



جمهورية العراق
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة بابل
كلية التربية للعلوم الصرفة
قسم الفيزياء

دراسة التركيب النووي لبعض النوى الخفيفة

بحث مقدم

إلى مجلس كلية التربية للعلوم الصرفة في جامعة بابل
وهو جزء من متطلبات نيل درجة الدبلوم العالي تربية / فيزياء المواد وتطبيقاتها

من الطالبة

زينب نصر محسن حسون

بكالوريوس علوم فيزياء
جامعة بابل ٢٠١٥ م

بإشراف

أ.د. فؤاد عطية مجيد

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

إِنَّمَا إِلَهُكُمُ اللَّهُ الَّذِي لَا إِلَهَ

إِلَّا هُوَ وَسِعَ كُلَّ شَيْءٍ عِلْمًا

صَدَقَ اللَّهُ الْعَلِيِّ الْعَظِيمِ

سورة طه (الآية ٩٨)

الاهداء

الى من رزقني الوجود وامرني بالسجود الى الواحد الاحد
المعبود

الى العدل الودود خالقنا (جل جلاله)

الى من انار درب الهدى الخير من قام وصلى محمد المصطفى
(صلى الله عليه واله وسلم) الى من كرسا حياتهما في اسعادي

....

نبض قلبي أمي وأبي

ألى زوجي وسندي بالحياة والى طفلي
والى انسي في الحياة اخوتي واخواتي

زينب

شكر وتقدير

الحمد لله الذي لا إله إلا هو الملك الحق المبين المدبر بلا وزير، ولا خلق من عباده يستشير، الأول غير موصوف، والباقي بعد فناء الخلق، العظيم الربوبية، نور السماوات والأرضين، وفاطرهما ومبتدعهما، بغير عمد خلقهما، فاستقرت الأرضون بأوتادها فوق الماء، ثم علا ربنا في السماوات العلى الرحمن على العرش استوى، له ما في السماوات وما في الأرض وما بينهما وما تحت الثرى.....

اما بعد اتقدم بالشكر الجزيل الى عمادة كلية التربية للعلوم الصرفة وألى رئاسة قسم الفيزياء بجميع كوادرها لجهودهم معنا طيل فترة الدراسة وأجراء البحث. والشكر الجزيل الى الدكتور الفاضل (ا.د. فؤاد عطية مجيد) لما قدم لي من فيض علمة ومساعدته لي في انجاز هذا العمل وندعو الباري عز وجل ان يوفقني لرد جزء صغير من فضلة علي.

زينب

إقرار المشرف العلمي

اشهد ان اعداد هذه البحث الموسوم بـ (دراسة التركيب النووي لبعض النوى الخفيفة) وقد جرى بأشرافي في قسم الفيزياء كلية التربية للعلوم الصرفة/جامعة بابل وبمراحله كافة وهو جزء من متطلبات نيل درجة الدبلوم العالي تربية / فيزياء المواد وتطبيقاتها.

 التوقيع:

الاسم: أ.د. فؤاد عطية مجيد

الدرجة العلمية: أستاذ

التاريخ: / / 2021

وبناءً على ترشيح المشرف العلمي وتقرير الخبير العلمي ارشح هذا البحث للمناقشة.

التوقيع:

الاسم: أ.د. خالد حنين عباس.

الدرجة العلمية: استاذ

رئيس قسم الفيزياء

التاريخ: / / 2021

شهادة الخبير اللغوي

اطلعت على البحث الموسوم (دراسة التركيب النووي لبعض النوى الخفيفة) وقومته لغويا واصبح صالحاً للمناقشة.

التوقيع:

الاسم:

الدرجة العلمية:

العنوان:

التاريخ: / / 2021

شهادة الخبير العلمي

اطلعت على البحث الموسوم (دراسة التركيب النووي لبعض النوى الخفيفة) وقومته
علميا واصبح صالحاً للمناقشة.

التوقيع:

الاسم:

الدرجة العلمية:

العنوان:

التاريخ: / / 2021

الخلاصة

قمنا في البحث بحساب مستويات الطاقة الأنتقال الكهربية (E2) B والمغناطيسية B(M1) المختزلة للنوى ^{12}C ، ^9Be ، ^7Li في المنطقة p-shell و ^{24}Al و ^{20}Mg ، ^{22}Mg في المنطقة sd-shell وذلك عن طريق توظيف أنموذج القشرة بحسابات ضمن نطاق موسع وبأخذ كل الفضاء المسموح به للحسابات وبدون تقييد عن طريق توظيف التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (Cki) في المنطقة p-shell و (usdb) و (usda) في المنطقة sd-shell. ثم أجريت مقارنة هذه الحسابات النظرية لمستويات الطاقة الأنتقال الكهربية (E2) B والمغناطيسية B(M1) المختزلة للنويات المذكوره مع البيانات العملية والحديثة جدا وقد أظهرت المقارنة أن هنالك تطابق بشكل جيد ومقبول مع القيم العملية لكل التفاعلات .

أن المقارنة بين الحسابات النظرية لأحتماليات الأنتقال الكهربية (E2) B والمغناطيسية B(M1) المختزلة مع البيانات التجريبية أظهرت بشكل واضح أن تنبؤات أنموذج القشرة للأنتقالات بنفس الحزمة متوافقة مع البيانات التجريبية في القشرتين p و sd وللأنتقالات بين حزم مختلفة فأن تنبؤات أنموذج القشرة ل B(E2) و B(M1) كانت بتفاوت كبير مع البيانات التجريبية.

المحتويات

الصفحة	الموضوع	التسلسل
xi	المصطلحات	
xiii	قائمة الأشكال	
xiv	قائمة الجداول	
الفصل الأول : المقدمة والدراسات السابقة		
1	مقدمة عامة	1-1
3	الأسس التجريبية لتركيب القشرة النووي	2-1
6	السلوك الكمي لأنموذج القشرة النووي	3-1
14	الدراسات السابقة	4-1
19	الهدف من البحث	5-1
الفصل الثاني : الجزء النظري		
20	مقدمة	1-2
20	فضاء الأنموذج و تفاعل الأنموذج	2-2
21	الزخم الزاوي الكلي والتماثل	3-2
24	البرم النظير	4-2
26	طاقات الربط و التهيج	5-2
28	الترتيب المختلط وعناصر مصفوفة الطاقة (الهاملتونين)	6-2
32	إحتمالية الإنتقال لرباعي القطب الكهربائي المختزلة B(E2)	7-2
الفصل الثالث : الحسابات والنتائج		

37	حساب مستويات الطاقة	1-3
37	النواة ${}^7\text{Li}$	1-1-3
38	النواة ${}^9\text{Be}$	2-1-3
39	النواة ${}^{12}\text{C}$	3-1-3
40	النواة ${}^{20}\text{Mg}$	4-1-3
41	النواة ${}^{22}\text{Mg}$	5-1-3
42	النواة ${}^{24}\text{Al}$	6-1-3
44	حسابات احتمالية الانتقال الكهربائية B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزلة	2-3
47	الاستنتاجات	3-3
47	الاعمال المستقبلية	4-3
48	المصادر	

المصطلحات

المعنى	المصطلح
التركيب النووي	Nuclear structure
نماذج نووية	Nuclear models
انموذج القشرة النووي	Nuclear shell model
الجسيم المفرد	Single particle
مبدأ استبعاد باولي	Pauli exclusion principle
الأرقام السحرية	Magic numbers
تفاعل البرم والمدار	Spin orbit interaction
قلب حامل	Inert core
التفاعل المتبقي	Residual interaction
الهاملتون	Hamilton
الدالة الذاتية	Eigen function
التماثل	Parity
معاملات كلبش كوردن	Clebsch gordan coefficients
القيم الذاتية للطاقة	Energy eigen values
الإنحلال	Degeneracy
الزخم الزاوي الكلي	Total angular momentum
تركيب القشرة	Shell structure
البرم النظيري	Isospin
تناظر البرم النظيري	isospin symmetry
فضاء الأنموذج	Model space
ترتيب المختلط	Configuration mixing
حركية الأنظمة	Dynamics of systems
برم النووي	Nuclear spin

فضاء هيلبرت	Hilbert space
البرم الذاتي	Intrinsic spin
تماثل حقيقي	Intrinsic parity
تفاعل واقعي	Realistic interaction
تفاعل تخطيطي	Schematic interaction
تنسورات الكروية	Spherical tensors
شرط التعامد	Orthogonality condition
عنصر مصفوفة	Matrix elements
حالة الخلط	Mixing state
عملية قطرية	Diagonalization
حالة الأرضية	Ground state
حالة المثيعة	Excited state
حالة ذاتية	Eigen state
المؤثر الهرميتي	Hermitic operator
متناظرة	Symmetric
المحدد	Determinant
دوال الذاتية	Eigen function
متجهات الذاتية	Eigen vectors
مصفوفة قطرية	diagonal matrix
محدد الإعتراضي	Secular determinant
طاقات مثيعة	Excitation energies

قائمة الأشكال

رقم الصفحة	العنوان	رقم الشكل
1	يوضح التفاعلات بين النيوكليونات	(1-1)
2	يوضح مخطط النويدات وخط الاستقرار	(2-1)
4	يوضح مخطط بياني للآيزوتونات المستقرة لعدد من النوى السحرية	(3-1)
5	يوضح المقاطع العرضية لقص النيوترونات عند طاقات 1 (MeV)	(4-1)
6	يوضح الاختلاف لطاقة فصل النيوترون مع عدد النيوترونات للنواة	(5-1)
10	مستويات الطاقة في نموذج القشرة تحسب باستخدام مختلف الجهود	(6-1)
13	مستويات الطاقة في نموذج القشرة تحسب باستخدام مختلف الجهود بعد ادخال تفاعل البرم والمدار	(7-1)
31	يوضح خلط الترتيبات المختلفة بسبب توزيع نيوكليونات التكافؤ على المدارات	(1-2)
38	يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (Cki)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل السالب للنواة ${}^7\text{Li}$. البيانات العملية أخذت من المصدر [122]	(1-3)
38	يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (Cki)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل السالب للنواة ${}^9\text{Be}$. البيانات العملية أخذت من المصدر [120].	(2-3)
39	يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (Cki)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل الموجب للنواة ${}^{12}\text{C}$. البيانات العملية أخذت من المصدر [120].	(3-3)

51	يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (USDA) و (USDB)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل الموجب للنواة ^{20}Mg . البيانات العملية أخذت من المصدر [120].	(4-3)
52	يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (USDA) و (USDB)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل الموجب للنواة ^{22}Mg . البيانات العملية أخذت من المصدر [120].	(5-3)
55	يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (USDA) و (USDB)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل الموجب للنواة ^{24}Al . البيانات العملية أخذت من المصدر [120].	(6-3)

قائمة الجداول

رقم الصفحة	العنوان	رقم الجدول
43	يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائيه B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزله مع البيانات التجريبية للنواة ^7Li .	(1-3)
44	يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائيه B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزله مع البيانات التجريبية للنواة ^9Be .	(2-3)
44	: يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائيه B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزله مع البيانات التجريبية للنواة ^{12}C .	(3-3)
45	يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائيه B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزله مع البيانات التجريبية للنواة	(4-3)

	^{20}Mg	
45	يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائية B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزلة مع البيانات التجريبية للنواة ^{22}Mg	(5-3)
46	يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائية B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزلة مع البيانات التجريبية للنواة ^{24}Al	(6-3)

الفصل الأول

المقدمة و الدراسات السابقة

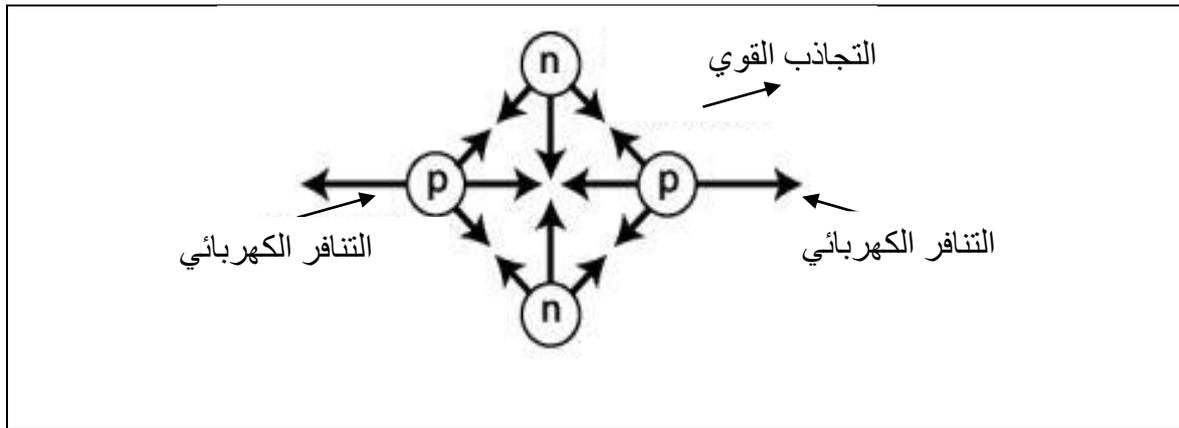
Introduction and Literature

Survey

General Introduction

1-1 مقدمة عامة

أُعلن خلال عامي ١٩٠٨ و ١٩١٣ ميلادي إحدى التجارب المشهورة في الفيزياء النووية من قبل كل من هانز كايكر و أرسنت مارسدن وهي تجربة أرسنت رادفور التي وجه فيها جسيمات ألفا نحو رقائق من الذهب [1] خلال هذه التجربة كانت جسيمات ألفا المنتشرة في زوايا كبيرة تثبت أن هناك جزء صغير للغاية و كثيف في الذرة و يحتوي على معظم الكتلة وهذا الجزء مشحون بشحنة موجبة و أطلق عليه أسم النواة، تحتوي النواة نفسها على نوعين من الجسيمات البروتونات و النيوترونات، البروتون هو الجسيم المشحون بشحنة موجبة و شحنته تساوي القيمة المطلقة لشحنة الإلكترون. وكل ذرة يعبر عنها بالرمز A_ZX حيث ان X رمز الذرة، A العدد الكتلي و Z هو العدد الذري لها، أما عدد النيوترونات لأي نواة يحسب من $N=A-Z$ ، البروتونات و النيوترونات كلاهما فيرميونات و برمهما يساوي أنصاف أعداد فردية صحيحة. الفيرميونات تخضع لمبدأ باولي للاستبعاد هو المبدأ الذي قام بصياغته العالم الفيزيائي النمساوي باولي عام ١٩٢٥ ميلادي ويمثل أحد مبادئ ميكانيك الكم وينص على أنه لا يمكن لإثنين من الفيرميونات أن يحتلا نفس الحالة الكمية، إن الخصائص لتلك الفيرميونات كان لها أثر واضح في ترسيخ أنموذج القشرة النووي [2,3]. توجد داخل النواة قوتا توازن لحدوث الإستقرار النووي هما قوة كهربائية وقوة نووية قوية ويتم طرد البروتونات بواسطة القوة الكهربائية من قبل الشحنة الموجبة أما القوة النووية القوية موجودة بين تفاعل كلا من البروتونات، تفاعل بين النيوترونات وتفاعل بين البروتونات و النيوترونات. الشكل (1-1) يظهر التفاعلات بين النيوكليونات عندما يكون هناك نيوترونين و بروتونين [1,2]:

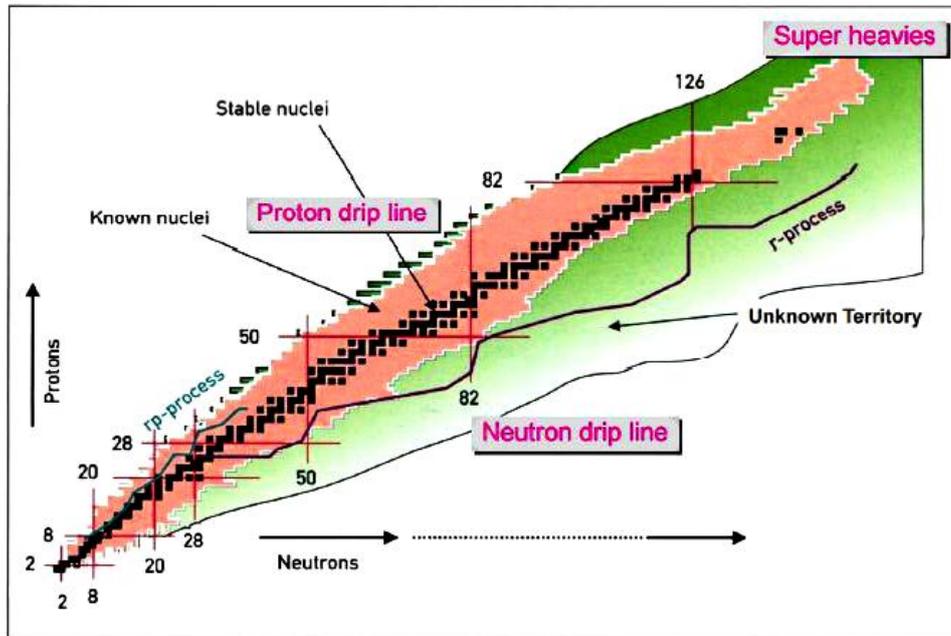


الشكل (1-1): يوضح التفاعلات بين النيوكليونات [2].

ومن خلال الشكل (1-1) يتوضح أن دراسة الخواص النووية (التفاعلات بين النيوكليونات) المتمثلة بالقوة النووية تعتمد على التركيب النووي الذي يعتبر أساس الفيزياء النووية حيث إن دراسته نظرياً صعبة للغاية نتيجة لطبيعة القوى النووية بالإضافة الى وجود عوامل عديدة فيها لذلك أقترحت عدة نماذج نووية

لوصف التركيب النووي وأُستخدِمت هذه النماذج الأسس الفيزيائية كأساس لها ثم أُضيفت بعض العوامل المؤثرة الأخرى للحصول على تركيب نووي دقيق مع إجراء بعض التقريبات الرياضية [4]. كل أنموذج من النماذج النووية يُستند على مجموعة من الفرضيات بحيث يكون ناجحاً في حدود معينة و يستطيع تفسير نطاق محدد من المعطيات التجريبية، لكنه قد يفشل عند تطبيقه على معطيات تقع خارج ذلك النطاق [4،5] و من أهم هذه النماذج التي فسرت عدة خصائص نووية و ضمن عدة مناطق من الجدول الدوري هما أنموذج قطرة السائل حيث تكال نجاحه الكبير في حسابات طاقات الربط النووي و الأنموذج الآخر هو أنموذج القشرة النووي لما حققه من نجاحات مهمة في توضيح مستويات الطاقة النووية [6]، و لم تقتصر حسابات أنموذج القشرة على النوى الكروية فقط بل يُستخدم في دراسة عدة خواص للنوى المشوهة [7] بالإضافة لدراسته للنوى فائقة التشوه و كانت تلك الدراسات تضمنت استخدام جهد دلتا السطحي لوصف التفاعل النووي بين النيوكليونات في سطح النواة [8]، تعد دراسة النوى الغنية بالنيوترونات خارج نواة القلب المغلق الشبه سحري (^{68}Ni) مهمة جداً في تفسير بعض خواص التركيب النووي منها طاقات الربط النووية، مستويات الطاقة و التماثلات و البرم النووي بالإضافة الى الانتقالات الكهرومغناطيسية و قد تم اختيار دراسة التركيب النووي لنظائر ^{70}Ni ، ^{70}Cu غير المستقرة و ^{70}Zn المستقرة التي تعد من الأنوية الغنية بالنيوترونات كما موضحة

في الشكل (1-2) [4]



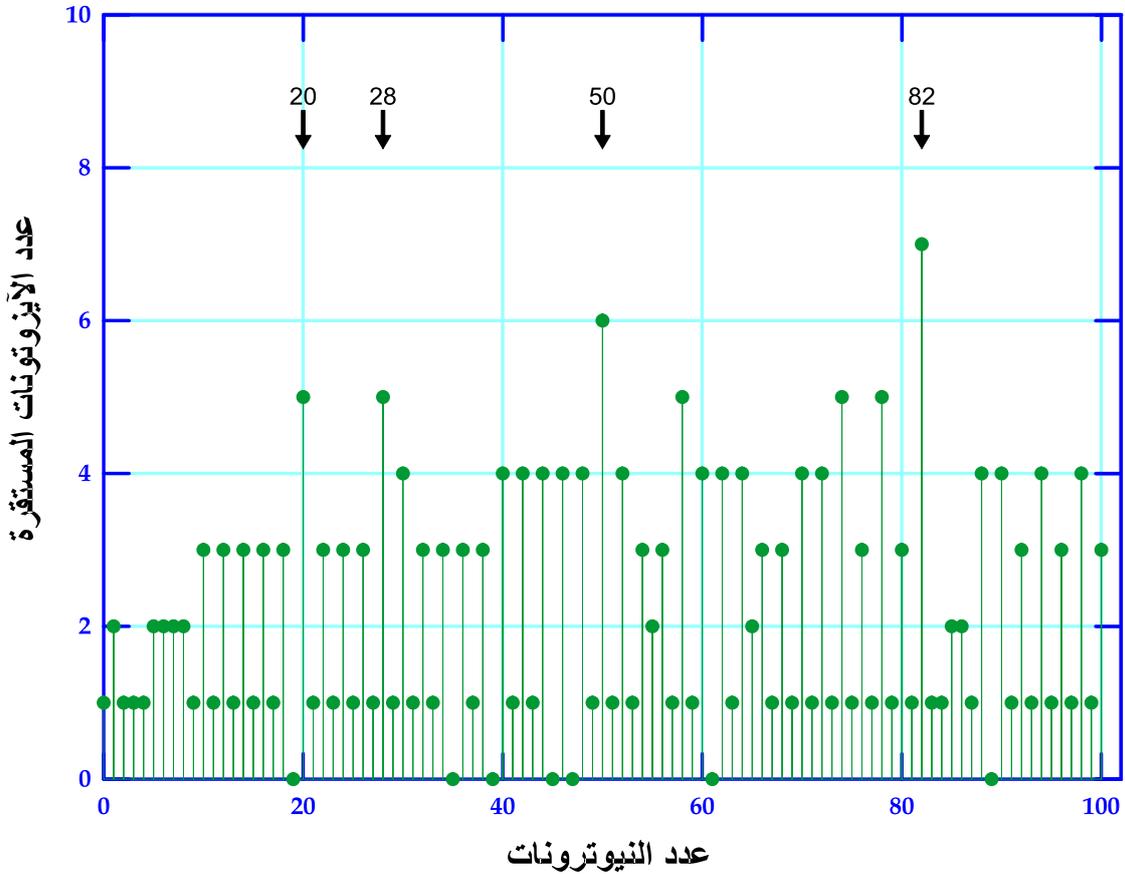
الشكل (1-2): يوضح مخطط النويدات وخط الاستقرار [4].

