر المصفوفة المختزلة واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب للجسيم الواحد للعدد الكلي للبورونات لنظير الباريوم ($A=136$).Ba

Spin Sequence	¹³⁶ Ba ₈₀	
	$\langle L_f \hat{T}^{(M1)} L_i \rangle (\mu_n)$	$B(M1)(\mu_n)^2$
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.3175×10^{-9}	0.2016×10^{-19}
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	-0.1005×10^{-8}	0.1123×10^{-18}
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	0.4758×10^{-11}	0.4528×10^{-22}
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.4136×10^{-13}	0.3421×10^{-27}
$2_4^+ \rightarrow 2_2^+$	0.2910×10^{-9}	0.1694×10^{-19}
$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.1676×10^{-11}	0.5623×10^{-24}
$4_3^+ \rightarrow 4_2^+$	0.1165×10^{-9}	0.1509×10^{-20}
$4_3^+ \rightarrow 4_1^+$	0.1013×10^{-12}	0.1140×10^{-24}
$4_4^+ \rightarrow 4_3^+$	0.2192×10^{-6}	0.5342×10^{-14}
$4_4^+ \rightarrow 4_2^+$	0.6984×10^{-9}	0.5421×10^{-19}
$4_4^+ \rightarrow 4_1^+$	-0.3977×10^{-11}	0.1759×10^{-23}

جدول رقم (6): قيم g_L و μ_L النظرية والعملية لحدود الجسيم الواحد وحدود الجسيم الواحد والجسيمين للعدد الكلي للوزونات لنظير الباريوم $^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$.

State	$^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$			
	$g_L (\mu_n)$		$\mu_L (\mu_n)$	
	1-Body	(1& 2) Body	1-Body	(1& 2) Body
2_1^+	0.3507	0.3517 0.35 ± 0.05^A	0.7015	0.7035 0.6900^B
2_2^+	0.3507	0.4058	0.7015	0.8171
2_3^+	0.3507	0.4369	0.7015	0.8739
3_1^+	0.3507	0.3517	1.0520	1.0550
3_2^+	0.3507	0.4189	1.0520	1.2560
3_3^+	0.3507	0.4526	1.0520	1.3570
4_1^+	0.3507	0.3517	1.4030	1.4070
4_2^+	0.3507	0.4279	1.4030	1.7110
4_3^+	0.3507	0.4661	1.4030	1.8640
4_4^+	0.3507	0.5024	1.4030	2.0160
5_1^+	0.3507	0.3517	1.7530	1.7580
5_2^+	0.3507	0.4360	1.7530	2.1800

^A Reference [17, 18].

^B Reference [17, 18].

الجدول (7) يبين عناصر المصفوفة المختزلة واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب لحدود الجسيم الواحد والجسيمين للعدد الكلي للبورونات لنظير الباريوم 136-. الشكل (5) يبين احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب لحدود الجسيم الواحد والجسيمين ونلاحظ أن أقوى الانتقالات هي $g \rightarrow \gamma_1$ وهي تخضع لقواعد الانتقاء لانتقالات M1 أما الانتقالات من $\beta_1 \rightarrow \gamma_1$ والمتمثلة بالانتقال $2_2^+ \rightarrow 2_3^+$ فكانت احتمالية الانتقال المغناطيسي ثنائي القطب لها ضعيفة جدا ، وجميع هذه الانتقالات تنخفض بزيادة الاعداد الكتلية بسبب اقترابها من القشر المغلقة (Closed Shell).

جدول رقم (7) عناصر المصفوفة المختزلة واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب لحدود الجسيم الواحد و الجسيمين للعدد الكلي للبورونات لنظير الباريوم Ba (A=136).