2-1 الأسس التجريبية لتركيب القشرة النووي

Experimental basis of the nuclear shell structure

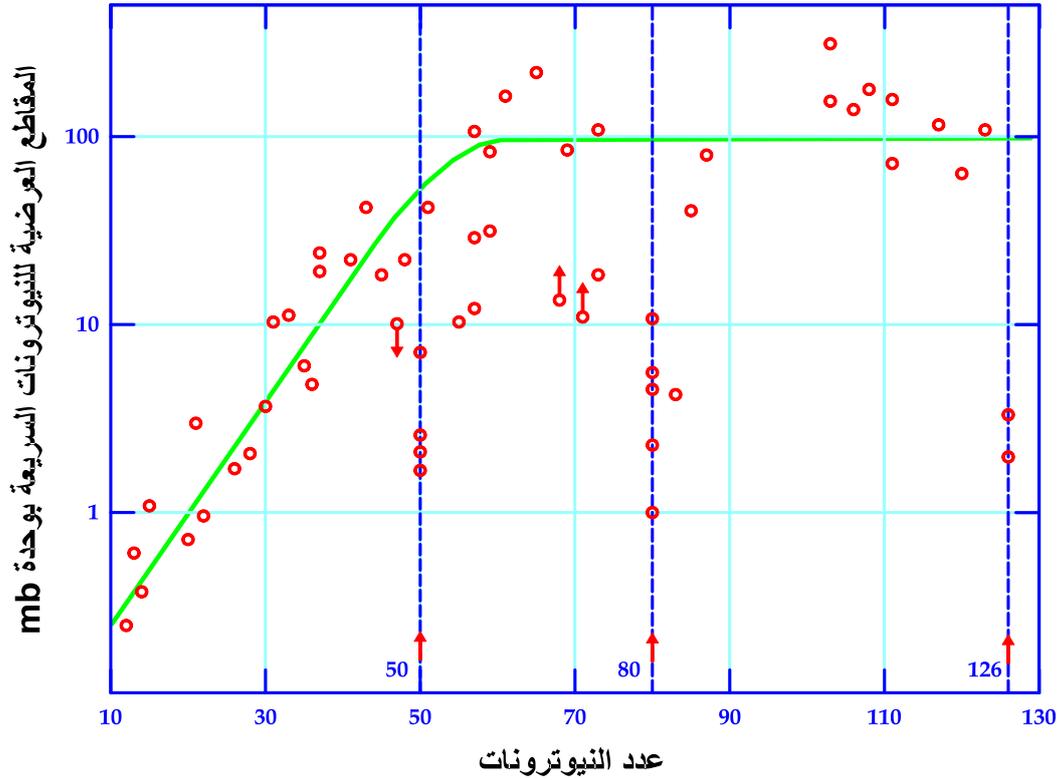
هناك أوجه تشابه بين التركيب الإلكتروني للذرات والتركيب النووي، حيث يتم ترتيب الإلكترونات الذرية في مدارات (حالات الطاقة) و يكون هذا الترتيب وفقاً لقوانين ميكانيك الكم، حيث ان توزيع الإلكترونات في هذه الحالات يتبع مبدأ باولي للإستبعاد [9] و يمكن إثارة الإلكترونات الذرية للمدارات الغير مشغولة عادةً أو يمكن إزالتها تماماً من الذرة [10]. النواة حالها حال الذرة حيث تملك حالات إثارة كما يمكن إضافة النيوكليونات إليها أو إزالتها من نواة تماماً. الإلكترونات والنيوكليونات لها زخم ذاتي (intrinsic angular momentum) يسمى البرم الذاتي (intrinsic spins). أذ أن الزخم الزاوي الكلي لنظام من جسيمات متفاعلة يعكس تفاصيل القوى بين الجسيمات، فعلى سبيل المثال، من خلال إزدواج الزخم الزاوي للإلكترون في الذرات نستنتج التفاعل بين البرم والحركة المدارية للإلكترون، كذلك في المجال النووي فإن الإقتران بين الحركة المدارية للنواة وبرمها الداخلي (إزدواج برم- مدار) موجود في النواة أيضاً [11]. بالإضافة إلى أن القوى النووية بين النيوكليونين تعتمد على الإتجاه النسبي بين برومهما. يعتبر تركيب النواة أكثر تعقيداً مما هو في التركيب الذري. ففي الذرة تكون النواة مركزاً مشتركاً لجذب جميع الإلكترونات و القوى الإلكترونية تكون صغيرة و تعد القوة الغالبة في الذرة هي قوى كولوم (Coulomb Force) [12]. من ناحية أخرى النواة ليس لها مركز جذب إذ يتم تجميع النيوكليونات معاً بواسطة تفاعلاتها المتبادلة والتي تكون أكثر تعقيداً من تفاعلات كولوم وأن جميع الإلكترونات الذرية متشابهة، في حين أن هناك نوعين من النيوكليونات. هذا يسمح لمجموعة متنوعة من التراكيب (النظائر). لاحظ أن هناك حوالي 100 نوع من الذرات، و لكن هناك أكثر من 1000 نوى مختلفة و لا يمكن فهم التراكيب الذرية أو النووية بدون ميكانيكا الكم [13]، إن الأفكار والمفاهيم التي أثبتت فعاليتها في تحديد التركيب الإلكتروني للذرات من المتوقع أن يتم نقلها إلى الفيزياء النووية، حيث تعد تركيب القشرات المغلقة واحدة من هذه الأفكار بسبب الإستقرارية لنظام مكون من عدد معين من الجسيمات، وبالاعتماد على أدلة تجريبية مختلفة. احدى تلك الأدلة هي وفرة النظائر، حيث تكون النظائر ذات وفرة عالية عندما العدد الذري هو ($Z > 33$) على سبيل المثال نواة ^{88}Sr مع عدد نيوترونات $N = 50$ و ^{144}Ce مع عدد نيوترونات $N = 82$ وهذه النظائر تملك وفرة أكبر من 60%. وهناك دليل آخر هو عدد النظائر المستقرة لعنصر معين؛ على سبيل المثال، يحتوي القصدير ^{82}Sn على عدد ذري مساوي ($Z = 50$) والرصاص ^{82}Pb من لعدد ذري مساوي ($Z = 82$) على 10 و 4 نظائر مستقرة على التوالي، وهناك أيضاً 7 نظائر مستقرة من النيوكليونات مع $N = 82$ ، وهذه النظائر هي $\{^{136}\text{Xe}, ^{138}\text{Ba}, ^{139}\text{La}, ^{140}\text{Ce}, ^{141}\text{Pr}, ^{142}\text{Nd}, \text{ و } ^{144}\text{Sm}\}$ [11-13].

يوضح الشكل (3-1) أن وفرة الأيزوتونات المستقرة (نفس العدد من النيوترونات) كبيرة بشكل خاص بالنسبة للنواة ذات الأعداد النيوترونية السحرية على وجه التحديد، فإن النوى ذات الأرقام النيوترونية 20، 28، 50، 82 و أكثر وفرة بنسبة 5 إلى 7 مرات من تلك التي تحتوي على أرقام نيوترونية غير سحرية. يمكن الحصول على أدلة أخرى على وجود قشرات مغلقة عند $(N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126)$ من بعض نواتج الانشطار تسمى بواعث النيوترونات المؤجلة، مثل ^{86}Kr الذي عدد نيوتروناته $N = 51$ و النظير ^{136}Xe الذي يمتلك عدد نيوترونات $N = 83$ حيث يكون للنيوترون الأخير طاقة ربط صغيرة جداً و يمكن أن تتبع بسرعة لتكوين ^{86}Kr من نيوترونات $N = 50$ و ^{136}Xe من نيوترونات $N = 82$ على التوالي [14].



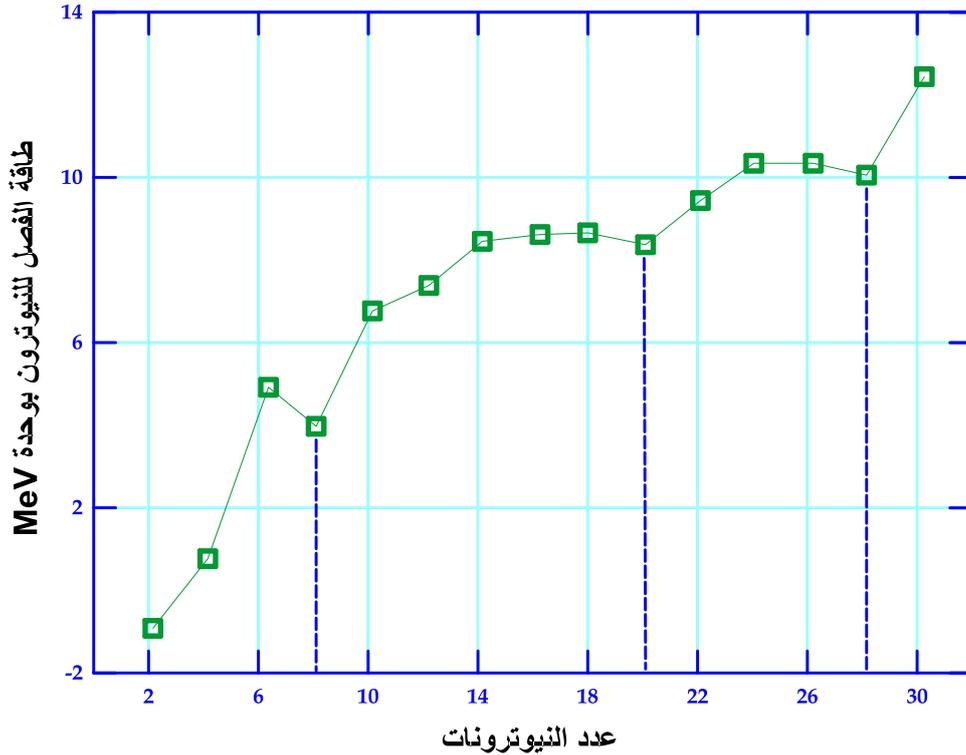
الشكل (3-1): يوضح مخطط بياني للأيزوتونات المستقرة لعدد من النوى السحرية [13,14].

إن حالات التهيج الأولى في النوى الفردية - فردية تملك طاقات تهيج أعلى من الطاقات المعتادة عليها عند الأعداد السحرية، مما يشير إلى أن النوى السحرية تكون أكثر ارتباطاً أيضاً و تحتوي النوى ذات عدد النيوترونات مساوي لـ 2، 8، 20، 28، 50، 82 و 126 على مقطع عرضي صغير جداً لامتصاص النيوترونات مما يشير إلى تباعد أوسع لمستويات الطاقة خارج القشرة المغلقة مباشرة، كما هو مبين في الشكل (4-1):



الشكل (1-4) : يوضح المقاطع العرضية لقص النيوترونات عند طاقات (1 MeV) [13].

كما ان طاقات فصل البروتون والنيوترون المقاسة مقارنةً بالقيم المتوقعة في صيغة الكتلة شبه التجريبية ، توضح أن طاقة الفصل تزداد تدريجياً مع زيادة N أو Z باستثناء الانقطاعات الحادة التي تظهر عند نفس الاعداد الزوجية للنيوترون و البروتون وقد أدى ذلك إلى تخمين أن الانقطاعات الحادة في طاقة الفصل تتوافق مع ملئ القشرات الرئيسية. يوضح الشكل (1-5) أن طاقة فصل النيوترونات (S_n) واطئة بشكل خاص بالنسبة للنوى التي تحتوي على نيوترون واحد أكثر من الأرقام السحرية، والتي تكون أكثر ارتباطاً، إن نموذج القشرة النووي محدود في تطبيقه على الحالات الأرضية و الحالات المثيجة واطئة الطاقة حيث يظهر الدليل التجريبي الحالي أن هناك قشرات نووية مغلقة عندما اعداد النيوترون والبروتون تساوي لـ 2 ، 8 ، 20 ، 28 ، 50 ، 82 و عدد النيوترون مساوي لـ 126 والتي تسمى الأعداد السحرية. المشكلة إذن هي تحديد الترتيب الذي تمتلئ به هذه القشرات كما تضاف النيوكليونات لجعل نوى أثقل. تم إجراء حسابات ميكانيك الكم لتحديد تركيب قشرة كاملة وترتيب ملئ هذه القشر. و يمكن أن يفسر الانموذج العديد من الخصائص النووية المهمة أيضاً [12-14].



الشكل (1-5): يوضح الاختلاف لطاقة فصل النيوترون مع عدد النيوترونات للنواة [13].

3-1 السلوك الكمي لأنموذج القشرة النووي

Quantum behavior of nuclear shell model

يعد تركيب القشرة النووي الأساس لنظرية تعدد الجسيمات في النوى إذ تقسم النواة الى قلب مغلق و نيوكليونات تكافؤ (جسيمات او فجوات) التي تشغل المدارات الخارجية و من إحدى المزايا المهمة لأنموذج القشرة النووي هو التغير الدوري للخواص النووية و بشكل مستمر [15-17]. بحسب انموذج القشرة النووي تكون النيوكليونات موزعة في قشر منفصلة في النواة وتكون سعة كل قشرة محددة بأعظم عدد من النيوكليونات وذلك انسجاماً مع قواعد ميكانيك الكم ومبدأ الاستبعاد لبولي (Pauli Exclusion Principle) حيث ان كل نيوكليون يتحرك في مدار خاص به مستقلاً عن أي النيوكليونات الأخرى وهذا يكون تحت تأثير جهد ناتج من جميع النيوكليونات الموجودة في النواة ويعود هذا لسبب تسمية انموذج القشرة بأنموذج الجسيمة المستقلة (Independent Particle Model) [18-20].

اقترح العالم (Bartlett) انموذج الجسيمة المستقلة عام ١٩٣٢ [21] و إفترض خلاله أن النوى التي تمتلك التركيب المستقر مثل نوى (^4He و ^{16}O) هي ناتجة عن ترتيب النيوكليونات في القشرات المماثلة لتلك التي لوحظت للإلكترونات في الفيزياء الذرية. و خلال العام ١٩٣٤ م توسعت هذه الفكرة

لتشمل النوى الثقيلة من قبل العالم Elsasser عندما قدم الأدلة لانشغاليه القشرات بالنيوترونات أو البروتونات بالأعداد المتمثلة بـ { ٥٠ ، ٨٢ و ١٢٦ } [22] و لكن في ذلك الوقت كانت البيانات التجريبية المتاحة محدودة جداً لدعم النظرية النووية مما أدى الى رفض أنموذج القشرة بشدة من قبل العديد من العلماء لعدة سنوات. و خلال عام ١٩٤٨ قدم العالم Mayer أدلة مقنعة باستخدام قياسات للطاقات الربط النووي و وفرة نظائر للنوى الممتلئة بالنيوترونات أو البروتونات بالأعداد { ٢٠ ، ٥٠ ، ٨٢ و ١٢٦ } الامر الذي أدى بدفع أنموذج القشرة النووي مرة أخرى في مقدمة أبحاث الفيزياء النووية [٢٣]. على الرغم من نجاح أنموذج القشرة في المدارات الواطئة إلا أنه كان غير قادر على تحقيق ذلك في المدارات العليا عند استخدام جهد البئر كجهد نووي و بعد اثبات دراسات الإستطارة للنيوترونات والبروتونات بأن النيوكليونات تكون مرتبة في مستويات طاقة متسلسلة حسب الاعداد الكمية [5,19,24].

ووفقاً لأنموذج القشرة النووي تم توقع الزخوم الزاوية و التماثلات لمستويات الطاقة النووية حيث ان كل مستوي تم تسميته بواسطة العدد الكمي النصف قطري (n) وقيمة الزخم الزاوي المداري (ℓ) وقيمة الزخم الزاوي لجسيم المنفرد (j) ويسمى هذا النوع من المستويات بمستوي الجسيم الواحد في أنموذج القشرة النووي. تعتبر أول الخطوات في تحسين أنموذج القشرة هو اختيار جهود أكثر واقعية، حيث تعتبر الفرضية الأساسية لأنموذج القشرة بان تأثير التفاعلات بين النيوكليونات يمكن تمثيلها بجهد الجسيم المنفرد، قد يعتقد أنه مع الكثافة العالية جداً والقوى القوية فإن النيوكليونات سوف تصطدم في طوال الوقت وبالتالي لا يمكن الحفاظ على مدار الجسيم المنفرد. ولكن بحسب مبدأ الاستبعاد لبولي والذي فيه تقتصر النيوكليونات على عدد محدود فقط من المدارات المسموح بها ، فان جهد انموذج القشرة النموذجي يمكن التعبير عنه [25]:

$$V(r) = - \frac{V_0}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (1 - 1)$$

إن معاملات جهد وود- ساكسون في معادلة (١-١) V_0 ، a ، R و r هي متوسط نصف القطر، سمك النواة (معامل أنتشار الجهد النووي)، عمق الجهد و الأحداثي الأشعاعي (القطري) على التوالي حيث ان القيم النموذجية للمعاملات ه $V_0 \approx 57 \text{ MeV}$ ، $R \approx 1.25A^{1/3} \text{ fm}$ و $a \approx 0.65 \text{ fm}$. حيث ان القيمة الذاتية لطاقة الكلية E_n بوجود جهد وود- ساكسون تكون وفقاً للتعبير الرياضي الاتي:

$$E_n = \hbar\omega \left(2n + \ell - \frac{1}{2} \right) \quad (2 - 1)$$

حيث أن \hbar ثابت بلانك ، ω التردد الزاوي الطبيعي للمتذبذب التوافقي البسيط ، n عدد الكم الرئيسي و ℓ عدد كم الزخم الزاوي المداري (Orbital Quantum Number) ويأخذ القيم $\ell = 0,1,2,3, \dots$.