$^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$					
Spin sequence	$\langle L_f \hat{T}^{(M1)} L_i \rangle$ (□ _n)	B(M1) (□ _n) ²	Spin sequence	$\langle L_f \hat{T}^{(M1)} L_i \rangle$ (□ _n)	B(M1) (□ _n) ²
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.2791×10^{-4}	0.8661×10^{-10}	$4_3^+ \rightarrow 4_2^+$	0.6601×10^{-8}	0.4841×10^{-17}
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.2432×10^{-1}	0.1183×10^{-3}	$4_3^+ \rightarrow 3_1^+$	0.9883×10^{-11}	0.1085×10^{-22}
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	-0.1410×10^{-4}	0.2840×10^{-10}	$4_3^+ \rightarrow 2_2^+$	0.6191×10^{-8}	0.4259×10^{-17}
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.2791×10^{-4}	0.1113×10^{-9}	$4_3^+ \rightarrow 4_1^+$	0.1018×10^{-10}	0.1152×10^{-22}
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.2415×10^{-1}	0.8333×10^{-4}	$4_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.9883×10^{-11}	0.1085×10^{-22}
$4_2^+ \rightarrow 3_1^+$	-0.2415×10^{-1}	0.6481×10^{-4}	$5_1^+ \rightarrow 6_1^+$	0.2791×10^{-4}	0.7086×10^{-10}
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.9883×10^{-11}	0.1085×10^{-22}	$5_1^+ \rightarrow 4_2^+$	0.2452×10^{-7}	0.5466×10^{-16}
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	-0.2472×10^{-1}	0.6795×10^{-4}	$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.2791×10^{-4}	0.7086×10^{-10}
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.2415×10^{-2}	0.6481×10^{-4}	$4_4^+ \rightarrow 5_1^+$	0.1155×10^{-5}	0.1484×10^{-12}
$2_3^+ \rightarrow 4_2^+$	0.6191×10^{-8}	0.7667×10^{-17}	$4_4^+ \rightarrow 4_3^+$	0.1976×10^{-6}	0.4338×10^{-14}
$2_3^+ \rightarrow 3_1^+$	0.9883×10^{-11}	0.1953×10^{-22}	$4_4^+ \rightarrow 4_2^+$	0.1691×10^{-1}	0.3180×10^{-4}
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	0.6328×10^{-8}	0.8009×10^{-17}	$4_4^+ \rightarrow 3_1^+$	0.1155×10^{-5}	0.1484×10^{-12}
$2_3^+ \rightarrow 4_1^+$	0.9883×10^{-11}	0.1953×10^{-22}	$4_4^+ \rightarrow 4_1^+$	0.1170×10^{-1}	0.1521×10^{-12}
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.9985×10^{-11}	0.1994×10^{-22}	$6_2^+ \rightarrow 5_1^+$	-0.2415×10^{-1}	0.4487×10^{-4}
$6_1^+ \rightarrow 4_2^+$	0.2452×10^{-7}	0.4625×10^{-16}	$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	-0.1410×10^{-4}	0.1529×10^{-10}
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.2791×10^{-4}	0.5996×10^{-10}	$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	-0.2415×10^{-1}	0.4487×10^{-4}
$2_4^+ \rightarrow 4_2^+$	0.1649×10^{-1}	0.5444×10^{-4}	$8_1^+ \rightarrow 6_2^+$	0.2452×10^{-7}	0.3537×10^{-16}
$2_4^+ \rightarrow 2_3^+$	-0.8299×10^{-7}	0.1377×10^{-14}	$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	0.2791×10^{-4}	0.4585×10^{-10}
$2_4^+ \rightarrow 3_1^+$	0.1155×10^{-5}	0.2671×10^{-12}			
$2_4^+ \rightarrow 2_2^+$	0.1662×10^{-1}	0.5528×10^{-1}			
$2_4^+ \rightarrow 4_1^+$	0.1155×10^{-5}	0.2671×10^{-12}			
$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	0.1160×10^{-5}	0.2691×10^{-12}			

الاعلومات الخاصة بمعادلة مؤثر الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب لبوزونات البروتونات وبوزونات النيوترونات

الجدول (8) بين الاعدادات التي حصلنا عليها لكل من حد الجسم الواحد وحدود الجسم الواحد والجسيمين لبوزونات البروتونات وبوزونات النيوترونات للحصول على قيم g_L, μ_L وكذلك عناصر المصفوفة المختزلة وقيم $B(M1)$ لغرض المقارنة وذلك لعدم توفر قيم عملية أو نظرية لهذا الغرض .