بالإضافة إلى ذلك يمكننا إضافة تصحيحات لعمق البئر الناشئ من طاقة التناظر لعدد غير متساوي من النيوترونات والبروتونات مع قدرة النيوترون على التفاعل مع البروتون بأكثر من طريقة منها نيوترون مع نيوترون (n-n) وبروتون مع بروتون (p-p) الذي يمثل تنافر كولوم والتفاعل الاخير بروتون ونيوترون (n-p) و بالتالي فان قوة n-p أقوى من n-n و p-p [23]. للحصول على جهد متناظرة كروياً $V(r)$ يمكن أن نعتبر الشروط الحدودية لمستويات الطاقة التي يمكن حسابها من معادلة شرودنجر للجهد المركزية $V(r)$ بدءاً من الصيغة الرياضية التالية [26]:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi(\vec{r}) + \left\{ \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) \right\} \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (3-1)$$

حيث E هي القيمة الذاتية للطاقة ، $\Psi(\vec{r})$ الدالة الموجية غير المعتمدة على الزمن ، μ الكتلة المختزلة و ∇^2 مؤثر لابلاس ولأننا نفترض أن الجهد متناظره كروياً سوف تكون الحالات الذاتية للطاقة هي أيضاً حالات ذاتية لمؤثر الزخم الزاوي بمعنى اخر فإن النظام يملك ثبات دوراني و الذي يؤدي إلى ان الزخم الزاوي يكون محفوظ، ان الحلول المقدمة لمعادلة شرودنجر (3-1) هي حلول قابلة للفصل و تعطى وفق الدالة الموجية في الصيغة التالية [24,26,27]

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r) \Theta(\theta) \Phi(\phi) \quad (4-1)$$

من المعادلة اعلاه يتبين أن الدالة الموجية تضم الجزء القطري $R(r)$ والأجزاء الزاوية $\Theta(\theta) \Phi(\phi)$ التي يمكن أن تحل مباشرة من المعادلة التفاضلية لـ $\Phi(\phi)$ و تعطى بحسب الصيغة التالية:

$$\frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + m_\ell^2 \Phi = 0 \quad (5-1)$$

و الحل لهذه المعادلة هو:

$$\Phi_{m_\ell}(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im_\ell \phi} \quad (6-1)$$

حيث m_ℓ^2 هو ثابت الفصل و يمثل العدد الكمي المغناطيسي للزخم الزاوي المداري و يأخذ القيم التالية حسب المعادلة ادناه [19,24,28,29]:

$$m_\ell = 0, \mp 1, \mp 2 \dots \mp \ell \quad (7-1)$$

اما المعادلة التفاضلية لـ $\Theta(\theta)$ يمكن التعبير عنها وفق الصيغة الرياضية التالية [30,31]:

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left[\ell(\ell+1) - \frac{m_\ell^2}{\sin^2 \theta} \right] \Theta = 0 \quad (8-1)$$

يمكن التعبير عن حل $\Theta_{\ell m_\ell}(\theta)$ على أنه متعدد الحدود من الدرجة ℓ في $\sin\theta$ أو $\cos\theta$ معاً وان $\Phi_{m_\ell}(\phi)$ و $\Theta_{\ell m_\ell}(\theta)$ تعطي التوافقيات الكروية $Y_{\ell m_\ell}(\theta, \phi)$. لذلك نتيجة معادلة الموجة القطرية الخاصة بعدد الزخم الزاوي المداري ℓ يمكن كتابتها وفق المعادلة [30]:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR(r)}{dr} \right) + \left[\frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) \right] R(r) = E R(r) \quad (9-1)$$

حيث يتم كتابة المصطلح $\frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$ بشكل عام كإضافة إلى الجهد $V(r)$ و يسمى بجهد الطرد المركزي وأنه يمثل الجهد الذي يحفظ الجسيمات بعيداً عن مركز النواة عندما $\ell > 0$ و جهد المتذبذب التوافقي الذي يعطى وفق المعادلة التالية [32]:

$$V(r) = \frac{\mu\omega^2 r^2}{2} \quad (10-1)$$

و إن القيمة الذاتية لطاقة المتذبذب التوافقي تكون وفقاً للتعبير الرياضي الاتي [33]:

$$E_n = \hbar\omega \left(N + \frac{3}{2} \right) = \hbar\omega \left(n_x + n_y + n_z + \frac{3}{2} \right) \quad (11-1)$$

حيث $N = 0,1,2, \dots$ و $n_x, n_y, n_z = 0,1,2, \dots$ هي أعداد كمية ينبغي ملاحظ انحلال مستويات الطاقة في المتذبذب. ويمكن تقسيم العدد الكمي (N) إلى عدد الكم الرئيسي $(1,2,3, \dots)$ و العدد الكم المداري $(1,2,3, \dots)$ ، في الترميز الطيفية (n, ℓ) الـ n يشير إلى عدد مرات ظهور العدد الكمي للزخم الزاوي المداري ℓ . إن الكيفية التي تملئ بها المدارات بالنيوكليونات تبدأ من المدار ذو الطاقة الأوطأ بحيث إن المدار الأول هو $(0s)$ يشير (0) إلى العدد الكمي النصف قطري n ومن مساواة القيم الذاتية لمؤثر الهاملتونين بدلالة الجهدين تنتج المعادلة الآتية [11]:

$$N = 2(n-1) + \ell \quad (12-1)$$

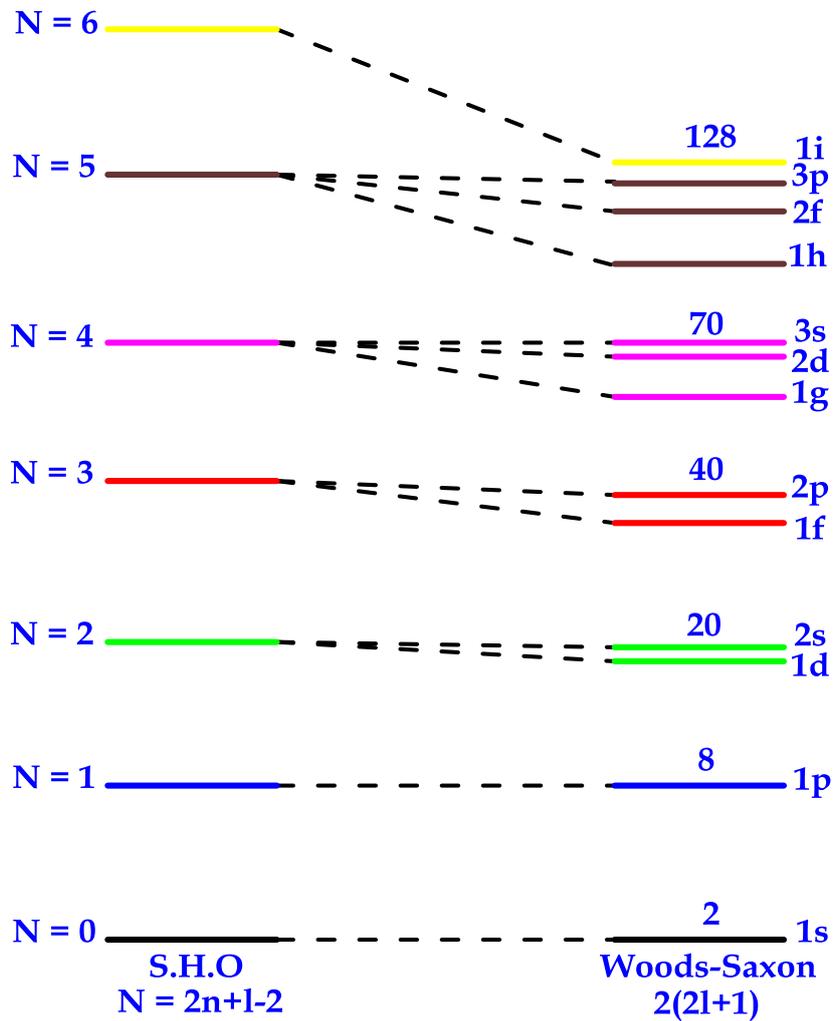
و يملئ المدار $(0s)$ ثم المدار الذي يليها يكون ذو الطاقة الاعلى وهو $(0p)$ ومن ثم يأتي المدار $(0d)$ وصولاً للمدار $(1s)$ وهكذا يستمر التتابع في المستويات، إن إنشغالية مدارات مستويات الطاقة تكون حسب $2(2\ell + 1)$ وبذلك تأخذ المدارات القيم التالية حسب الجدول (1-1) [12]:

الجدول (1-1) : يوضح إنشغالية مدارات مستويات الطاقة.

ℓ	0	1	2	3	4	5	6	7
	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>h</i>	<i>i</i>	<i>j</i>
$2(2\ell + 1)$	2	6	10	14	18	22	26	30

($2\ell + 1$) : هذا الحد ينتج من انحلال عدد كم الزخم المداري ℓ الى العدد الكمي المغناطيسي (m_ℓ) و ان المعامل (٢) يأتي من انحلال العدد الكمي البرمي المغناطيسي (m_s) وبما ان البروتونات والنيوترونات جسيمات غير متماتلة فأن كلا منها يحسب على انفراد عند ملئ القشرات في انموذج القشرة النووي.

من هذه النتائج يمكننا أن نلاحظ أن جهود القوة المركزية قادرة على حساب الأرقام السحرية الثلاثة الأولى ، ٢ ، ٨ ، ٢٠ ، ولكن ليس الأرقام الأربعة المتبقية ، ٢٨ ، ٥٠ ، ٨٢ و ١٢٦ . لا يتغير هذا الموقف حتى عند استخدام جهود محتملة أكثر تقريباً . المعنى الضمني هو أن شئ أساسي جداً حول صورة التفاعل بين النيوكليونات المنفردة و هو مفقود في الوصف [34].



الشكل (1-6): مستويات الطاقة في أنموذج القشرة تحسب باستخدام مختلف الجهود والأرقام الظاهرة فوق المدارات هي الأعداد السحرية التي تشير إلى عدد الملء للمدارات . المستويات على اليسار لجهود المتذبذب التوافقي البسيط وعلى اليمين المدارات الناتجة من قاعدة التوزيع لجهود Woods-Saxon [35].

من خلال ما سبق يتبين انه فسرت الاعداد السحرية وحددت مستويات الطاقة من خلال عدة جهود نووية ومنها (جهد البئر ذو الابعاد اللانهائية وجهد المتذبذب التوافقي) ولكن في بداية الامر ان مستويات الطاقة التي تم الحصول عليها لم يأخذ في حساباته تأثير تفاعل البرم والمدار (Spin – Orbit) عند ملء القشرات بالنيوكليونات فيما بعد وفي عام ١٩٤٩ تمكن كلا من العلماء ماير و هاكسيل و سويس وجنسن [36] من حل مشكلة عدم ظهور كافة الاعداد السحرية لمستويات الطاقة النووية وذلك من خلال اضافة حد جديد الى معادلة شرودنجر للنواة يمثل هذا الحد جهد تفاعل البرم - المدار و ظهر مصطلح جديد يدعى بالزخم الزاوي الكلي \vec{J} الذي يعبر عن الجمع الاتجاهي للزخم الزاوي المداري \vec{L} مع للزخم الزاوي البرمي \vec{S} و على هذا الأساس فان مدارات أنموذج القشرة اتخذت ترتيب جديد أدى الى ظهور الأعداد السحرية ٥٠ ، ٨٢ و ١٢٦ عند ملئ المدارات العليا وحسب السعة التي يصل إليها كل مستوى فإنه سوف يكون قشرات مغلقة (Closed Shell) و كذلك يعمل اضافة جهد البرم - المدار على انقسام كل مستوى من المستويات التي يكون عددها المداري اكبر من الصفر ($\ell > 0$) الى مستويين جديدين بزخوم زاوية كلية تساوي $j = (\ell + \frac{1}{2})$ و $j = (\ell - \frac{1}{2})$ عدا المستوى الارضي $S_{1/2}$ فان ($\ell = 0$) اذ ان الحالة الوحيدة المسموح بها فقط $j = \frac{1}{2}$ وتم حساب القيمة المتوقعة للجهد الكلي للنواة مع $\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle$ كما يلي [31-34]:

$$U_{total}(r) = V_{central}(r) + DL^2 + V_{\ell s}(r)\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle \quad (13 - 1)$$

حيث أن $U_{total}(r)$ تمثل الجهد النووي الكلي ، $V_{central}(r)$ تمثل الجهد النووي المركزي ، DL^2 يمثل الجهد الدوراني و أن S و L هما الزخم الزاوي المداري و البرمي للنيوكليون على التوالي و $V_{\ell s}(r)$ هي جهد تفاعل البرم - المدار الذي يُنتج الزخم الزاوي الكلي \vec{J} وفق المعادلة:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (14 - 1)$$

بتربيع المعادلة (14 - 1) نحصل على المعادلة التالية :

$$J^2 = L^2 + 2\vec{L} \cdot \vec{S} + S^2 \quad (15 - 1)$$

$$\vec{L} \cdot \vec{S} = \frac{1}{2}(J^2 - L^2 - S^2) \quad (16 - 1)$$

إن القيمة المتوقعة لإقتران البرم - مدار $\vec{L} \cdot \vec{S}$ تكون كما يلي [16-19] :

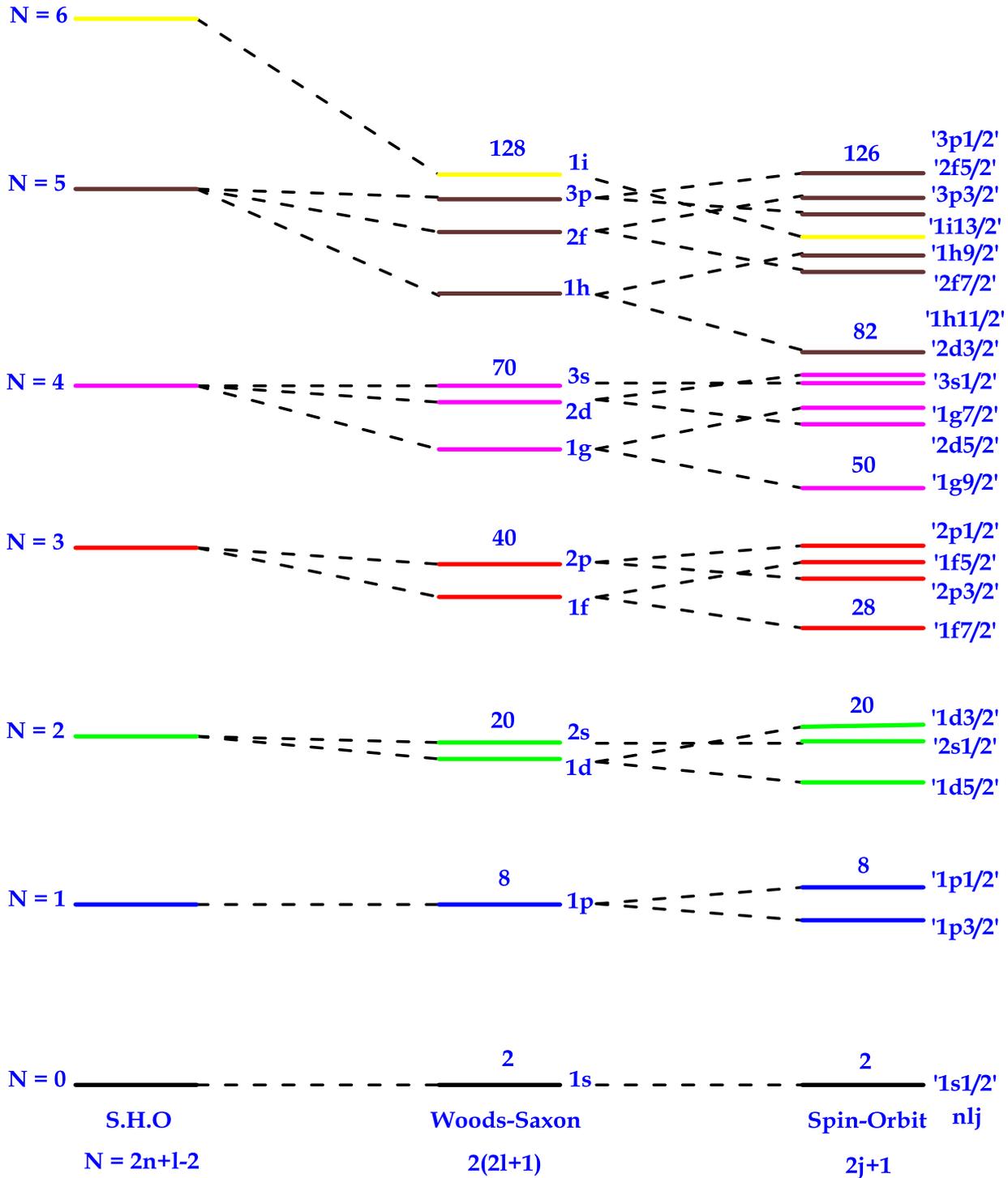
$$\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \hbar^2 [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)] \quad (17-1)$$

$$\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle = \begin{cases} \frac{\ell}{2} \hbar^2, & \text{for } j = \ell + \frac{1}{2} \\ -\frac{(\ell+1)}{2} \hbar^2, & \text{for } j = \ell - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (18-1)$$

ووفقاً للمعادلة (18-1) يمكن إيجاد فرق الطاقة بين المستويين المنشطين نتيجة تفاعل البرم - مدار حسب المعادلة التالية [30]:

$$\Delta E_{\ell s} = \frac{2\ell+1}{2} \hbar^2 \langle V_{\ell s} \rangle \quad (19-1)$$

أن جهد تفاعل البرم والمدار $V_{\ell s}$ يكون ذو قيمة سالبة فإن الحالة ذات $j = \ell + \frac{1}{2}$ تملك طاقة قليلة بينما الحالة $j = \ell - \frac{1}{2}$ تكون ذات قيمة طاقة عالية و إستقرارية اقل نسبياً منها [5,16] ومقدار الانشطار في المدارات النووية يزداد بزيادة قيمة ℓ ويلاحظ تداخل في ترتيب مستويات الطاقة خصوصاً عند قيم الزخم الزاوي المداري ℓ العليا ، ان هذا التغيير في ترتيب المدارات النووية ادى الى ظهور قشرات وفجوات جديدته تمتلئ بأعداد من النيوكليونات تتوافق مع الاعداد السحرية و يمثل هذا أعظم نجاح في الفيزياء النووية كما تم استخدام نموذج القشرة لإعادة دراسة العديد من الخصائص المعروفة للنوى وأيضاً أصبح حجر الأساس لمزيد من التقدم في دراسات التركيب النووي. يكمن نجاح نموذج القشرة في قدراته في اعطاء تقريب دقيق لمستويات الطاقة بالإضافة الى خصائص اخرى كالإستقرارية، Stability، طاقة الترابط Binding Energy، الوفرة الطبيعية Abundance in Nature والمقطع العرضي Cross Section لامتناص النيوترون ، حساب البرم والتماثل للنوى ذات العدد الكتلي الفردي (A=odd)، حساب عزم رباعي القطب الكهربائي [16, 34]. وأعطى تفسيراً واضحاً لتأثير الترتيب المختلط Mixing Configuration وحساب العزوم المغناطيسية ثنائية القطبية [32] وكذلك استخدم هذا الانموذج في حساب مستويات الطاقة لبعض النوى وفي انتقالات رباعي القطب الكهربائي باستخدام جهدي دلنا السطحي (SDI) ودلنا السطحي المعدل (MSDI) [37,38].



الشكل (7-1) : مستويات الطاقة في أنموذج القشرة تحسب بإستخدام مختلف الجهود و الأرقام الظاهرة فوق المدارات هي الأعداد السحرية التي تشير إلى عدد الملء للمدارات. المستويات على اليسار لجهد المتذبذب التوافقي البسيط وفي مركز الرسم المدارات الناتجة من قاعدة التوزيع لجهد Woods-Saxon وعلى يمين الرسم مستويات الطاقة بعد ادخال تفاعل البرم والمدار [39].

Literature Survey

4-1 الدراسات السابقة

قام الباحث A. Plastino وآخرون في عام ١٩٦٦ بحساب مستويات الطاقة باستخدام جهد دلتا السطحي لنظائر ^{210}Po و $^{114-124}\text{Sn}$ و $^{200-206}\text{Pb}$ و $^{58-64}\text{Ni}$ الزوجية و تم الحصول على نتائج متطابقة بشكل جيد مع القيم العملية المتاحة [40].

و في عام ١٩٦٧ درس الباحث W. Yucker و آخرون احتمالية الانتقال لرباعي و ثماني القطب الكهربائي لنظائر القصدير $^{112-124}\text{Sn}$ ونظائر الرصاص $^{200-206}\text{Pb}$ باستخدام المتجهات الذاتية التي تم الحصول عليها من جهد دلتا السطحي حيث كانت النتائج متوافقة مع القيم التجريبية [41].

قام الباحث A. E. L. Dieperink و آخرون في عام 1968 بتطبيق نموذج القشرة و باستخدام جهد دلتا السطحي المعدل لدراسة طيف الطاقة لنواة ^{40}Ca و قد تمت مقارنة الحسابات مع القيم العملية المتوفرة [42]. في نفس العام قام الباحث E. C. Halbert و آخرون بدراسة تحليلية على حسابات احتمالية انتقال رباعي القطب الكهربائي المختزلة بتطبيق أنموذج القشرة النووي لمجموعة نوى في فضاء sd ذات العدد الكتلي $18 \leq A \leq 22$ و تم الحصول على نتائج متطابقة نوعاً ما مع القيم التجريبية المتوفرة لكل نواة [43].

درس الباحثان I. Kanestrom و H. Koren في عام ١٩٦٩ طيف الطاقة لنواتي (^{42}Ca , ^{18}O) بتطبيق نموذج القشرة و باستخدام جهد Woods-saxon و كانت النتائج النظرية لقيم الطاقة المحسوبة في هذه الدراسة متطابقة بشكل جيد مع النتائج العملية [44].

ناقش الباحث R. Arvieu و آخرون في عام 1970، تحليل طيف النوى ذات العدد الكتلي الفردي للنظائر ^{211}At و $^{197-203}\text{Pb}$ و $^{59-63}\text{Ni}$ باستخدام جهد دلتا السطحي [45].

وجد الباحث P. W. M. Glaudemans و آخرون في عام ١٩٧٢ طاقات الربط و التهييج النووية بالإضافة الى الانتقالات الكهرومغناطيسية لرباعي القطب الكهربائي و ثنائي القطب المغناطيسي لنظائر النيكل $^{57-66}\text{Ni}$ للنيوكلبيونات ضمن المدرات $1P_{1/2}$, $1f_{5/2}$ و $1P_{3/2}$ خارج القلب المغلق ^{56}Ni و استخدم جهد دلتا السطحي المعدل في هذه الحسابات و كانت النتائج متوافقة بشكل جيد مع النتائج العملية المتوفرة آنذاك [46].

عام ١٩٧٥ تم استخدام انموذج القشرة النووي و تفاعل دلتا السطحي المطور (MSDI) من قبل الباحثان A. Jasielska و S. Wiktor لدراسة خصائص النوى ^{42}Ca و ^{42}Sa باعتبار القلب

المغلق لهما ^{48}Ca و اللذان يتضمنان نيوكليونين خارج القلب المغلق في فضاء نموذج fp وتم استعمال الترتيب المختلط في حساب الطاقة [47].

تم حساب طيف الطاقة للنوى ^{93}Mo , ^{92}Nb , ^{91}Zr , ^{90}Y في عام ١٩٧٩ من قبل الباحث D. S. Chuu و آخرون باستخدام جهد دلتا السطحي في فضاء $(1p_{1/2}, 0g_{9/2})$ للبروتونات و فضاء $(0d_{5/2}, 2s_{1/2}, 0d_{3/2}, 0g_{7/2})$ للنيوترونات و قد تم مقارنة النتائج النظرية مع القيم العملية المتوفرة لكل نواة و ظهر توافقاً جيداً بينهما [48].