إذ تمثل الاعدادات β'_π الاعدادات الخاصة بالمؤثر $(\hat{L}_\pi = \hat{d}_\pi^+ \hat{d}_\pi)$ و β'_ν الاعدادات الخاصة بالمؤثر $(\hat{L}_\nu = \hat{d}_\nu^+ \hat{d}_\nu)$ لحدود الجسم الواحد لمؤثر النظير العددي والاتجاهي.

جدول (8) الاعدادات الخاصة بمعادلة مؤثر الانتقالات المغناطيسية لحدود الجسم الواحد والجسيمين لعدد بوزونات البروتونات وعدد بوزونات النيوترونات

Isotope		¹³⁶ Ba ₈₀			
Parameters (μ_n)					
β'_π	β'_π	α'_π	γ'_π	δ'_π	η'_π
0.1348	0.0746	0.2234	80.001	0.0332	0.0055
β'_ν	β'_ν	α'_ν	γ'_ν	δ'_ν	η'_ν
0.9400	0.3300	0.1100	0.0012	0.0016	0.0097
1- Body	(1&2) Body				

احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب بدلالة مركبة النظير العددي والنظير الاتجاهي **Isoscalar** و **Isovector**

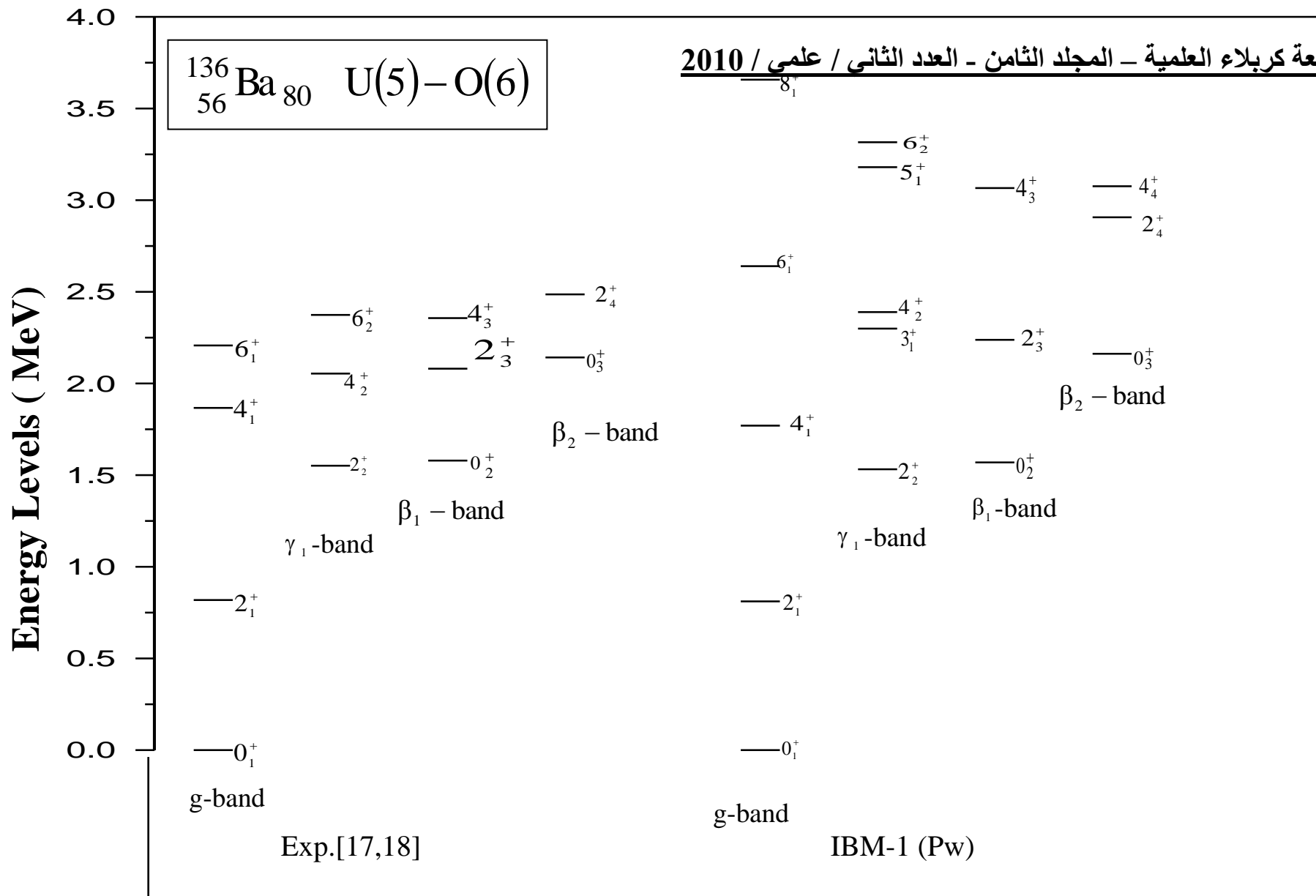
لقد تم كتابة برنامج (FORTRAN-77) لحساب عزم ثنائي القطب المغناطيسي واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب وعناصر المصفوفة المختزلة وكذلك العامل g_L باستخدام المتجهات الذاتية (Eigen Vectors) والمتجهات العددية والاتجاهية بعد فصل (Eigen