في عام 2000 درس الباحث A. Juodagalvis و آخرون السلوك الدوراني بالإضافة الى حساب انتقال رباعي القطب الكهربائي للنواة ^{48}Ca ضمن المدارات $1f_{7/2} 2p_{3/2}$ باستخدام جهد دلتا السطحي المعدل وكانت النتائج النظرية المتوقعة بتوافق مقبول مع القيم العملية [49]. وفي العام نفسه درس الباحث L. Eber و آخرون الانتقال ثنائي القطب الكهربائي للنوى ^{144}Sm و ^{145}Eu باستخدام جهد دلتا السطحي مضاف اليه تفاعل رباعي - رباعي القطب و ثنائي - ثنائي القطب الكهربائي وكانت النتائج بتوافق جيد مع البيانات العملية [50].

حسبت احتمالية الانتقال الكهرومغناطيسية لرباعي القطب الكهربائي في عام ٢٠٠٣ من قبل الباحث R.A. Radhi للقشر النووية sd و fp للنوى ^{17}O , ^{21}Ne , ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{27}Al , ^{33}S , $^{35,37}\text{Cl}$, ^{39}K , باستخدام جهد دلتا السطحي المعدل وكانت النتائج متوافقة الى حد ما مع البيانات العملية الموجودة آنذاك [51].

درس الباحثان F.A.Majeed و A.A.Auda في عام 2006 مستويات الطاقة واحتمالية الانتقال رباعي القطب الكهربائي المختزلة $B(E2)$ لنظائر $^{48-56}\text{Ti}$ (زوجية-زوجية) و بتطبيق أنموذج القشرة في فضاء fp واستعمال برنامج OXBASH للتفاعلات FPD6 و GXPF1 و مقارنتها مع حسابات أخرى أجريت باستخدام التفاعلات GXPF1A و GXPF1 و KB3G و مع القيم العملية المتوفرة و توصلوا الى توافق جيد بعد المقارنة [52].

قام الباحثان A.K.Hasan و S.O.Hason في عام ٢٠٠٧ بتطبيق انموذج القشرة النووي واستخدام جهد دلتا السطحي تم التوصل لمستويات الطاقة النووية لنواة ^{51}V والتي تتضمن ثلاث بروتونات خارج القلب المغلق ^{48}Ca والتي تشغل القشرة $f_{7/2}$ وتم الحصول على نتائج مقارنة للقيم العملية وتم تأكيد بعض قيم الطاقات غير المؤكدة عمليا [53].

قام الباحث L.Aissaoui وآخرون في عام 2009 بدراسة النظائر الغنية بالنيوترونات ^{132}Sn إذ تم دراسة احتمالية الانتقالات الكهربائية المختزلة $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ فكانت في اتفاق جيد مع القيم التجريبية المتاحة فقد تمت الحسابات بتطبيق نموذج القشرة واستعمال (OXBASH) [54].

خلال العام ٢٠١١ قام الباحثان A.K.Hasan و F.H.Obeed بحساب مستويات الطاقة لنواة الفسفور ^{30}P باستعمال جهد دلتا السطحي لكلا الترتيبين المختلط والنقي والحصول على نتائج مطابقة مع القيم العملية لمستويات الطاقة الواطنة في الترتيب النقي وكذلك وجد تطابق جيد مع القيم العملية للمستويات العليا في الترتيب المختلط [55].

ناقش الباحث I. Precup وآخرون في عام ٢٠١١ احتمالية الانتقال لرباعي القطب الكهربائي والعزوم المغناطيسية للنظير ^{134}Te باستخدام جهد دلتا السطحي المعدل وكانت النتائج بتوافق جيد مع النتائج العملية الموجودة في ذلك الوقت [56].

حسابات انموذج القشرة النووي في دراسة التركيب النووي للأنوية ^{62}Ni , ^{62}Zn , ^{62}Cu وفي فضاء الانموذج fp-g9/2 والتي تحتوي نيوكليونين خارج القلب المغلق ^{62}Ni لحساب الترتيب النقي والمختلط وبتطبيق جهد دلتا السطحي (SDI) وجهد دلتا السطحي الحور (MSDI) من قبل الباحثان A.K.Hasan و F.M.Hussain في عام ٢٠١٢ وكانت حسابات الطاقه النظرية في اتفاق ممتاز مع البيانات العملية [57].

و في العام نفسه تم التحقق من بنية النوى الغنية بالنيوترون $^{66-76}\text{Ni}$ من قبل الباحث F.A.Majeed وآخرون، عن طريق حسابات فضاء الأنموذج الواسع Large Scale بحساب مستويات الطاقة واحتماليات الانتقال المختزلة لرباعي القطب الكهربائي والمتمثلة بالانتقال $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ باستخدام برنامج Nushellx وتوظيف التفاعلات المتبقية jun45 و jjz44b وقد تم الحصول على اتفاق معقول لجميع النظائر مع البيانات التجريبية [58].

عام ٢٠١٣ قام الباحثان A.K.Hasan و D.N.Hamed بحساب مستويات الطاقه لنواتي ^{14}C و ^{14}O بتطبيق أنموذج القشرة النووي وباستعمال تفاعل دلتا السطحي المحور (MSDI) وبعض برامج الحاسوب لحساب المعاملات الاساسيه المهمه ومنها معاملات كلبيش كوردين وتمت مقارنه النتائج الحسابيه مع القيم العمليه وكان هناك تطابقاً مقبولاً جداً [59].

خلال العام نفسه قام الباحثان A.K.Hasan و F.M.Hussain بحساب مستويات الطاقة بأستعمال أنموذج القشرة النووي و تطبيق جهد دلتا السطحي SDI للنوى ^{34}S و ^{34}Ar و ^{34}Cl التي تتضمن

نيوكليونين خارج القلب المغلق ^{32}S و تمت مقارنة الحسابات النظرية مع القيم العملية المتوفرة و قد حصلنا على توافق جيد في النتائج [60].

في نفس العام قام الباحثان A.K.Hasan و F.H.Obeed بتطبيق أنموذج القشرة النووي و جهد دلتا السطحي المحور لدراسة مستويات الطاقة للنوى ^{38}S و ^{38}Ar و ^{38}Cl والتي تحتوي كلا منها على نيوكليونين خارج القلب المغلق ^{36}S وتم الحصول على نتائج مطابقه مع القيم العمليه [61].

قام الباحثان F.A.Majeed و F.M.Hussain في عام ٢٠١٤ بدراسة التركيب النووي لنوى ^{34}S و ^{34}Ar و ^{34}Cl بتطبيق أنموذج القشرة النووي و أعتبر القلب المغلق ^{32}S (نواة زوجية – زوجية) و بوجود نيوكليونين خارجة و التي تتواجد في فضاء الأنموذج $0d_{3/2}$ و $0f_{7/2}$ و قد تم اعتماد تفاعل دلتا السطحي المحور و التفاعلات W_0 و HW و SAS كجهود للتفاعل المتبقي بين النيوكليونين خارج القلب النووي و قد أستخدم برنامج Oxbash لأجراء حسابات طاقات التهيح و المقارنة بينهما و كان التوافق جيداً مع القيم العملية المتوفرة [62].

تم اعتماد أنموذج القشرة النووي في عام ٢٠١٥ من قبل الباحثان A.K.Hasan و Y.A.Abd بأستعمال جهد دلتا السطحي لحساب قيم طاقات المستويات و الزخم الزاوي الكلي و التماثل لنواتي الاركون ^{38}Ar و الكبريت ^{38}S ذواتا عدد كتلي متساوٍ و هما يتضمنان على نيوكليونين خارج القلب المغلق ^{36}S وهي تتواجد في فضاء الأنموذج $0f_{7/2}$ و $0d_{3/2}$ واعتمدت دراسة النوى المذكورة اعلاه على استخدام برنامج حاسوب Matlab – 2007 ، و اظهرت النتائج تطابقاً مقبولاً بعد مقارنتها بالقيم العلمية المتوفرة [63].

في العام نفسه قام الباحث A.A.Al-Sammorraie و آخرون بحساب مستويات الطاقة و احتماليات الانتقال لرباعي القطب الكهربائي و ثنائي القطب المغناطيسي لنظير ^{24}Mg في فضاء الأنموذج sd و بأستخدام التفاعلات المتبادلة المتبقية USD و USDA و USDB و CW بأستعمال برنامج OXBASH قد تم الحصول على تطابق جيد مع النتائج التجريبية المبلغ عنها مؤخراً آنذاك [64].

تم إجراء حسابات أنموذج القشرة النووي من قبل الباحثان F. A. Majeed و S. M. Obaid في عام ٢٠١٦ لدراسة مستويات الطاقة إحصائية الانتقال المختزلة لرباعي القطب الكهربائي $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ لنوى النظائر $^{134,136}\text{Sn}$ و $^{134,136}\text{Te}$ بإعتبار القلب المغلق ^{132}Sn الذي يمثل نواة السحرية مزدوجة بأستخدام برنامج Nushellx@MSU بإستخدام التفاعلات الفعالة jj56pna

و jj56pnb و kh5082 و cw5082 و jj56cdb و khhe. وتمت مقارنة نتائج الحسابات النظرية مع البيانات التجريبية الحديثة المتاحة لمستويات الطاقة وإحتماليات الانتقال [65].

تم حساب طاقات الاثارة لكل من النظائر ^{90}Sr و ^{90}Y و ^{92}Nb و ^{92}Zr من قبل الباحثة F.H.Obeed في عام ٢٠١٧ باستخدام نموذج القشرة النووي وتفاعل دلتا السطحي المعدل مع برنامج الماتلاب وكان هناك تطابق جيدا بين النتائج النظرية والقيم العملية وتم تحديد وتأكيد مستويات الطاقة التي لم تؤكد تجريبيا [66].

خلال العام نفسه تم اختيار نموذج القشرة النووي لدراسة مستويات الطاقة لنواتي ^{54}Fe و ^{54}Ni من قبل الباحثان D.N.Hamed و Q.B.Rashed و التي تتضمن وجود اثنين من الفجوات خارج القلب المغلق ^{56}Ni يحتلان المستوي $0f_{7/2}$ بأستعمال برنامج الماتلاب ٢٠١٦ في حساب تفاعل دلتا السطحي المعدل و تم الحصول على نتائج مقارنة جدا للقيم العملية [67].

عام ٢٠١٨ درس الباحث K.Langanke واخرون احتمالية $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ لنظائر $^{56-70}\text{Ni}$ الزوجيه وقد تم اعتماد فضاء أنموذج fp مع المدار $0g_{9/2}$ و تمت مقارنة الحسابات النظرية مع القيم العملية و حصلوا على تطابق مقبول نوعاً ما معها [68].

عام ٢٠١٩ درس الباحث A. Saxena ومجموعة البحثية الصفة التجميعية للنظائر Ne، Mg و Se الواقعة بالمنطقة $10 \leq N \leq 20$ عن طريق حسابات Ab initio وقورنت حساباتهم مع حسابات التفاعل usdb ومع البيانات العملية وكانت بتوافق كبير [69].

عام ٢٠٢٠ قام الباحث A.K. Hassan ومجموعته البحثية بدراسة مستويات الطاقة وأحتمالية الأختزال الكهربائي والمغناطيسي للنظيرين $^{21,23}\text{Na}$ عن طريق توظيف التفاعلين المؤثرين usda و usdb وكانت النتائج جيدة مقارنة مع البيانات العملية وتم تحديد قيم وزخوم لم تكن محددة مسبقا عمليا [70].

في العام ٢٠٢١ قام الباحث A.A. Al-Sammorraie ومجموعته البحثية بدراسة التركيب النووي ومستويات الطاقة السالبة للنواة ^{24}Mg عن طريق توظيف حسابات أنموذج القشرة الموسع p-sd-pf (PSDPF) وكذلك قاموا بحسابات عوامل التشكل النووية وكانت نتائجهم متوافقة بشكل جيد مع البيانات العملية [71].

Aim of Research

5-1 الهدف من البحث

تهدف الدراسة الحالية الى استخدام أنموذج القشره النووي لدراسة النوى ^{12}C و ^9Be ، ^7Li والتي تقع ضمن منطقة القشرة p و النوى $^{20,22}\text{Mg}$ و ^{24}Al التي تقع في القشرة Sd من خلال دراسة مستويات الطاقة النظرية واحتمالية الانتقال الكهربائية B(E2) والمعناطيسية B(M1) المختزلة ، عن طريق توظيف التفاعلات الفعالة (Ckpot) ، (Cki) في المنطقة p و (USDA) و (USDB) في المنطقة Sd ومقارنة مستويات الطاقة التي تم حسابها نظرياً باستخدام أنموذج القشرة بأستعمال برنامج NushellX@MSU ومقارنتها مع مستويات الطاقة العملية المتوفرة حديثاً.

الفصل الثاني

الجزء النظري

Theoretical Part

Introduction

1-2 مقدمة

أحدى المتطلبات الضرورية في حسابات أنموذج القشرة النووي لأي نظائر مستخدمة هو تحديد فضاء الانموذج لهذه النظائر و مجموعة طاقات الجسيمة المنفردة من خلال معرفة طاقة الربط النووي لتلك النظائر نسبة لطاقة ربط القلب المغلق و من ثم توضيح وتفسير عناصر المصفوفة للنيوكليونات ضمن ترتيب فضاء الأنموذج المستخدم سواء كان مختلطاً أو نقياً وضمن التفاعل المفترض استخدامه ضمن الدراسة و هذه المفاهيم جميعها توضح في هذا الفصل و بالتفصيل.

Model Space and Model Interaction

1-2 فضاء الأنموذج و تفاعل الأنموذج

في الواقع ، كما هو معروف ، من خلال تقريب أنموذج القشرة النووي أن النيوكليونات خارج القلب المغلق المكون من قشرات مملوءة تدعى بـ (جسيمات التكافؤ) والتي تعتبر نشطة جداً ، ويتم إجراء الحسابات في مساحة هيلبرت مقتطعة (Truncated Hilbert space) أو ما يسمى بفضاء الأنموذج. يتصرف هاميلتونيان أنموذج القشرة فقط بين جسيمات التكافؤ لذلك، يجب أن تأخذ في الاعتبار درجات الحرية المهملة، أي تلك الخاصة بالجسيمات الأساسية بالإضافة إلى إثارة نيوكليونات التكافؤ فوق مساحة الأنموذج المختارة [69]. في كثير من الحالات عندما نأخذ بعين الاعتبار النوى التي تحتوي على عدد من نيوكليونات التكافؤ خارج القشرات المغلقة ، لا يمكن تحديد مدار منفرد لهذه النيوكليونات. وعادة هنالك عدد من قشرات التكافؤ موجودة حيث يمكن للنيوكليونات التحرك خلالها عندما تتهيج هذه للنيوكليونات. يمكن اعتبار الطريقة الأكثر بساطة التي يتحرك فيها النيوكليونات هي الحالة الارضية المتواجدة فيها النيوكليونات التكافؤية حيث يتم تحديد قوة التفاعل المتبقي المستخدم ضمن هذا المدار بدون توسيع وتظهر مستويات الطاقة النظرية نوعاً ما متباعدة في قيمها عن القيم التجريبية. لكن في حالة أخذ مساحة الأنموذج بصورة موسعة لأكثر من مدارين فإن قوة التفاعل ستكون مختلفة تماماً للمدارات الموسعة عما هي في عدم توسيع مساحة فضاء الانموذج و تكون ذات قيمة أقل مما هو عليه في حالة عدم توسيع فضاء الأنموذج. و نستنتج من ذلك كلما كانت مساحة الأنموذج للفضاء المستخدم للنوى المعينة في الدراسة أكبر كلما كانت قيمة قوة التفاعل أصغر حيث نحصل على أتفاقية شاملة ومماثلة تقريباً للنتائج التجريبية. ونستطيع من خلالها وبشكل عام القدرة على وصف الخواص في النواة بصورة أفضل مما هي من الخواص في فضاءات الانموذج الصغيرة او المحددة بمدار واحد فقط. هذه الأتفاقية تتعلق فقط بالقوى الفعالة بأستخدام شكل معين للتفاعل كتفاعلات دلتا السطحي ودلتا السطحي المعدل حيث أن بارامترات قوة التفاعل هي التي تحدد الحجم الكلي لعناصر المصفوفة لجسميتين المستخدمتين لهذه التفاعلات [72]. يعتمد عدد حالات J و T التي يمكن خلطها إلى حد كبير على مساحة الأنموذج المستخدمة في الحسابات [73].

Total Angular Momentum and Party

2- 3 الزخم الزاوي الكلي والتماثل:

يعد أنموذج القشرة النووي أول أنموذج كمي أفترض للنواة وهو يمثل أنموذج قشري حيث يعتقد بأنه نظام يتكون من جسيمات مستقلة عن بعضها البعض و تتحرك في مدارات محددة داخل النواة كل مدار له زخم زاوي مرتبط بطاقة معينة وتماثل و تكون هذه القيم متلائمة مع بعضها [74، 75، 76] ويُعد الزخم الزاوي من الكميات الإتجاهية و له دور أساسي في دراسة تركيب النوى المُعقدة ويعتبر من الكميات المحفوظة في الجهود النووية المركزية وكذلك في تطبيقات ميكانيك الكم [77] ، النواة تتكون من جسيمات وكل جسيم منفرد يمتلك زخماً زاوياً كلياً ويعطى وفق الصيغة التالية :

$$j = l + s \quad (2 - 1)$$

حيث يُعبّر عن العلاقات التبادلية لمؤثر الزخم الزاوي للجسيمة المفردة \vec{j} بدلالة مركباته (j_x, j_y, j_z) بالمعادلة التالية [78]:

$$\left. \begin{aligned} [j_x, j_y] &= j_x j_y - j_y j_x = i j_z \\ [j_y, j_z] &= j_y j_z - j_z j_y = i j_x \\ [j_z, j_x] &= j_z j_x - j_x j_z = i j_y \end{aligned} \right\} \quad (2 - 2)$$

وعند فرض Ψ_{jm} هي دالة ذاتية لمؤثر الزخم الزاوي المنفرد فالدالة الذاتية تمتلك الخواص الآتية [79، 78]:

$$j^2 \Psi_{jm} = j(j + 1) \Psi_{jm} \quad (3 - 2)$$

$$j_z \Psi_{jm} = m \Psi_{jm} \quad (4 - 2)$$

وتمثل القيمة $j(j + 1)$ في معادلة (3 - 2) كقيمة ذاتية لمربع مؤثر الزخم الزاوي للجسيم المنفرد والتي تقاس بوحدة \hbar ، أما m في معادلة (4 - 2) تمثل القيمة الذاتية لمركبة الزخم الزاوي للجسيم المنفرد على محور Z و التي تعتبر مساقط الزخم الزاوي.

ويمكن التعبير عن الزخم الزاوي الكلي للنواة التي تحتوي A من النيوكليونات بانه المجموع الإتجاهي للزخوم الزاوية الفردية (المدارية و البرمية) لكل النيوكليونات وفق التعبير الرياضي التالي [80] :

$$\vec{J} = \sum_i \vec{J}_i \quad (5 - 2)$$

و لنظام يتكون من عدد من النيوكليونات في حالات الزخم الزاوي المسموح بها فإن دالة الموجة تمثل وفق الصياغة التالية [81]:

$$\Psi_{JM} = \Psi_{j_1 m_1}(1) \Psi_{j_2 m_2}(2) \dots \Psi_{j_n m_n}(n) \quad (6 - 2)$$

$$M = \sum_i m_i \quad (7 - 2)$$

حيث ان M هي مجموع مساقط الزخم الزاوي

$$J_z \Psi_{JM} = \sum_i j_{zi} \Psi_{j_i m_i} = \sum_i m_i \Psi_{j_i m_i} = M \Psi_{JM} \quad (8 - 2)$$

لو كان لدينا نظام مكون من جسيمتين فالدالة الموجية يمكن التعبير عنها بـ $\Psi_{j_1 m_1}$ و $\Psi_{j_2 m_2}$ ، فان ازدواج الحالات للجسيمين مع الزخم الزاوي (JM) تعطى بالمعادلة التالية [79،75]:

$$\Psi_{JM} = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle \Psi_{j_1 m_1} \Psi_{j_2 m_2} \quad (9 - 2)$$

اما $M = m_1 + m_2$ حيث ان m_1 ، m_2 هي مساقط الزخوم الزاوية على المحور Z ، ان الزخم الزاوي الكلي الذي قيمته (J) في المعادلة اعلاه يعطى بالمتباينة الآتية [78]:

$$|j_1 - j_2| \leq J \leq j_1 + j_2 \quad (10 - 2)$$

وتُدعى المعاملات $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle$ بمعامل كلبش كوردن (Clebsch-Gordan) أو معامل وكنر (Wigner-coefficients) أي إنها تمثل معاملات جمع أو ازدواج حالتين نو زخم زاوي محدد للحصول على حالة بزخم زاوي كلي (JM). إن التفسير الفيزيائي لمعاملات كلبش كوردن يأتي من حقيقة أن الدالة Ψ_{JM} دالة عيارية وتعامدية (Orthonormal) وأن مربع معاملات كلبش كوردن تعطي الاحتمالية تساوي (1) ، و وفق ما أثبتته العالم (Racah) يمكن كتابة معاملات كلبش كوردن (C.G) وفق متسلسلة كما هو مبين في المعادلة التالية [79،78]:

$$\begin{aligned} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle = & \sqrt{\frac{(2J+1)(j_1+j_2-J)!(j_1-j_2+J)!(j_2-j_1+J)!}{(j_1+j_2+J+1)!}} \\ & \times \sqrt{(j_1+m_1)!(j_1-m_1)!(j_2+m_2)!(j_2-m_2)!(J+M)!(J-M)!} \\ & \times \sum_k (-1)^k k! (j_1+j_2-J-k)!(j_1-m_1-k)!(j_2+m_2-k)!(J+j_2+m_2+k)! \\ & \times (J-j_1-m_2+k)! \end{aligned} \quad (11 - 2)$$

تعتبر معاملات كلبش- كوردن كمعاملات حقيقية وتحقق شروط العيارية والتعامد وفق العلاقات الآتية : [83،82]

$$\sum_{JM} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle \langle j_1 \acute{m}_1 j_2 \acute{m}_2 | JM \rangle = \delta_{m_1 \acute{m}_1} \delta_{m_2 \acute{m}_2} \quad (12 - 2)$$

$$\sum_{m_1, m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \hat{J} \hat{M} \rangle = \delta_{J \hat{J}} \delta_{M \hat{M}} \quad (13 - 2)$$

و اما التماثل (Parity) يعرف بأنه الخاصية التي تصف النيوكليونات أو النوى، و يكون على نوعين اما تماثل زوجي (Even Parity) و يسمى بالتماثل الموجب (Positive Parity) أو التماثل الفردي (Odd Parity) و يعرف بالتماثل السالب (Negative Parity) ، وكذلك يعني ايضاً هو حدوث انعكاس في الإحداثيات عبر نقطة الأصل أي إن $r \rightarrow -r$ [85,84].

وهناك عدد من النظريات التي يمكن من خلالها حساب ازدواج حالات الزخم الزاوي الكلي المسموح بها و التماثل لنيوكليونين فقط خارج القلب المغلق وفق تواجد هذه النيوكليونات في المدارات المسموحة وكما يلي [86,12,11]:

١- إذا تواجد النيوكليونين المتشابهين (بروتونين او نيوترونين) في نفس المدار أي $j_1 = j_2$ فان الزخم الزاوي يعطى بالعلاقة الآتية:

$$J = 0, 2, 4, \dots \dots (2j - 1) \quad (14 - 2)$$

أما التماثل لهذه الحالة فيكون :

$$\pi = (-1)^{\ell_1 + \ell_2} = + , \quad \ell_1 = \ell_2 \quad (15 - 2)$$

٢- إذا تواجد النيوكليونين المتشابهين (بروتونين او نيوترونين) في مداريين مختلفين إحداهما في المدار j_1 و الآخر في المدار j_2 بحيث ان $j_1 \neq j_2$ فالزخم الزاوي يكون كالتالي :

$$J = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots \dots |j_1 - j_2| \quad (16 - 2)$$

و في هذه الحالة فإن التماثل يكون :

$$\pi = (-1)^{\ell_1 + \ell_2} = + \text{ or } - , \quad \ell_1 \neq \ell_2 \quad (17 - 2)$$

٣- بصورة عامة بالنسبة لأكثر من نيوكليونين إذا كان جميعها بنفس المدار فإن أعلى قيمة للزخم الزاوي من الترتيب J^n تكون وفق الصيغة التالية:

$$J_M = n \left\{ j - \frac{(n-1)}{2} \right\} \quad (16 - 2)$$

و يمكن إيجاد التماثل لهذه الحالة بالصيغة الآتية :

$$\pi = (-1)^{n\ell} = + \text{ or } - , \quad (17 - 2)$$

و يعتمد الزخم الزاوي الكلي و التماثل على نوع النوى من حيث العدد الذري و عدد النيوترونات كما في النقاط التالية [82,81]:

(١) إذا كانت النوى (الزوجية – الزوجية) ، أي إنه كل من N و Z زوجية فإن الزخم الزاوي الكلي يساوي صفراً و تماثلها يكون موجباً $J^\pi = 0^+$.

(٢) أما النوى (الفردية – الفردية)، أي إنه كل من Z و N فردية فإن الزخم الزاوي الكلي يساوي المجموع الاتجاهي لقيم الزخوم الزاوية للنيوترون المنفرد j_n وللبروتون المنفرد j_p و كما يلي :

$$|j_p - j_n| \leq J \leq j_p + j_n \quad (18 - 2)$$

في حين يمثل التماثل لهذه النوى حاصل ضرب تماثل البروتون و تماثل النيوترون وذلك على النحو الآتي:-

$$\pi = (-1)^{\ell_n + \ell_p} \quad (19 - 2)$$

(٣) النوى (الفردية- A) ذو العدد الكتلي الفردي، أي إنه إذا كانت Z فردية و N زوجية أو بالعكس فإن الزخم الزاوي الكلي لهذه النوى هو أنصاف أعداد صحيحة فردية وكما يلي:-

$$J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots \quad (20 - 2)$$

والتماثل يعطى بالعلاقة الآتية:-

$$\pi = (-1)^\ell \quad (21 - 2)$$

Isospin

4-2 البرم النظير

تتألف النواة من نوعين من الفيرميونات بروتونات أو نيوترونات وهذه الجسيمات النووية تمتلك كتلاً مختلفة حيث ان كتلة البروتون ($939.272 \text{ MeV}/c^2$) و كتلة النيوترون ($939.566 \text{ MeV}/c^2$) و الفرق بينهما قليلاً جداً إذ يقدر بحوالي تقريباً (٠.١%) و تمتلك النيوكليونات كلا منها برم مقداره $(1/2)$ [87] ، بالإضافة الى انها تخضع كل منها إلى احصاء فيرمي ديراك أي أن الدالة الموجية النووية الصحيحة تكون غير متناظرة في حال تبادل موقع أي بروتونين أو نيوترونين ، وإن مبدأ الإستبعاد لباولي لا يفترض على الدالة الموجية بأن تكون غير متناظرة عند التبادل بين موقع أي بروتون و نيوترون و بالتأكيد فإن دالة الموجية ليس لها تناظر محدد وعند أي نقطة في داخل النواة تكون الطاقة الكامنة للبروتون تختلف عن الطاقة الكامنة للنيوترون وهذا يدل على وجود قوة كولوم التي تعمل بين البروتونات فقط وهي القوة الوحيدة في النواة التي لا تبقى نفسها عند تبديل البروتون بنيوترون وبالعكس لذلك في النوى الخفيفة تكون قوة كولوم غير مهمة نسبياً وبهذا فإن دالة الموجية النووية تكون متناظرة تقريباً او لامتناظرة تقريباً بالنسبة عند تبادل البروتونات والنيوترونات ، إن خواص التناظر هذه لدالة الموجة الكلية يمكن أن يعبر عنها باستعمال عدد كمي جديد هو البرم النظيري T [88,87]. اقترح العالم (Hiesenberg) عام (1932) البرم

النظيري للتمييز بين نوع النيوكليونات بروتونات أو نيوترونات، يمثل مسقط برم النظير الذي يفترض وبحسب التعريف، ان القيم الممكنة لمسقط البرم النظيري بالنسبة للبروتون تكون للأعلى ($t_z=1/2$) اما للنيوترون فتكون للأسفل ($t_z=-1/2$)، إن كلمة مسقط (projection) هنا تعتبر دلالة على وجود برم نظيري كلي يعطى بالعلاقة التالية [90,89,87].

$$T_Z = 1/2 (Z - N) \quad (22 - 2)$$

حيث تعد البروتونات والنيوترونات على إنهما حالتان كميتان مختلفتان لنفس الجسم وهو النيوكليون وان البرم أنظيري الكلي T_Z لمجموعة من نيوكليونات يعطى حسب المعادلة (22 - 2) عبارة عن مقياس لمقدار الزيادة للبروتونات في المجموعة وعند التعويض عن $N=A-Z$ فإننا نجد وبصورة عامة إن الشحنة الكلية لمجموعة تتكون من A من النيوكليونات هي من وحدات الشحنة وفقا للعلاقة الرياضية التالية :

$$Z = \frac{2T_Z + A}{2} \quad (23 - 2)$$

وبما أن كل من العدد الكلي للنيوكليونات والشحنة الكلية في أي تفاعل نووي يبقيان ثابتين فإن هذا يعني ان البرم النظيري الكلي T_Z هو من الكميات المحفوظة [84].

وفقا لتحليل نتائج الطاقة للنوى المرآتية (Mirror Nuclei) والتي تمثل بانها نظائر متساوية في العدد الكتلي ويكون العدد الذري في احدهما مساوي لعدد النيوترونات في النواة الاخرى ظهر أن القوى النووية لـ (نيوترون - نيوترون) تتشابه مع القوى النووية لـ (بروتون - بروتون) وتبين أن كل من حالات الطاقة تتفق مع بعضها وكذلك الزخم الزاوي والتناظر بدرجة كبيرة، وحسب ذلك فإن القوى النووية تكون متناظرة بالنسبة للشحنة أي إن القوى النووية لـ (بروتون- بروتون) و (نيوترون - نيوترون) تكون متطابقة [92,91,90].

ويمكن التعبير عن البرم النظيري الكلي للنواة بانه الجمع الاتجاهي للبرم النظيري للنيوكليونات الفردية (البروتونات والنيوترونات) وفق المعادلات ادناه [90]:

$$T = \sum_{i=1}^k t_i \quad (24 - 2)$$

و تمثل k عدد النيوكليونات خارج القشرة المغلقة . والبرم النظيري يمتلك عدد من الخواص منها [31]:

$$T^2 |\tau\rangle = T(T + 1) |\tau\rangle \quad (25 - 2)$$

$$-T \leq T_Z \leq T \quad (26 - 2)$$

Binding and Excitation Energies

5-2 طاقات الربط و التهيج

اعتقد قبل عام ١٩٠٥ م ان اي شيء في الكون اما ان يكون كتلة او طاقة واتضح فيما بعد على يد أينشتاين ان كلا من الكتلة والطاقة يرتبطان بعلاقة بسيطة جدا ويمكن تعريفها وفق العلاقة الرياضية التالية:

$$E = m_0 c^2 \quad (27 - 2)$$

حيث تمثل E مكافئ ماتحتويه المادة من طاقة مقدرة بالجول، m_0 تمثل كتلة المادة عند السكون وتقدر بوحدة الكليو غرام و c سرعة الضوء ووحداتها متر/ ثانية [94,93].

عند دراسة خصائص التركيب النووي تعد الكتل النووية وطاقة الربط النووي من الخصائص النووية المهمة والمثيرة لاهتمام الكثير من الباحثين لمعرفة ارتباطات البنية النووية وخصوصا للنيوكليونات في حالتها الارضية (نيوكليونات التكافؤ) خارج القلب المغلق والمسؤولة عن تحديد خصائص النووية للنوى [95].

بما ان كتلة كل من المكونات النووية البروتون والنيوترون هي معروفة فإن من الممكن و ببساطة حساب كتلة جميع النيوكليونات في النواة من خلال كتلة الذرة ومن معادلة رياضية بسيطة هي :

$$m_N(^A X) = m_A(^A X) - Z m_e \quad (28 - 2)$$

وتعرف $m_A(^A X)$ كتلة الذرة و m_e كتلة الإلكترون. وبحسب علاقة أينشتاين في المعادلة (27 - 2) فإن جزءاً من كتلة مكونات النواة تتحول الى طاقة ربط بين تلك المكونات النووية تسمى طاقة الربط النووي وتعرف بـ BE وهي كمية الطاقة التي يجب أن تزودها النواة لفصل جسيماتها النووية (نوياتها) تماماً. يمكن أيضاً فهمه على أنه كمية الطاقة التي سيتم إطلاقها لتكوين النواة من الجسيمات المنفصلة . بما أن (1u) تعادل (931.5 MeV) من الطاقة ، ويمكن حساب طاقة الربط بفارق الكتلة بين النواة ومجموع كتل تلك النيوكليونات الحرة ، بما في ذلك كتلة الإلكترونات المرتبطة بالبروتونات و تعطى بالعلاقة التالية [96]:

$$BE = [Z m_p + N m_n - m_N(^A X)] c^2 \quad (29 - 2)$$

حيث أن m_p كتلة البروتون ، m_n كتلة النيوترون و $c^2 = 931.5 \text{ MeV/u}$. واتفق على حساب الطاقات في المجال النووي بوحدة MeV اي مليون الكترون فولت [97].

في حسابات نموذج القشرة ، يفترض بان النواة مؤلفة من قشرة مغلقة (قلب مغلق) و نيوكليونات إضافية في مدارات خارج القلب المغلق تدعى بمدارات التكافؤ ويمكن إيجاد طاقات النيوكليون المنفرد تبعاً لطاقات الربط النووية لنواة النيوكلون المنفرد و طاقة الربط للقلب المغلق وفق المعادلة التالية.

$$\varepsilon_i = BE(\text{core} + 1) - BE(\text{core}) \quad (30 - 2)$$

حيث ان ε_i يمثل طاقة الجسيمة المنفردة (SPE) للمدار i والتي يمكن ان نجد قيمتها من جوار القشرة المغلقة ذات العدد الكتلي الذي يزيد نيوكليون واحد عن القلب المغلق [98].

اما طاقة الربط الكلية لنواة تحوي نيوكليونين خارج القلب المغلق تعطى وفق الصيغة التالية [98,97,96]:

$$BE(\text{core} + 2) = BE(\text{core}) + 2 e_{n\ell j} + E_{JT}^{(1)} \quad (31 - 2)$$

و يمكن تفسير الحدود في المعادلة اعلاه فيزيائياً وكالتالي : يمثل الحد $2 e_{n\ell j}$ القيمة السالبة للطاقة اللازمة لازالة جسيمين من منخفض الجهد و جعلهما يتحركان بصورة مستقلة في المدار $n\ell j$ ، بينما الحد $E_{JT}^{(1)}$ يمثل الجهد الناتج من التفاعل النووي المتبقي للنيوكليونين خارج القلب المغلق و هذا الحد لا يعتمد فقط على المدار $n\ell j$ بل يعتمد ايضاً على الزخم الزاوي الكلي (J) والبرم النظير T، اما الحد $BE(\text{core})$ يمثل طاقة الربط للنيوكليونات في القلب المغلق و لا يمكن ان تنهيج النيوكليونات فيه و لذلك يكون هذا الحد كمية ثابتة ، اما اذا كان لدينا ρ من النيوكليونات في المدار $n\ell j$ و λ من النيوكليونات في المدار $n'\ell'j'$ خارج القلب المغلق فمعادلة طاقة الربط الكلية تعطى بالعلاقة الآتية [100]:

$$BE(\text{core} + \rho + \lambda) = BE(\text{core}) + \rho e_{n\ell j} + \lambda e_{n'\ell'j'} + E_{JT,n\ell j,n'\ell'j'}^{(1)} \quad (32 - 2)$$

إن الحدين $e_{n\ell j}$ و $e_{n'\ell'j'}$ يعبران عن طاقة الجسيم المنفرد في المدارين $n\ell j$ و $n'\ell'j'$ اما الحد الاخير فهو يعبر عن طاقة التفاعل المتبقي (مصنوفة العناصر المتفاعلة) وتعطى بالعلاقة الآتية :

$$E_{JT,n\ell j,n'\ell'j'}^{(1)} = \langle (n\ell j)^\rho (n'\ell'j')^\lambda | V(1,2) | (n\ell j)^\rho (n'\ell'j')^\lambda \rangle \quad (33 - 2)$$

ان لكل نواة حالة دنيا من الطاقة تكون فيها مستقرة تسمى الحالة الارضية (ground state) وحالات أعلى من الطاقة تسمى الحالات المثيجة (excited states) [101]، والخواص النووية المختلفة لهذه الحالات يمكن حسابها من خلال طاقات الربط وطاقات التهيح للنوى [100] ، اذ ان طاقة الربط للحالة

الارضية تكون اكبر ما يمكن اما طاقة التهييج فتعرف على انها الفرق بين طاقة الربط للحالة (n) و طاقة الربط للحالة الارضية (0) وحسب العلاقة الاتية [103,100]:

$$E_X(n) = E_b(n) - E_b(0) \quad (34 - 2)$$

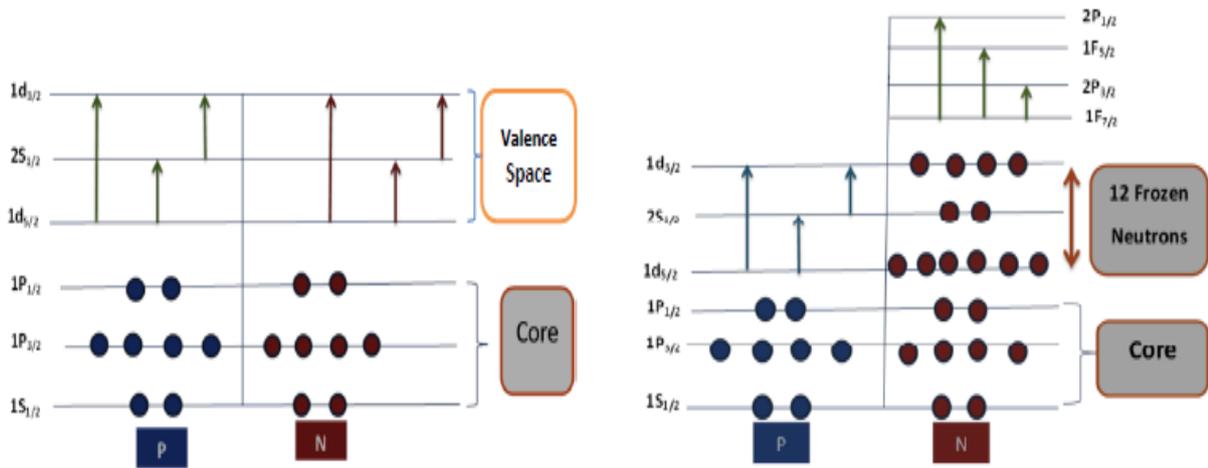
حيث ان $E^b(n)$: تمثل طاقة الربط للحالة n و $E^b(0)$: تمثل طاقة الربط للحالة الارضية.

6-2 الترتيب المختلط وعناصر مصفوفة الطاقة (الهاملتونين)

Mixing Configuration and Energy Matrix Elements (Hamiltonian)

يختلف الوضع في غلاف التكافؤ (قشرة sd-shell لـ $N \leq 20$ وقشرة pf لـ $N > 20$) كما يشير الشكل (1.2) إلى كيفية تحرك النيوكليونات (التفاعل بين النيوكليون والنيوكليون)، حيث يوضح نمط إشغال النيوكليونات الذي يدعى بالمدارات المختلفة الترتيب [104] ويمكن التعبير عن دوال الموجة للحالات غير المضطربة بـ $\Phi_J^{(0)}$ ، كل من هذه الحالات يمثل ترتيب نقى لأنموذج القشرة و يمكن حساب الطاقة الكلية لنيوكليونات التكافؤ في هذه الحالات كما في المعادلة أدناه [105]:

$$E_J = E_j^{(0)} + E_j^{(1)} = \langle \Phi_J^{(0)} | H^{(0)} + H^{(1)} | \Phi_J^{(0)} \rangle = \sum_{k=1}^A e_k + \langle \Phi_J^{(0)} | H^{(1)} | \Phi_J^{(0)} \rangle \quad (35 - 2)$$



الشكل (1-2): يوضح خط الترتيبات المختلفة بسبب توزيع نيوكليونات التكافؤ على المدارات.