Vectors) الى جزئين الاول المتجهات الذاتية لبوزونات البروتونات والثاني المتجهات الذاتية لبوزونات النيوترونات لنظير الباريوم Ba-(136). اما الجدول (9) فيبين قيم g_L, μ_L بدلالة مركبة النظير العددي ومركبة النظير الاتجاهي والقيم الكلية لكل منها لغرض المقارنة وكانت النتائج متوافقة. الشكل (6) يوضح قيم (g_L) للمستويات $5_1^+, 4_1^+, 3_1^+, 2_1^+$ للنظير العددي والنظير الاتجاهي و g_L الكلية ونلاحظ ايضاً تطابق هذه المستويات بسبب تفاعل نوع واحد من البوزونات مما يؤدي الى تساوي العامل g_B للبوزون مع العامل g_L للمستوي كما اظهرت النتائج تطابق جيد مع قيم g_L للجسيم الواحد قبل الفصل مما يؤكد صحة تأثير مركبة النظير العددي والاتجاهي في عملية الفصل العدد الكلي للبوزونات، اما الشكل (7) يوضح قيم (μ_L) بدلالة مركبة النظير العددي ومركبة النظير الاتجاهي للمستويات و (μ_L) الكلية للمستويات $5_1^+, 4_1^+, 3_1^+, 2_1^+$ للجسيم الواحد كدالة للاعداد الكتلية ونلاحظ من خلال الشكل أن قيم (μ_L) للنظير العددي تزداد وبزيادة الأعداد الكلية للمستويات في أعلاه. اما قيم (μ_L) للنظير الاتجاهي فهي تنخفض بزيادة الزخم الزاوي.