هنا (0) تحدد حركة الجسيمات المستقلة و $H^{(1)}$ تمثل التفاعل المتبقي الذي يعكس حقيقة أن الجسيمات لا تتحرك بشكل مستقل تماماً. ومن المعادلة (2 - 42) نلاحظ أن طاقة الحالة النقية $\Phi_J^{(0)}$ تعطى بمجموع

الحددين $E = E^{(0)} + E^{(1)}$ ، ان القيمة الذاتية للطاقة التي تنتج من هاميلتونيان $H^{(0)}$ و هي توصف حركة الجسيمات المستقلة ، أما $E^{(1)}$ القيمة الذاتية للطاقة الناتجة من تفاعل المتبقي $H^{(1)}$ ، بإفترض أن هناك حالات $(\Phi_J^{(0)})_k$ حيث $k = 1, 2, \dots, n$ فيمكن التعبير عن الطاقات $E_k = E_k^{(0)} + E_k^{(1)}$ ، و بسبب التفاعل المتبقي قد تنشئت النيوكليونات من حالة $(\Phi_J^{(0)})_k$ الى أخرى و بالتالي يجب أن تعطى الحالة بمزيج من الحالات $(\Phi_J^{(0)})_k$ لذلك تعد المهمة الضرورية هي إيجاد المجموعات الخطية المناسبة من $(\Phi_J^{(0)})_k$ من خلال وصف نظام الجسيمات المتعددة وفق الخلط الخطي المعرف في المعادلة التالية :

$$\Psi_p = \sum_{k=1}^n a_{kp} (\Phi_J^{(0)})_k \quad (36 - 2)$$

حيث تمثل $p = 1, 2, \dots, n$ و من خلال شرط العيارية لدالة Ψ_p المعطى بالعلاقة التالية :

$$\sum_{k=1}^n |a_{kp}|^2 = 1 \quad (37 - 2)$$

ويمكن تفسير مربع السعة a_{kp} على أنه احتمالية كَوْن النواة في الحالة $(\Phi_J^{(0)})_k$ ، وفقاً لمعادلة القيمة الذاتية للطاقة المعرفة بالصيغة الرياضية التالية:

$$H\Phi_{J,T} = E\Phi_{J,T} \quad (38 - 2)$$

حيث تمثل H مؤثر هاميلتونين للنظام النووي بوجود الإضطراب، E الطاقة الكلية للنظام و $\Phi_{J,T}$ دالة الموجة التي تصفه، و يمكن كتابة مؤثر هاميلتونين للنظام النووي بالمعادلة التالية:

$$H = H^{(0)} + H' \quad (39 - 2)$$

حيث أن H' يمثل مؤثر الأضطراب و بالتعويض عن الدالة الموجية من المعادلة (2 - 43) في المعادلتين (2 - 45) و (2 - 46) نحصل على :

$$(H^{(0)} + H^{(1)}) \sum_{k=1}^n a_{kp} |(\Phi_J^{(0)})_k\rangle = E_p \sum_{k=1}^n a_{kp} |(\Phi_J^{(0)})_k\rangle \quad (40 - 2)$$

بضرب طرفي بـ $\langle (\Phi_J^{(0)})_l |$ للمعادلة (2 - 47) نحصل على المعادلة التالية:

$$\sum_{k=1}^n \langle (\Phi_J^{(0)})_l | H^{(0)} + H^{(1)} | (\Phi_J^{(0)})_k \rangle a_{kp} = E_p a_{lp} \quad (41 - 2)$$

ويمكن اعادة كتابة معادلة (2 - 45) و بصيغة مختصرة كالتالي:

$$H^{(0)} (\Phi_J^{(0)})_k = E_k^0 (\Phi_J^{(0)})_k \quad (42 - 2)$$

يمكن ان نحصل على قيم عناصر المصفوفة H_{lk} من المعادلة التالية :

$$\begin{aligned} H_{lk} &= \langle (\Phi_J^{(0)})_l | H | (\Phi_J^{(0)})_k \rangle = \langle (\Phi_J^{(0)})_l | H^{(0)} + H^{(1)} | (\Phi_J^{(0)})_k \rangle \\ &= \langle (\Phi_J^{(0)})_l | H^{(0)} | (\Phi_J^{(0)})_k \rangle + \langle (\Phi_J^{(0)})_l | H^{(1)} | (\Phi_J^{(0)})_k \rangle \\ &= E_k^{(0)} \delta_{lk} + H_{lk}^{(1)} \end{aligned} \quad (43 - 2)$$

حيث أن $E_k^{(0)}$ طاقة الجسيمة المنفردة ، δ_{lk} دالة كرونكيل و $H_{lk}^{(1)}$ التفاعل المتبقي ، و بتعويض معادلة (2 - 50) في معادلة (2 - 48) ينتج ماييلي [119]:

$$\sum_{k=1}^n H_{lk} a_{kp} = E_p a_{lp} \quad (44 - 2)$$

ان معادلة القيمة الذاتية تصبح كمعادلة مصفوفة وفق الشكل التالي :

$$[H][a] = E[a] \quad (45 - 2)$$

حيث أن $[H]$ مصفوفة الطاقة الكلية ، $[a]$ متجه الحالات الذاتية و E قيمة الطاقة الكلية ، و يمكن كتابة السعات a_{kp} كمتجهات لكل قيم p للمحددة التالية :

$$\begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} & \cdots & H_{1n} \\ H_{21} & H_{22} & \cdots & H_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{n1} & H_{n2} & \cdots & H_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{1p} \\ a_{2p} \\ \vdots \\ a_{np} \end{bmatrix} = E_p \begin{bmatrix} a_{1p} \\ a_{2p} \\ \vdots \\ a_{np} \end{bmatrix} \quad (46 - 2)$$

ومن خلال خواص المؤثر الهيرميتي H (Hermitic operator) والذي يتصف بأنه يكون حقيقياً (real) لمصفوفة العناصر فإننا نحصل على الصيغة الرياضية التالية :

$$H_{lk} = H_{kl} \quad (47 - 2)$$

وبما ان مصفوفة H_{lk} تكون متناظرة (Symmetric) فإن الحالة الوحيدة والمقبولة رياضياً هي ان تكون قيمة المحدد (determinant) الناتجة مساوية للصفر :

$$\therefore \begin{vmatrix} H_{11} - E_p & H_{12} & \cdots & H_{1n} \\ H_{21} & H_{22} - E_p & \cdots & H_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{n1} & H_{n2} & \cdots & H_{nn} - E_p \end{vmatrix} = 0 \quad (48 - 2)$$

وبحل المعادلة اعلاه نحصل على (n) من الجذور لقيم E_p فإذا كانت هذه الجذور مختلفة عن بعضها البعض يصبح لدينا (n) من مستويات الطاقة بعد التصحيح وهذا يقابل (n) من الدوال الذاتية (Eigen function).

إن المتجهات الذاتية (Eigen vector) تؤدي الى عدة قيم ذاتية والتي يجب ان تتصف بانها متعامدة و عيارية وتحقق الشرط الاتي [108]:

$$\sum_{K=1}^n a_{kp} a_{k\dot{p}} = \delta_{p\dot{p}} \cdot \delta_{kk} \quad \text{for } E_p \neq E_{\dot{p}} \quad (49 - 2)$$

عندما $E_p \neq E_{\dot{p}}$ حيث $p \neq \dot{p}$ فإن المتجهات الذاتية $a_{k\dot{p}}$ ، a_{kp} يمكن جعلها عيارية ومتعامدة، و بضرب المعادلة (51 - 2) ب $a_{l\dot{p}}$ والجمع على (l) و بالاستعانة بالمعادلة (56 - 2) نحصل على المعادلة الاتية [108]:

$$\sum_{l,k=1}^n a_{l\dot{p}} H_{lk} a_{kp} = E_p \delta_{p\dot{p}} \quad (50 - 2)$$

ان المعادلة (57 - 2) تُحوّل مصفوفة قطرية (diagonal - matrix) وذلك من خلال استخدام خواص التحويل $A^{-1}HA = E$ ، حيث $[A^{-1}]$ تمثل معكوس المصفوفة $[A]$ عندما يكون H مؤثراً هيرميتياً [123]:

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{21} & \cdots & a_{n1} \\ a_{12} & a_{22} & \cdots & a_{n2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{1n} & a_{2n} & \cdots & a_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} & \cdots & H_{1n} \\ H_{21} & H_{22} & \cdots & H_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{n1} & H_{n2} & \cdots & H_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \cdots & a_{nn} \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} E_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & E_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & E_n \end{bmatrix} \quad (51 - 2)$$

و بعد تحويل مصفوفة التفاعل الى مصفوفة قطرية كما في المعادلة (2 - 58) بواسطة عملية القطرية تستخرج قيم E_n و المعاملات a_{kn} و بذلك نستطيع معرفة القيم و الدوال الذاتية الحقيقية. و يمكن وصف عنصر المصفوفة الهاملتوني بحسب الجسيمات في الغلاف الخارجي (خارج القشرة المغلقة) و ترتيب الحالة J بالمعادلة الآتية [110,109]:

$$H_{ij} = (\varepsilon_i + \varepsilon_j)\delta_{ij} + \langle j_1 j_2 | V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) | j_3 j_4 \rangle_{J,T} \quad (52 - 2)$$

و يمكن من خلال معادلة (2 - 59) حساب قيم الطاقات للنيوكليونات في الترتيب النقي وعناصر مصفوفة الطاقة (الهاملتوني) في الترتيب المختلط ، ولكن في النوى التي تحتوي نيوكليونين مختلفين (بروتون- نيوترون) في مدارات مختلفة تخضع عناصر مصفوفة الطاقة (الهاملتوني) للمعادلة التالية [111]:

$$H_{ij} = (\varepsilon_i + \varepsilon_j)\delta_{ij} + \frac{1}{2} [\langle j_1 j_2 | V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) | j_3 j_4 \rangle_{J,0} + \langle j_1 j_2 | V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) | j_3 j_4 \rangle_{J,1}] \quad (53 - 2)$$

7-2 احتمالية الانتقال لرباعي القطب الكهربائي المختزلة $B(E_2)$

Residual Quadrapole Electric Transition Probability $B(E_2)$

إن المصدر الرئيسي للحصول على المعلومات حول الزخم الزاوي الكلي والتماثل هو دراسة الإنتقالات الكهرومغناطيسية، لأن التفاعل الكهرومغناطيسي ظاهرة مفهومة بشكل جيد على عكس القوى النووية [126]. أصبحت دراسة إنبعاث أشعة كاما مقترنة مع التفاعلات النووية ، تحوّل الداخلي و الإنحلال النووي.

إن معدل الانحلال لانبعاث فوتون أشعة كاما الذي ينتج من انتقالات متعدد الأقطاب من الحالة الابتدائية J_i الى الحالة النهائية J_f يعطى بواسطة [112]:

$$T(\sigma\lambda ; J_i \rightarrow J_f) = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} B(\sigma\lambda ; J_i \rightarrow J_f) \quad (54 - 2)$$

حيث σ هو نوع متعدد الأقطاب ، λ هو ترتيب الأقطاب المتعددة ، E_γ هي طاقة الفوتون المنبعث في eV و $B(\sigma\lambda ; J_i \rightarrow J_f)$ احتمالية الانتقال لمتعدد الأقطاب. يمكن أن يرتبط معدل الإنحلال بنصف العمر:

$$T(\sigma\lambda ; J_i \rightarrow J_f) = \frac{\ln 2}{T_{1/2}(1 + \alpha)} \quad (55 - 2)$$

في هذه المعادلة ، يكون $T_{1/2}$ هو نصف عمر الحالة الابتدائية و α هو معامل التحويل الكلي لاشعة كما المنبعثة. من المعادلة (61 - 2) و المعادلة (62 - 2) يمكن حساب $B(\sigma\lambda ; J_i \rightarrow J_f)$ من المعادلة التالية :

$$B(\sigma\lambda ; J_i \rightarrow J_f) = \frac{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2}{8\pi(\lambda + 1)} \frac{\hbar \ln 2}{T_{1/2}(1 + \alpha)} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma}\right)^{2\lambda+1} \quad (56 - 2)$$

يتم إعطاء احتمالية الانتقال المختزله في وحدات $e^2 \text{fm}^{2\lambda}$ للانتقالات الكهربائية و $\mu_N = (e\hbar/2M_p c)^2 \text{fm}^{2\lambda-2}$ للانتقالات المغناطيسية. وغالبا ما تقاس القيم التجريبية لاحتمالية الانتقال المختزلة بوحدات Weisskopf تستند هذه التقديرات إلى نموذج مع الافتراضات التالية [113]:

- تتكون النواة من قلب خامل بالإضافة إلى جسيم واحد نشط.
- الانتقال يحدث بين الحالات $J_i = \ell \pm 1/2$ و $J_f = 1/2$.
- الجزء الأشعاعي للدوال الموجية للحالة الابتدائية و النهائية ثابتة في الداخل النواة و تنتهي في خارجها.
- يتم تحويل احتمالات الانتقال المختزلة بوحدات Weisskopf بواسطة التحويلات التالية :

$$B_W(E\lambda) = \frac{(1.2)^{2\lambda}}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda + 3}\right)^2 A^{2\lambda+3} e^2 \text{fm}^{2\lambda} \quad (57 - 2)$$

$$B_W(M\lambda) = \frac{10(1.2)^{2\lambda-2}}{\pi} \left(\frac{3}{\lambda + 3}\right)^2 A^{(2\lambda-2)/3} \left(\frac{e\hbar}{2M_p c}\right)^2 \text{fm}^{2\lambda-2} \quad (58 - 2)$$

ترتبط احتمالية الانتقال المختزلة بمؤثر متعدد القطبية الكهرومغناطيسية أحادي الجسيم $\hat{O}^{\sigma\lambda}$:

$$B(\sigma\lambda ; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |(J_f || \hat{O}^{\sigma\lambda} || J_i)|^2 \quad (59 - 2)$$

حيث أن المؤثر \hat{O} من المرتبة λ وهو مشابه لمصفوفة التفاعل المتبقي و يمكن أن تتحلل عناصر مصفوفة الانتقال المختزلة للمؤثر ذي الجسيم الواحد إلى عناصر مصفوفة انتقال الجسيمات المنفردة [113]:

$$\langle J_f || \hat{O}^{\sigma\lambda} || J_i \rangle = \sum_{J_4, J_2} c(j_3, j_4, J_f, j_1, j_2, J_i) \langle j_3, j_4 || \hat{O}^{\sigma\lambda} || j_1, j_2 \rangle \quad (60 - 2)$$

حيث أن $c(j_3, j_4, J_f, j_1, j_2, J_i)$ تمثل معاملات الترابط الخطي للدوال الموجية. ويمكن التعبير عن الانتقال العكسي (الماص) بالمعادلة [114]:

$$B(\sigma\lambda; J_f \rightarrow J_i) = \frac{2J_i + 1}{2J_f + 1} B(\sigma\lambda; J_i \rightarrow J_f) \quad (61 - 2)$$

إن احتمالية الانتقال لرباعي القطب الكهربائي تعطى بالمعادلة :

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, \mu, M_f} |\langle J_i M_i | \hat{O}_{2\mu} | J_f M_f \rangle|^2 \quad (62 - 2)$$

حيث أن M_f و M_i تمثل مساقط الزخم الزاوي الكلي للحالة الابتدائية و النهائية على التوالي ، أما $\hat{O}_{2\mu}$ فيمثل مؤثر الانتقال لرباعي القطب الكهربائي و يعطى بالمعادلة [115]:

$$\hat{O}_{2\mu} = \tilde{e} \sum_i r_i^2 Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i) \quad (63 - 2)$$

تمثل \tilde{e} الشحنة الفعالة للنيوكليونات خارج القلب المغلق و $Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i)$ تمثل دالة التوافقي الكروي حيث (r_i, θ_i, ϕ_i) تمثل إحداثيات النظام الكروي، أما $|J_i M_i\rangle$ و $|J_f M_f\rangle$ فتتمثل حالات الانتقال الابتدائية و النهائية على التوالي و تعطى بالمعادلتين الآتيتين [108]:

$$|J_i M_i\rangle = \sum_k \alpha_k [j_k \times j'_k]_{J_i M_i} \quad (64 - 2)$$

$$|J_f M_f\rangle = \sum_g \beta_g [j_g \times j'_g]_{J_f M_f} \quad (65 - 2)$$

حيث ان α_k و β_g هي معاملات الترابط الخطي للحالة الابتدائية و النهائية على التوالي ، أما $[j_k \times j'_k]_{J_i M_i}$ و $[j_g \times j'_g]_{J_f M_f}$ فتتمثل الدوال الذاتية للجسيمتين في الحالة الابتدائية و النهائية على التوالي ، و لإيجاد احتمالية الانتقال لرباعي القطب الكهربائي المختزلة يجب إختزال مساقط الزخم الزاوية الكلية في معادلة (69 - 2) بإستخدام نظرية وكنر- أيكارت فتكون [116]:

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} |\langle J_i || \hat{O}_2 || J_f \rangle|^2 \quad (66 - 2)$$

حيث أن $\langle J_i || \hat{O}_2 || J_f \rangle$ تمثل عناصر مصفوفة الانتقال المختزلة و التي تحسب من مجموع عناصر مصفوفة الانتقال المختزلة لكل حالة مسموحة في المستوي الابتدائي J_i و المستوي النهائي J_f ، فإذا كانت الحالة المسموحة هي لنيوكليونين في نفس المدار z لكلا المستويين فإن [117]:

$$\langle (j)_{J_i}^2 || \hat{O}_2 || (j)_{J_f}^2 \rangle = 2 \sqrt{(2J_i + 1)(2j + 1)} \langle j || \hat{O}_2 || j \rangle W(j j J_f 2 ; J_i j) \quad (67 - 2)$$

و إذا كانت الحالة المسموحة هي لنيوكليونين في نفس المدار z للمستوي الابتدائي J_i و في مدارين مختلفين z و z' للمستوي النهائي J_f فإن [117]:

$$\langle (j)_{J_i}^2 || \hat{O}_2 || (j \times j')_{J_f} \rangle = \sqrt{2(2J_i + 1)(2j' + 1)} \langle j' || \hat{O}_2 || j \rangle W(j j' J_f 2 ; J_i j') \quad (68 - 2)$$

أما إذا كانت الحالة المسموحة هي لنيوكليونين في مدارين مختلفين z و z' للمستوي الابتدائي J_i و و في نفس المدار z للمستوي النهائي J_f فإن [117]:

$$\langle (j \times j')_{J_i} || \hat{O}_2 || (j)_{J_f}^2 \rangle = \sqrt{2(2J_i + 1)(2j + 1)} \langle j || \hat{O}_2 || j' \rangle W(j j' J_f 2 ; J_i j) \quad (69 - 2)$$

حيث أن W يمثل معامل راکا و يعطى بالمعادلة [131]:

$$\begin{aligned} W(abcd; ef) &= \sqrt{\frac{(a+b-e)!(a-b+e)!(b-a+e)!(c+d-e)!(c-d+e)!}{(a+b+e+1)!(c+d+e+1)!}} \\ &\times \sqrt{\frac{(d-c+e)!(a+d-f)!(a-d+f)!(d-a+f)!(c+b-f)!(c-b+f)!}{(a+d+f+1)!(b+c+f+1)!}} \\ &\times \sqrt{(b-c+f)!} \sum_k \frac{(-1)^{k+a+b+c+d} (k+1)!}{(k-a-b-e)!(k-c-d-e)!(k-a-d-f)!} \\ &\times \frac{1}{(k-b-c-f)!(a+b+c+d-k)!(a+c+e+f-k)!(b+d+e+f-k)!} \end{aligned} \quad (77 - 2)$$

و أما $\langle j || \hat{O}_2 || j' \rangle$ فتمثل عناصر مصفوفة الانتقال المختزلة للجسيمة المنفردة من الحالة $n\ell j$ الى الحالة $n'\ell'j'$ تعطى بالعلاقة التالية [118]:

$$\langle j || \hat{O}_2 || j' \rangle = (-1)^{\ell'+\ell+j'-j} \sqrt{\frac{5(2j'+1)}{4\pi(2j+1)}} \langle j' 2 \frac{1}{2} 0 | j \frac{1}{2} \rangle \left[\frac{1 + (-1)^{\ell'+\ell+2}}{2} \right]$$

$$\times \int_0^{\infty} R_{n'\ell'}(\alpha r) R_{n\ell}(\alpha r) r^4 dr \quad (70 - 2)$$

حيث أن التكامل الشعاعي في معادلة (78 - 2) يعطى وفق العلاقة التالية [119] :

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} R_{n'\ell'}(\alpha r) R_{n\ell}(\alpha r) r^4 dr &= (-1)^{n-n'} \sqrt{\frac{n! n'! 2^{n+n'-2}}{(2n+2\ell+1)!! (2n'+2\ell'+1)!!}} \\ &\times \frac{1}{\alpha^2} \left[\frac{1 + (-1)^{\ell'+\ell+2}}{2} \right] \left\{ \frac{1}{2} (\ell' - \ell + 2) \right\}! \left\{ \frac{1}{2} (\ell - \ell' + 2) \right\}! \\ &\times \sum_q \frac{(\ell + \ell' + 2q + 3)!!}{2^q q! (n - q)! (n' - q)! \left\{ q + \frac{1}{2} (\ell - \ell' + 2) - n' \right\}! \left\{ q + \frac{1}{2} (\ell' - \ell + 2) - n \right\}!} \end{aligned} \quad (71 - 2)$$

إن إنبعاث فوتون كما هو إنتقال النواة من مستوي متهيح طاقته E_i إلى مستوي آخر طاقته E_f فإذا كان المستوي الابتدائي له زخم زاوي مقداره J_i و تماثل π_i والمستوي النهائي له زخم زاوي مقداره J_f و تماثل π_f ، فإن زخم فوتون أشعة كما λ يحسب بالمعادلة التالية [134]:

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq J_i + J_f \quad (72 - 2)$$

و يتبع قواعد الإختيار الآتية :

$$\begin{aligned} \pi &= \pi_i \cdot \pi_f = (-1)^\lambda & 1- \text{ إذا كان الإشعاع كهربائي فيكون التماثل} \\ \pi &= \pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{\lambda+1} & 2- \text{ وإذا كان الإشعاع مغناطيسي فالتماثل} \end{aligned}$$

الفصل الثالث

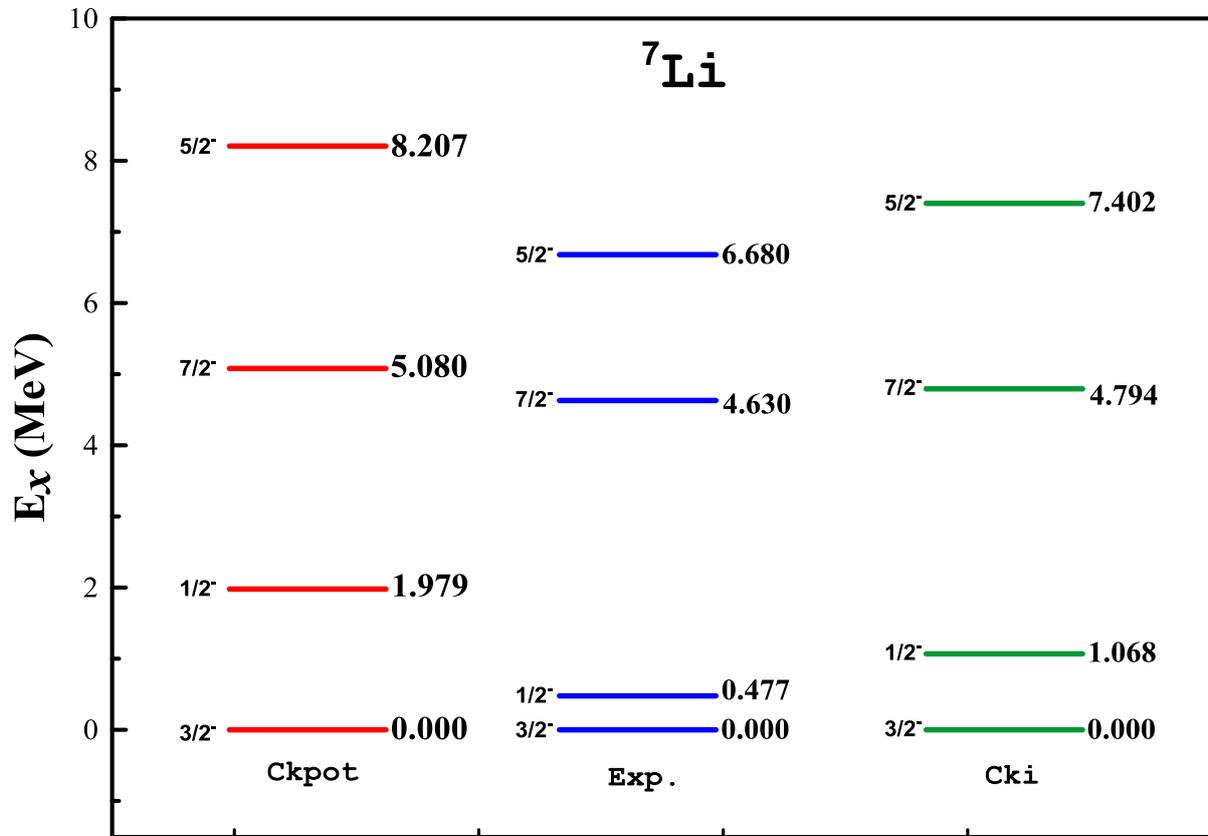
النتائج والمناقشة والأستنتاجات

Results, Discussion and Conclusions

1-3 حساب مستويات الطاقة

1-1-3 النواة ${}^7\text{Li}$

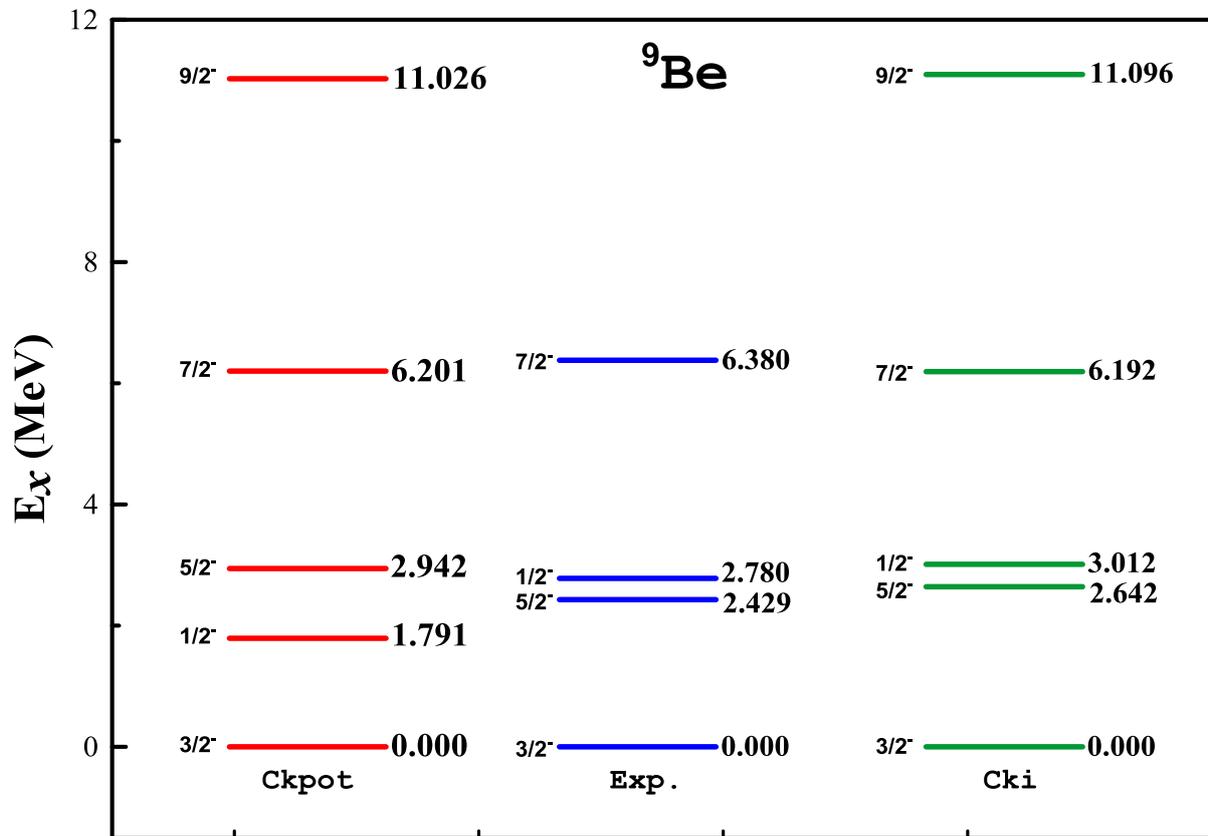
في الشكل رقم (1) قمنا بأجراء نفس المقارنة للحسابات النظرية لمستويات الطاقة ذوات التماثل السالب باستخدام التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (CKi) مع القيم العملية لمستويات الطاقة والمتوفرة حديثا. حيث تم تأكيد المستوي الأرضي لهذه النواة باستخدام التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (CKi).



شكل (1-3): يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (Cki)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل السالب للنواة ${}^7\text{Li}$. البيانات العملية أخذت من المصدر [120].

2-1-3 النواة ${}^9\text{Be}$

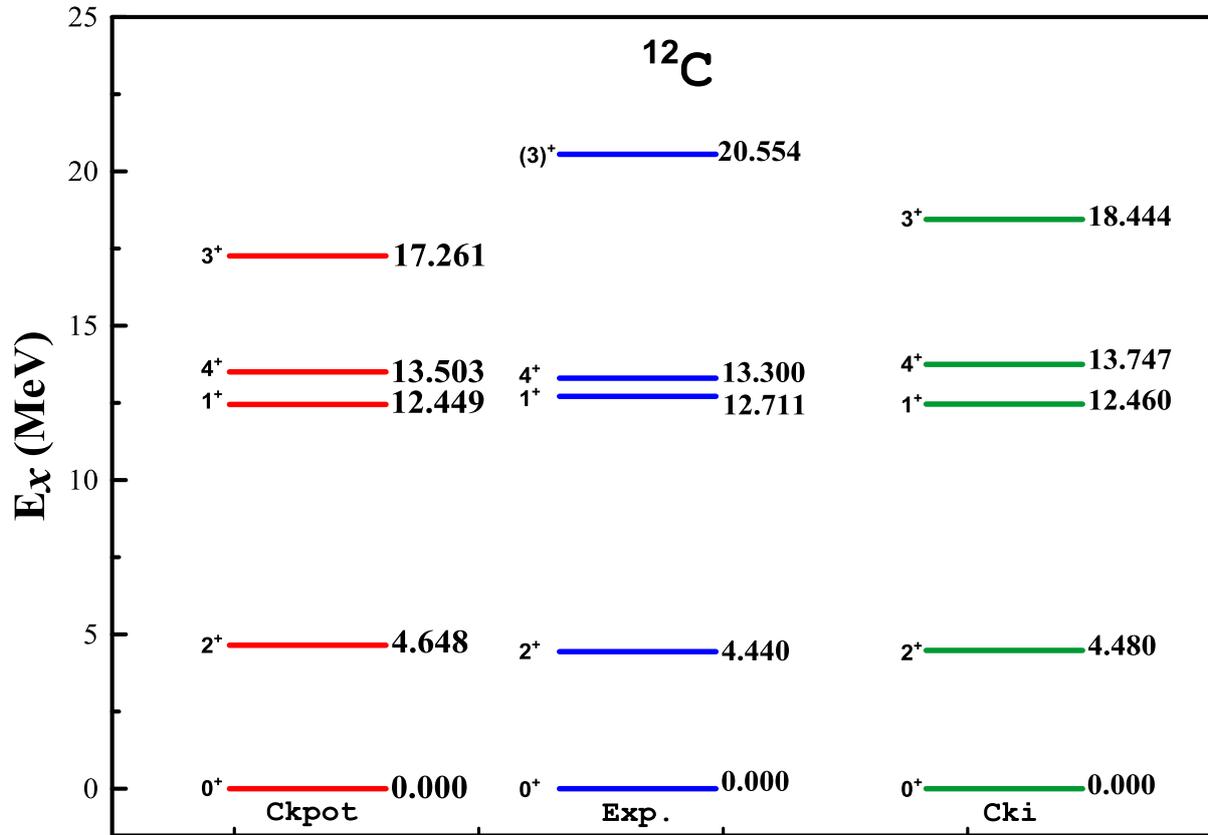
الشكل رقم (٢) يبين المقارنة بين الحسابات النظرية (theory) لمستويات الطاقة التي أجريت في هذا البحث عن طريق توظيف التفاعلات المؤثرة (Ckpot)، (Cki) مع القيم العملية (experiment) لمستويات الطاقة. نلاحظ من الشكل التطابق الجيد بين النتائج المحسوبة نظرياً للتفاعلين (Ckpot)، (Cki) مع مستويات الطاقة العملية وهذا يدل على أن حسابات نموذج القشرة ضمن نطاق واسع وبدون قيود أعطى نتائج ممتازة في توقع القيم العملية .



شكل (2-3): يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (Cki)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل السالب للنواة ${}^9\text{Be}$. البيانات العملية أخذت من المصدر [120].

3-1-3 النواة ^{12}C

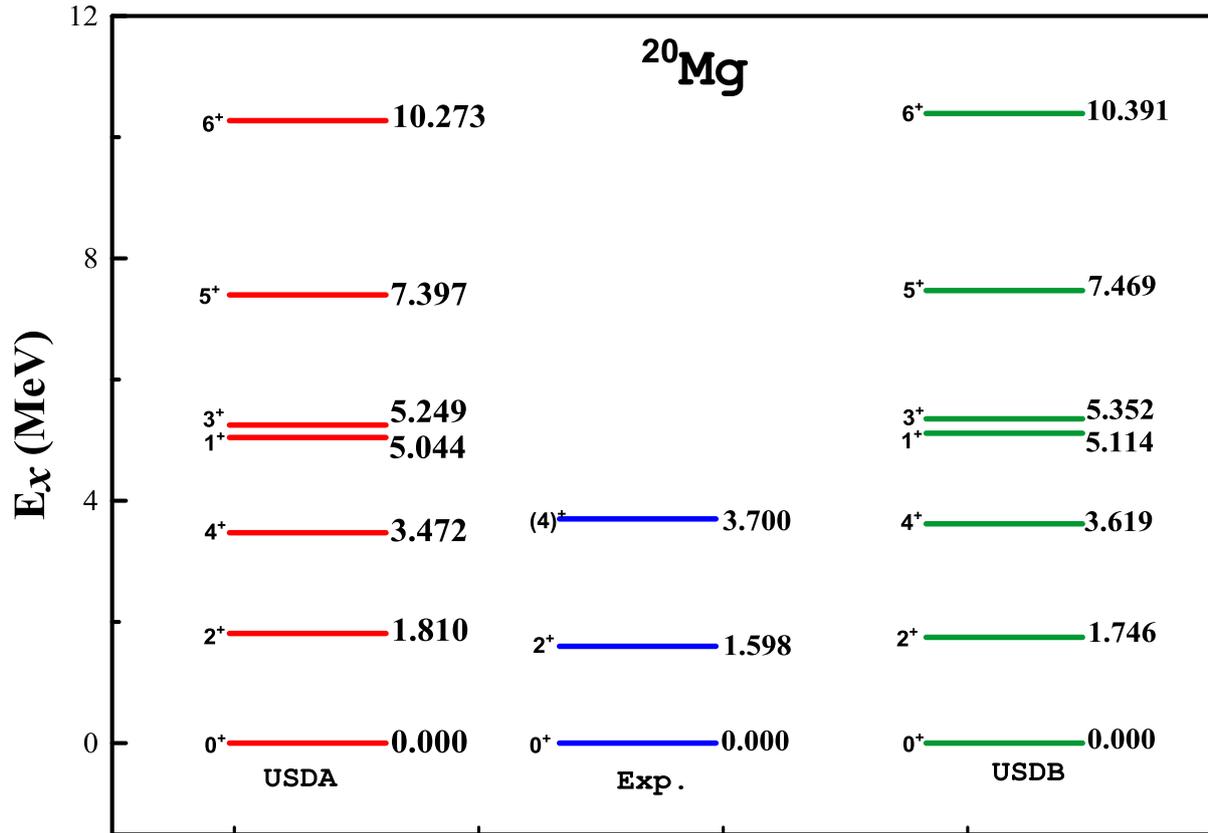
الشكل رقم (3) يبين المقارنة بين الحسابات النظرية (theory) لمستويات الطاقة التي أجريت في هذا البحث عن طريق توظيف التفاعلات المؤثرة (Ckpot)، (Cki) مع القيم العملية (experiment) لمستويات الطاقة. نلاحظ من الشكل التطابق الجيد بين النتائج المحسوبة نظرياً للتفاعلين (Ckpot)، (Cki) مع مستويات الطاقة العملية وهذا يدل على أن حسابات نموذج القشرة ضمن نطاق واسع وبدون قيود أعطى نتائج ممتازة في توقع القيم العملية وكذلك تم تأكيد المستوي (3^+) الغير مؤكد عملياً.



شكل (3-3): يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (Cki)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل الموجب للنواة ^{12}C . البيانات العملية أخذت من المصدر [120].

4-1-3 النواة ^{20}Mg

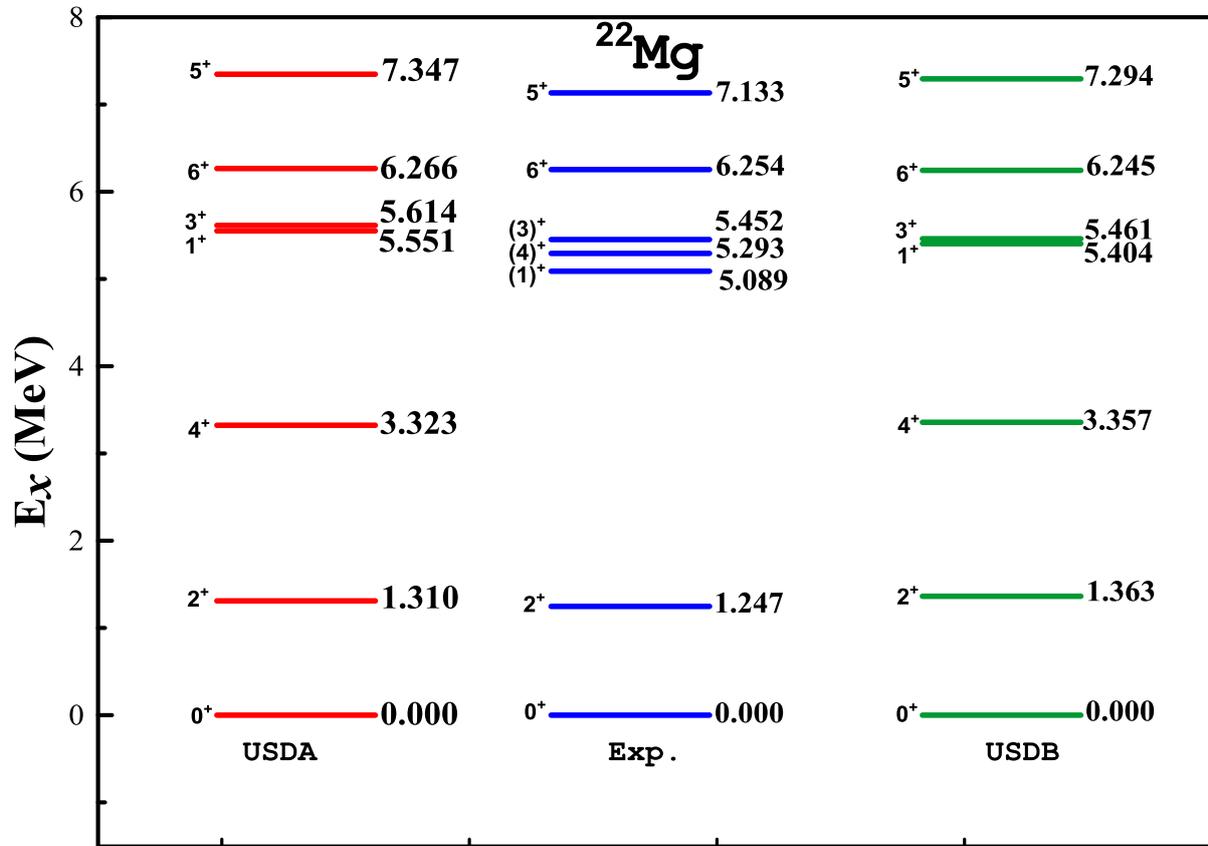
في الشكل (4) مقارنة مستويات الطاقة التي تم حسابها بأستخدام التفاعلات المؤثرة (USDA) و (USDB) مع القيم العملية لمستويات الطاقة المتوفرة حديثاً. نلاحظ من الشكل التوافق جيد بين النتائج المحسوبة نظرياً مع مستويات الطاقة العملية، كما تم تأكيد العديد من مستويات الطاقه الغير مؤكدة عملياً.



شكل (4-3): يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة بأستخدام التفاعلات المؤثرة (USDA) و (USDB)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل الموجب للنواة ^{20}Mg . البيانات العملية أخذت من المصدر [120].

5-1-3 النواة ^{22}Mg

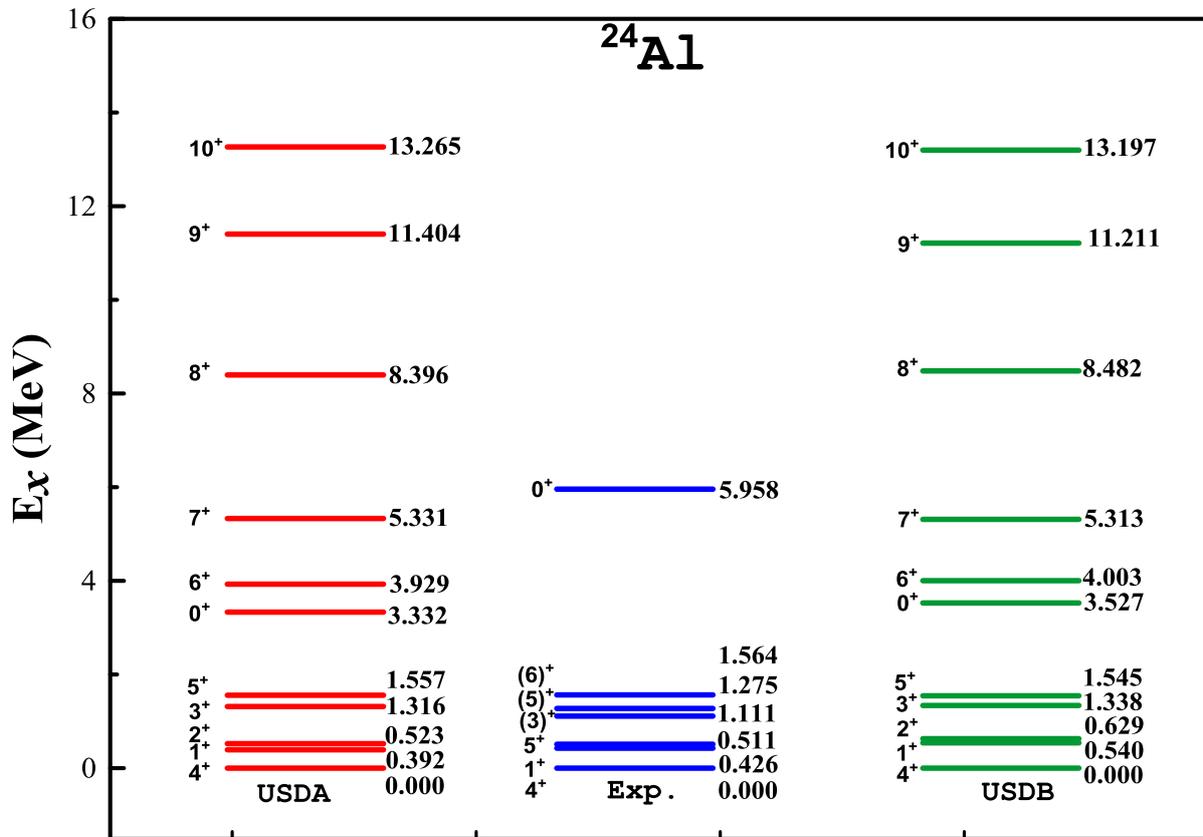
الشكل رقم (5) يبين المقارنة بين الحسابات النظرية (theory) لمستويات الطاقة التي أجريت في هذا البحث عن طريق توظيف التفاعلات المؤثرة (USDA)، (USDB) مع القيم العملية (experiment) لمستويات الطاقة. نلاحظ من الشكل التطابق الجيد بين النتائج المحسوبة نظرياً للتفاعلين (USDA)، (USDB) مع مستويات الطاقة العملية وهذا يدل على أن حسابات نموذج القشرة ضمن نطاق واسع وبدون قيود أعطى نتائج ممتازة في توقع القيم العملية وكذلك تم تأكيد بعض المستويات الغير مؤكدة عملياً.