جدول (9): قيم عزم ثنائي القطب المغناطيسي (μ_L) والعامل (g_L) النظرية لحد الجسم الواحد بدلالة النظير العددي والنظير الاتجاهي لنظير الباريوم ¹³⁶.
الاتجاهي لنظير الباريوم ¹³⁶.

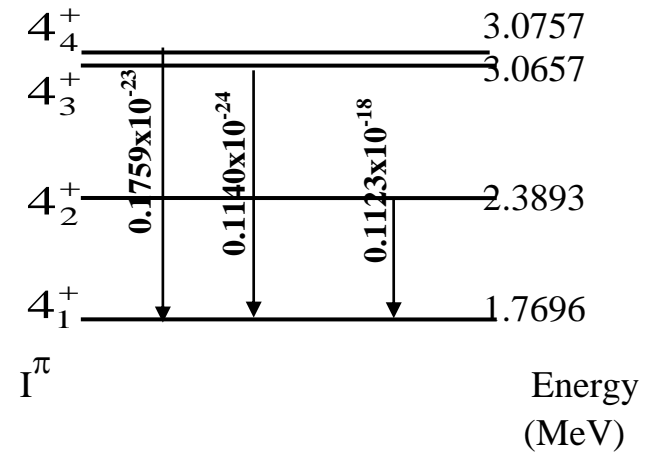
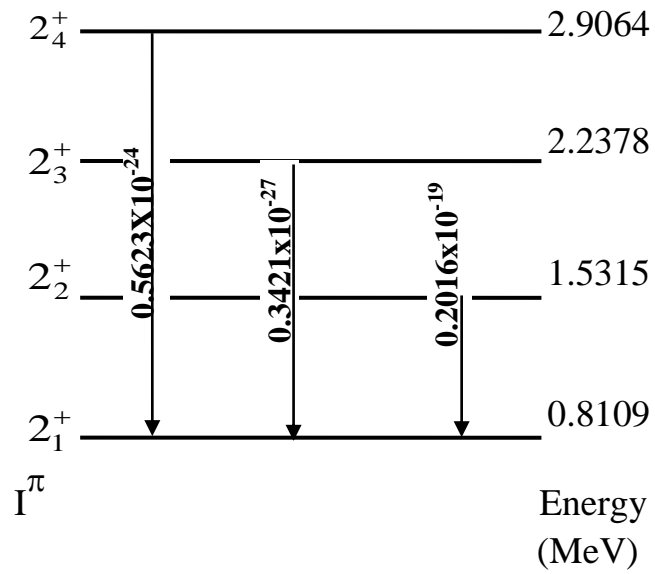
Isotope	State I^π	$(\mu_L) (\mu_n)$			$(g_L) (\mu_n)$		
		Isoscalar	Isovector	Total	Isoscalar	Isovector	Total
¹³⁶ Ba ₈₀	2_1^+	1.7140	-1.0130	0.7002	0.8570	-0.5069	0.3501
	3_1^+	2.5710	-1.5200	1.0500	0.8570	-0.5069	0.3501
	4_1^+	3.4280	-2.0270	1.4000	0.8570	-0.5069	0.3501
	5_1^+	4.2850	-2.5340	1.7500	0.8570	-0.5069	0.3501

References

1. K.S. Krane. "Indirection Nuclear Physics", Ed. Hall day. D., Pub. John Wiley and Sons, PP. 333-334, (1987).
2. A. Bohr and B. Mottelson, "Nuclear Structure" Ed. Benjamin with, Pub. Inc. New York., Vol.I Single-particle motion, PP. 336-337., PP. 343-344, (1969). Gueorguiev V.G., Omand W.E., Johnson C.W., and Draayer J.P., "Mixed Mode Shell Model Theory for Nuclear Structure Studies" Phys. Rev. C, Vol.65, PP.024314-1 – 024314-7, (2002).
3. H. Seimat and J.Al-Bright "Introduction to Atomic and Nuclear Physics" Holt Rinttert and Winston, Inc, PP. 559-560, (1970).
4. A. Deshalit and H. Feshback "Theoretical Nuclear Physics", Ed. Fesh back, Hemran Joint Author, Pub. John Wiley and Sons, P. 744, (1974).
5. A.Arima, A. Otsuk and F. Iachello "Nuclear Shell Model and Interacting Bosons" Nucl. Phys. A, Vol. 309, PP. 1-33, (1978).
6. O.Sholten "Microscopic Calculation for Interacting Boson Model", Phys. Rev. C, Vol.28, PP. 1783-1790, (1983).
7. A. Arima and F. Iachello, "The Interacting Boson Model", Ed. F. Iachello, Pub. Syndicate of University of Cambridge, England (1987). Pfeifer W., "The Lie Algebras $su(N)$, An Introduction" Birkhauser Verlag, Basel, PP.18-22, (2003).
8. D. Bonatsos "Interacting Boson Models of Nuclear Structure" Ed. P.P.E. Hodgson, Pub. United States – Oxford University Press, New York, (1988).
9. L.Zamick, "Remark on Magnetic Moments", Phys. Rev. C, Vol.15, PP. 824-826, (1977).
10. E. Lipparini and S. Stringari, "Isovector M1 Potational States in Deformed Nuclei", Phys. Lett., B, Vol.130, PP.139-143, (1983).
11. O. Scholten et al., "Mixed –Symmetry States in the Neutron-Proton Interacting Boson Mdeol", Bucl. Phys. A., Vol438, PP. 41-77. (1985),
12. N. Loiudice, "Magnetic Dipole Excitations in Deformation Nuclei", Vol.28, PP. 1390-1454, (1997). Baldini-Neto E., Lima C.L., and Van Isacker P., "Binding Energies of Isoscalar and Isovector Ground States of $N=Z$ Nuclei in the Interacting Boson Model" Brazilian Journal of Physics, Vol.33, PP.250-254, (2003).
13. N. Loiudice, "Collective Excitation in Deformed Nuclei" La Rivistadel Nuove Cimento, Vol.23, P.1, (2000).
14. L. Zamick and D.C. Zheng, "Relations Between Gamaw-Teller and Magnetic Dipole transitions" Phys. Rev. C, Vol.37, P. 1675, (1988).
15. A. Bohr and B. Motteslson, "Nuclear Structure "Ed. Benjamin with Pub. Inc. New York, Vol.II, Nuclear Deformations, P. 377, (1975).
16. A. Pakou, R. Tanzn, D. Turened and et al. "Magnetic Moments of Excited States in the Stable Chromium Isotopes", Phys. Rev. C, Vol.36, P. 2088, (1987).
17. M. Sakai, "Quasi-Bands in Even-Even Nuclei, "Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol.31, P. 399, (1984).
18. R. Pramila, "table of Nuclear Moments "Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol.42, P.189, (1989).



الشكل (1) مستويات الطاقة العملية والنظرية لنظير الباريوم ^{136}Ba .

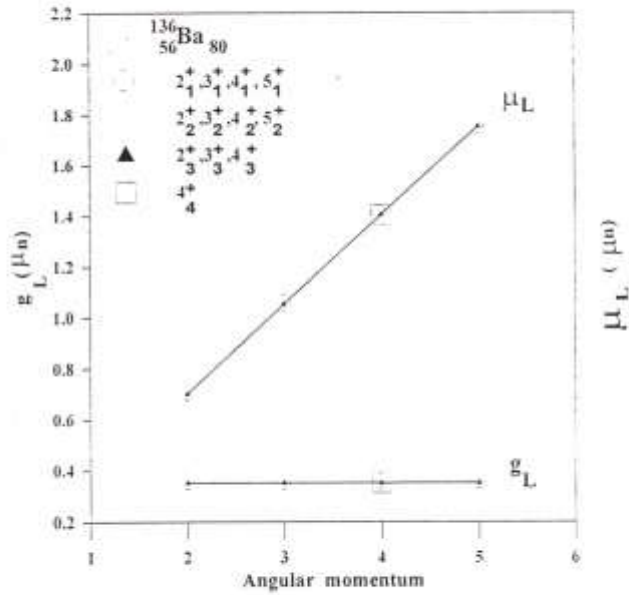


الشكل (2) احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب للجسيم الواحد لنظير الباريوم Ba-136.

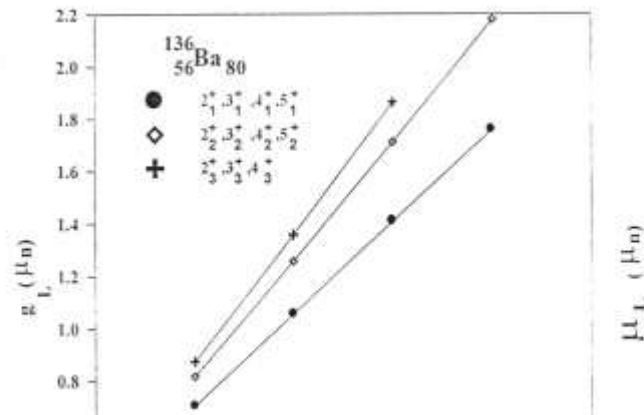
جدول (2): مستويات الطاقة والانتقالات الكامية لنظير الباريوم 136.

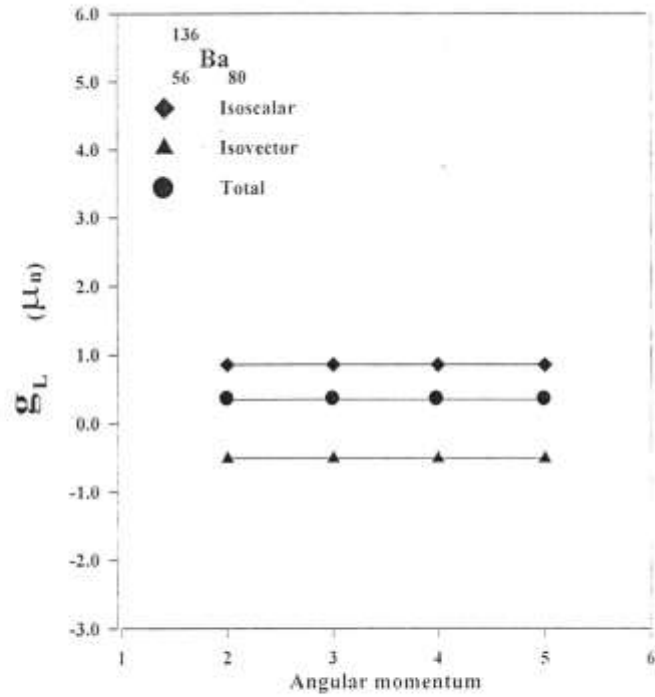
Bands	I^π	Energy levels (MeV) IBM-1 EXP.[17]	Spin sequences	Energy transitions (MeV) IBM-1 EXP.[17]	Bands	I^π	Energy levels (MeV) IBM-1 EXP.[17]	Spin sequences	Energy transitions (MeV) IBM-1 EXP.[17]
g	2_1^+	0.8109 0.8185	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0.8109 0.8185	6_2^+		3.3161 2.3737	$6_2^+ \rightarrow 5_1^+$	0.1406 -
	6_1^+	2.6397 2.2071	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1.5782 1.041				$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	0.9268 0.3199
	6_1^+	2.6397 2.2071	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.9480 0.1765				$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.0373 0.0279
	8_1^+	3.6575 -	$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	0.0178 -				$0_2^+ \rightarrow 0_1^+$	1.5688 1.5790
	3_1^+	2.2988 -	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	1.5315 1.5531				$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	0.7063 0.5295
3_1^+	2.2988 -	$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.5297 -	$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1.4269 1.2621				
						3_1^+	2.2988 -	$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.5297 -

	4_2^+	2.3893 2.0538	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1.4879 -	4_3^+	3.0657 2.3566	$4_3^+ \rightarrow 4_2^+$	0.6764 0.3038	
			$4_2^+ \rightarrow 3_1^+$	0.0905			$4_3^+ \rightarrow 3_1^+$	0.7669 -	
			$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.8578 0.5027			$4_3^+ \rightarrow 2_2^+$	1.5342 0.8055	
			$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.6985 0.1872			$4_3^+ \rightarrow 4_1^+$	1.2961 0.4900	
			$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	1.5784 1.2353			$4_3^+ \rightarrow 2_1^+$	2.2548 1.5381	
	5_1^+	3.1795 -	$5_1^+ \rightarrow 4_3^+$	0.1138 -	β_2	0_3^+	2.1617 2.1415	$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1.3508 1.3230
			$5_1^+ \rightarrow 6_1^+$	0.5398 -				2_4^+	2.9064 2.4854
			$5_1^+ \rightarrow 4_2^+$	0.7902 -		$2_4^+ \rightarrow 4_1^+$	0.3268 0.6188		
			$5_1^+ \rightarrow 3_1^+$	0.8807 -		4_4^+	3.0757	$4_4^+ \rightarrow 4_3^+$	0.0100 -
			$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	1.4104 -				$4_4^+ \rightarrow 4_2^+$	0.6864 -



الشكل (3): العزم المغناطيسي ثنائي القطب μ_L والعامل g_L كدالة للزخم الزاوي للحسيم الواحد للعدد الكلي للبويزونات لنظير الباريوم 136 .





الشكل (6): العامل g_L كدالة للزخم الزاوي بدلالة النظير العددي والنظير الأتجاهي للجسيم الواحد لنظير الباريوم 136.