شكل (5-3): يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (USDA) و (USDB)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل الموجب للنواة ^{22}Mg . البيانات العملية أخذت من المصدر [120].

6-1-3 النواة ^{24}Al

الشكل رقم (5) يبين المقارنة بين الحسابات النظرية (theory) لمستويات الطاقة التي أجريت في هذا البحث عن طريق توظيف التفاعلات المؤثرة (USDA)، (USDB) مع القيم العملية (experiment) لمستويات الطاقة. نلاحظ من الشكل التطابق الجيد بين النتائج المحسوبة نظرياً للتفاعلين (USDA)، (USDB) مع مستويات الطاقة العملية وهذا يدل على أن حسابات نموذج القشرة ضمن نطاق واسع وبدون قيود أعطى نتائج ممتازة في توقع القيم العملية وكذلك تم تأكيد بعض المستويات الغير مؤكدة عملياً.



شكل (6-3): يوضح المقارنة بين حسابات نموذج القشرة باستخدام التفاعلات المؤثرة (USDA) و (USDB)، مع مستويات الطاقة العملية ذوات التماثل الموجب للنواة ^{24}Al . البيانات العملية أخذت من المصدر [120].

2-3 حساب احتمالية الانتقال الكهربائية B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزلة

الحسابات النظرية لأحتماليات الانتقال الكهربائية B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزلة مع البيانات التجريبية حسبت عن طريق توظيف التفاعلات المؤثرة (Ckpot) و (Cki) في المنطقة p-shell و (USDA) و (USDB) في المنطقة sd-shell للنوى ^{12}C ، ^9Be ، ^7Li في المنطقة p-shell و $^{20,22}\text{Mg}$ و ^{24}Al في المنطقة sd-shell. حيث قورنت النتائج النظرية لأحتماليات الانتقال الكهربائية B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزلة مع البيانات التجريبية كما موضح في الجداول من 1-3 الى 6-3

الجدول 1-3 : يبين المقارنه بين احتماليات الانتقال الكهربائية B(E2) والمغناطيسية B(M1) المختزلة مع البيانات التجريبية للنواة ^7Li .

الانتقال	B(E2)($e^2 fm^4$)			B(M1)(μ_N^2)		
	Exp.	Ckpot	Cki	Exp.	Ckpot	Cki
$1/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	15.67	14.2300	13.6100	4.70113	4.1790	4.4370
$7/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	3.42	5.0390	5.6210	-----	-----	-----
$5/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	-----	0.9736	1.3010	-----	0.0076	0.0007
$5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$	-----	3.8320	4.5760	-----	-----	-----
$5/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-$	-----	0.7704	1.3850	-----	3.272	3.2630

الجدول 2-3 : يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائيه B(E2) والمغناطيسيه B(M1) المختزله مع البيانات التجريبية للنواة ${}^9\text{Be}$.

الانتقال	B(E2)($e^2 fm^4$)			B(M1)(μ_N^2)		
	Exp.	Ckpot	Cki	Exp.	Ckpot	Cki
$1/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	-----	-----	0.0723	-----	2.2130	2.3500
$7/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	9.45	7.2410	7.2750	-----	-----	-----
$5/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	27.13	21.4300	23.8800	0.51285	0.4208	0.4025
$5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$	-----	3.7050	8.1530	-----	-----	-----

الجدول 3-3 : يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائيه B(E2) والمغناطيسيه B(M1) المختزله مع البيانات التجريبية للنواة ${}^{12}\text{C}$.

الانتقال	B(E2)($e^2 fm^4$)			B(M1)(μ_N^2)		
	Exp.	Ckpot	Cki	Exp.	Ckpot	Cki
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0.21	15.2600	15.1500	-----	-----	-----
$1_1^+ \rightarrow 0_1^+$	-----	-----	-----	-----	0.0048	0.0046
$1_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-----	0.3245	0.1977	-----	0.0023	0.0024
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-----	14.5700	14.4900	-----	-----	-----
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-----	0.0111	0.0081	-----	0.0021	0.0024

الجدول 3-4 : يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائيه B(E2) والمغناطيسيه B(M1) المختزله مع البيانات التجريبية للنواة ^{20}Mg .

الانتقال	B(E2)($e^2 fm^4$)			B(M1)(μ_N^2)		
	Exp.	Ckpot	Cki	Exp.	Ckpot	Cki
$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$						
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	-----	36.0700	37.5900	-----	-----	-----
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-----	11.7900	12.5600	-----	-----	-----
$1_1^+ \rightarrow 0_1^+$	-----	-----	-----	-----	0.0001	0.0002
$1_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-----	10.5400	9.0620	-----	0.0065	0.0144
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-----	5.8480	6.5820	-----	0.0324	0.0329

الجدول 3-5 : يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائيه B(E2) والمغناطيسيه B(M1) المختزله مع البيانات التجريبية للنواة ^{22}Mg .

الانتقال	B(E2)($e^2 fm^4$)			B(M1)(μ_N^2)		
	Exp.	Ckpot	Cki	Exp.	Ckpot	Cki
$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$						
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	95.2	65.0200	65.8100	-----	-----	-----
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	76.9	78.4400	77.2100	-----	-----	-----
$1_1^+ \rightarrow 0_1^+$	-----	-----	-----	-----	0.1271	0.1995
$1_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-----	0.0449	0.4547	-----	0.1414	0.2074
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-----	2.2260	2.2480	-----	0.1587	0.1421

الجدول 6-3 : يبين المقارنه بين احتماليات الأنتقال الكهربائيه B(E2) والمغناطيسيه B(M1) المختزله مع البيانات التجريبية للنواة ^{24}Al .

الانتقال	B(E2)($e^2 fm^4$)			B(M1)(μ_N^2)		
	Exp.	Ckpot	Cki	Exp.	Ckpot	Cki
$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$						
$2_1^+ \rightarrow 4_1^+$	-----	25.2700	24.7800	-----	-----	-----
$2_1^+ \rightarrow 1_1^+$	-----	58.4800	49.4200	-----	1.2940	1.3180
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	-----	0.4572	1.7100	-----	0.4109	0.2954
$3_1^+ \rightarrow 1_1^+$	-----	23.0100	19.6900	-----	-----	-----
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-----	35.5300	44.2000	-----	1.4500	1.1680

3-3 الأستنتاجات

١. أن حسابات أنموذج القشرة ناجحه في التنبؤ بمستويات الطاقة وأحتمالية الانتقال الكهربائي والمغناطيسي المختزلة للنويات قيد الدراسة.
٢. حسابات الأنوية في القشرة sd أفضل مقارنة بالبيانات العملية بأستخدام التفاعلين المؤثرين usda و usdb من حسابات القشرة p.
٣. تم تأكيد العديد من مستويات الطاقة العلمية للنويات قيد الدراسة.
٤. أن احتمالية الانتقال الكهربائية $B(E2)$ والمغناطيسية $B(M1)$ المختزلة للقشرة p كانت بتوافق أكبر مع القيم العملية من القشرة sd ونظرا لقلة البيانات العملية للمقارنه لا نستطيع أن نجزم أيهما أفضل.

3-3 التوصيات

١. إعادة الدراسة على مجموعة من النويات الأخرى الواقعة في القشرتين p و sd .
٢. إجراء حسابات في قشر أعلى مثل fp و ^{56}Ni و ^{100}Sn .
٣. توظيف تفاعلات مؤثرة أخرى لإعادة دراسة نفس الأنوية قيد الدراسة ومقارنتها مع دراستنا الحالية.

المصادر

References

References

المصادر

- [1] W.Cui, "Shell-model calculations in Ca-region", B.SC. Thesis, university of Lund , Faculty of science,(2018).
- [2] N. J. Thompson, "Gamma-Ray Spectroscopy and Shell Model Description of High Spin States in β -Stable $^{91,92}\text{Zr}$ ", Ph.D. Thesis, University of Surrey, (2008).
- [3] C. Qi, " Theoretical uncertainties of the Duflo–Zuker shell-model mass formulae" Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 42(4), p:045104 (2015).
- [4] D. Radulov" Investigating the nuclear structure of the neutron rich odd mass Fe isotopes, in the beta-decay of their parent-Mn", Ph.D Thesis, University of Complutense , Madrid (2014).
- [5] S. Y. Hasan, "Study the properties of energy levels for an isotope ^{146}Ba ", M.Sc. Thesis, University of Babylon (2000).
- [6] M .A . Preston, "Physics of the Nucleus ",Addison-Wesley publishing company, Inc. London (1962) .
- [7] T .Schmidt, K. L. G. Heyde , A. Blazhev and J. Jolie "Shell model based deformation analysis of light Cadmium isotopes", Physical Review C96 (1),p: 014302 (2017).
- [8] P. O. Davey, and H. S. Valk, "Nuclear Photodisintegration in the $1s$ Shell: A Perturbative Approach to the Dipole Sum Rules" Physical Review, 156 (4), pp: 1039-1061, (1967).
- [9] T. Siiskonen, P. O. Lipas and J. Rikovska , "Shell-model and Hartree-Fock calculations for even-mass O, Ne, and Mg nuclei", phys. Rev. C60 (3), p: 034312 (1999).

- [10] P. A. Pipidis, "Structural behavior of $^{157,158,159}\text{Dy}$ in the $I=30-50\hbar$ spin regime and the high-spin domain of ^{158}Er up to and above band termination", Ph.D. Thesis, Florida State University, USA (2006).
- [11] K. S. Krane, "Introductory Nuclear Physics", John Wiley and Sons, Inc. (1988).
- [12] B. R. Martin, "Nuclear and Particle Physics", John Wiley & Sons, Ltd (2006).
- [13] S. Bacca, "Structure models: from shell model to ab initio methods", The European Physical Journal Plus, 131 (4), p: 107 (2016).
- [14] B. A. Brown, "Lecture Notes in Nuclear Structure Physics", Department of Physics and Astronomy Michigan State University (2005).
- [15] A. Burger, "Nuclear Structure of Light Ca and Heavy Cr Isotopes", Ph.D. Thesis, Bonn university, Germany (2007).
- [16] W. E. Meyerhof, "Elements of Nuclear Physics", Mc Graw Hill book Company, London (1967).
- [17] S. Hilaire, "Level Densities, Lecture on Nuclear Data and Nuclear Reactors, Commissariat an Atomic Energy and Nuclear Physics", France (2000).
- [18] J.W. Negele and E. Vogt, "Advances in Nuclear Physics", Kluwer Academic Publishers, New York (2002).
- [19] T. Otsuka, A. Gadek, O. Sorlin, T. Suzuki and Y. Utsuno, "Evolution of shell structure in exotic nuclei", Reviews of Modern Physics 92 (1), p: 015002 (2020).
- [20] A. E. Green, D. L. Sellin, and A. S. Zachor, "Analytic independent-particle model for atoms" Physical Review, 184 (1), pp: 1-9, (1969).

- [21] A. B. Wieckowski, "Periodic table of nuclides based on the nuclear shell model" *Romanian Journal of Physics* 64, p: 303 (2019).
- [22] O. Sorlin, "Shell evolutions and nuclear forces", *EPJ Web of Conferences* 66,p: 01016 (2014).
- [23] M. G. Mayer, "On closed shells in nuclei", *Physical Review* 74 (3),pp:235-239 (1948).
- [24] R.B Bruce, P. Navratil and J. P. Vary,"Ab initio no core shell model", *Progress in Particle and Nuclear Physics* 69, pp:131-181, (2013).
- [25] J. Varma, R. C. Bhandari and D. R. S. Somayajulu," *Fundamentals of Nuclear Physics*", New Delhi, Bsngalore, India (2010).
- [26] A.H. Wapstra and K. Bos, "Nuclear-reaction and Separation energies", *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 19,(3),pp: 215-275 (1977).
- [27] K. G. Leach, "Neutron Transfer Reactions on ^{64}Zn as a Probe for Testing Shell-Model Isospin-Symmetry-Breaking Theory", Ph.D. Thesis, University of Guelph (2012).
- [28] E.B. Paul , "Nuclear and Particle Physics", North- Holland Publishing Company, Amsterdam (1969).
- [29] B. M.Azizi and D.E.Medjadi, "Single particle calculations for a Woods–Saxon potential with triaxial deformations and large Cartesian oscillator basis", *Computer Physics Communications* 156 ,pp: 241-282 (2004) .
- [30] K. Tamvakis , " *Basic Quantum Mechanics*", Springer Nature Switzerland AG (2019).
- [31] K. L. G. Heyde, "The nuclear shell model", Berlin Heidelberg New York, Springer-Verlag (1994).
- [32] A. Signoracci, "Effective Interactions for Nuclear Structure Calculations", Ph.D. Thesis, Michigan State University (2011).
- [33] S. M. Brown," Neutron shell breaking in neutron-rich neon isotopes", Ph.D. Thesis, University of Surrey (2010).

- [34] N. A. Smirnova , "Shell structure evolution and effective in-medium NN interaction", International Nuclear Physics Conference ,Vancouver, Canada (2010).
- [35] H. Heylen, "Ground state properties near the N = 20 and N = 40 islands of inversion", KU Leuven university, Faculty of Science, Belgium (2016).
- [36] A. E. S. Green, T. Sawada and D.S. Saxon "The Nuclear Independent particle Model" Academic press, Inc. (1968).
- [37] K. S. Jassim and H. A. Kassim," Core polarization effects of some odd sd-shell nuclei using M3Y effective nucleon-nucleon interaction", Romanian Journal of Physics 58 (3), pp: 319-329 (2013).
- [38] R. A. Radhi, "Core polarization effects on C4 form factors of sd-shell nuclei", The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei 16 (3),pp:381-385(2003) .
- [39] J. B. McGrory and B. H. Wildenthal, "Large-scale shell model calculations", Annual Review of Nuclear and Particle Science 30 (1), pp:383-436 (1980).
- [40] A. Plastino, R. Arvieu and S.A. Moszkowski, "Surface Delta Interaction and Single Closed Shell Nuclei". Physical Review 145 (3),pp:837-851 (1966).
- [41] W.Yucker, A. Plastino and S. A.Moszkowski, "Surface delta interaction and electromagnetic transitions in tin and lead isotopes", Zeitschrift für Physik 202 (1), pp:177-181 (1967).
- [42] A.E.L. Dieperink, H.P. Leenhouts and P.J. Brussaard, "An investigation of the odd-parity states of ^{40}Ca with the Tabakin interaction and the MSDI", Nuclear Physics A. 116 (3), pp:556-576 (1968).
- [43] E. C. Halbert, J. B. McGrory and B. H. Wildenthal," Shell-Model Calculations of B(E2) Values in s-d Shell Nuclei with A= 18-22", Physical Review Letters 20 (20),pp:1112-1114 (1968).

- [44] I. Kanestrøm and H. Koren , "Shell-model calculations with Woods-Saxon wave functions in ^{18}O and ^{42}Ca " ,Nuclear Physics A. 130 (3), pp :527-540 (1969) .
- [45] R. Arvieu, O. Bohigas and C. Quesne," Analysis of the properties of the odd-mass single closed shell nuclei with a surface delta interaction", Nuclear Physics A.143 (3), pp: 577-601 (1970).
- [46] P. W. M .Glaudemans, M. J. A. DeVoigt, and E. F. M.Steffens , "Shell-model calculations on the nickel isotopes", Nuclear Physics A. 198 (2),pp:609-624 (1972).
- [47] A. Jasielska and S. Wiktor, "Application of shell model with the modified surface delta interaction to ^{42}Ca and ^{42}Sc nuclei",Acta Physics Polonica B7 (2),pp:133-140 (1975).
- [48] D. S. Chuu, M. M. King Yen, Y. Shan and S. T. Hsieh, "Shell-model studies of the ^{90}Y , ^{91}Zr , ^{92}Nb and ^{93}Mo nuclei" , Nuclear Physics A. 321 (2), pp: 415-428 (1979).
- [49] A. Juodagalvis, I. Ragnarsson and S. Aberg, "Triaxiality in ^{48}Cr ", Physics Letters B.477 (1-3),pp: 66-72 (2000).
- [50] L. Eber, R.V. Jolos , F. Becker and P. von Brentano, "Shell model calculations for ^{144}Sm and ^{145}Eu ", Nuclear Physics A. 672 (1-4), pp: 111-122 (2000).
- [51] R. A. Radhi, "Single-particle quadrupole electromagnetic transitions in p-shell and sd-shell nuclei", The European Physical Journal A. 16 (3), pp: 387-392 (2003).
- [52] F. A. Majeed and A. A. Auda," Full fp-shell study of even-even $^{48-56}\text{Ti}$ isotopes", Brazilian journal of physics 36 (1B), pp: 229-231 (2006).
- [53] A.K.Hasan and S.O.Hason "Application of the nuclear shell model on the ^{51}V nucleus by using modified surface delta interaction", Journal of kerbala university 5 (2), pp:391-395 (2007).

- [54] L. Aissaoui, F. Benrachi and D. Boumala, "Pairing gap energy correction in Shell model for the neutron-rich tin isotopes", *Brazilian Journal of Physics* 39 (4), pp:663-666 (2009).
- [55] A.K.Hasan and F.H.Obeed, " Effect study of configuration on the nuclear structure of nucleus ^{30}P by applying nuclear shell model", *Journal of kerbala university* 9 (3), pp:227-238 (2011).
- [56] I. Precup , E. Dragulescu , M. Petre , M. Dima , C. Badita , C. Petre and V. Dobrescu,"Interpretation of the model structure cvm2 nucleus ^{134}Te ", *UPB Scientific Bulletin, Series A: Applied Mathematics and Physics* 73 (4),pp:179-192 (2011).
- [57] A.K. Hasan and F.M. Hussain, "Nuclear structure study of ^{62}Ni , ^{62}Zn and ^{62}Cu nuclei by using SDI and MSDI interactions", *International Journal of Science and Research* 3 (10),pp:1450-1454 (2012).
- [58] F. A. Majeed, F. M. Hussain and A. O. M.Almayyali , "Large-scale shell model investigation of even-even $^{66-76}\text{Ni}$ isotopes", *International Journal of Science and Research* 3 (11), pp: 2842-2845 (2014).
- [59] A.K. Hasan and D.N. Hamed,"Nuclear shell model application to calculate energy levels for ($^{14}_8\text{O}$, $^{14}_6\text{C}$) nuclei", *Journal of Kufa-physics* 5 (2),pp:27-32 (2013).
- [60] A. K.Hasan and F.M. Hussain," Calculation of energy levels for nuclei ^{34}S , ^{34}Ar , ^{34}Cl by using surface delta interaction", *Advances in Physics Theories and Applications* 20, pp:128-133 (2013).
- [61] A.K.Hasan and F.H.Obeed, "Nuclear shell model application on nuclei ^{38}Ar , ^{38}Cl , ^{38}S , spectra by using modified surface delta interaction", *Journal of kerbala university* 11 (2),pp: 208-216 (2013).
- [62] F.M. Hussain and F.A. Majeed, "Nuclear structure study of ^{34}S , ^{34}Ar and ^{34}Cl nuclei in D3F7 shell", *1st International Conference on Emerging Trends in Scientific Research*, Pak Publishing Group, Lumpur, Malaysia 1,pp:1-69 (2014).

- [63] A. K .Hasan and Y.A.Abd , " Calculating the Energy Levels for two Nuclei Argon ^{38}Ar and sulfur ^{38}S by Using Surface Delta Interaction", Journal of kufa Physics 7 (1),pp:18-24 (2015).
- [64] A. A. Al-Sammarraie, F. I. Sharrad and H. A. Kassim, "Nuclear structure for ^{24}Mg within sd-Shell model space Hamiltonians", Armenian Journal of Physics 8 (4), pp:170-179 (2015).
- [65] F. A. Majeed and S. M. Obaid, "Large-scale shell model calculations of $^{134,136}\text{Sn}$, $^{134,136}\text{Te}$ around doubly magic ^{132}Sn " , Journal of Scientific and Technohogy Research 5 (4),pp:106-110 (2016).
- [66] F.H. Obeed, " Shell model calculations on positive and negative parity states for ^{90}Sr , ^{90}Y , ^{92}Nb and ^{92}Zr nuclei", Journal of Kufa-physics 9 (2), pp:64-70 (2017).
- [67] D. N. Hamed and Q. B. Rashed, " Calculation of the energy levels for (^{54}Fe , ^{54}Ni) nucleus by applying the nuclear shell model using modified surface delta interaction", Journal of Kufa physics 9 (2), pp: 89-95 (2017).
- [68] K. Langanke, J. Terasaki, F. Nowacki, D.J. Dean and W. Nazarewicz , "How magic is the magic ^{68}Ni nucleus", Physical Review C67 (4), pp:1-4 (2018).
- [69] Saxena, A., Kumar, A., Kumar, V. et al. "Ab initio description of collectivity for sd shell nuclei". Hyperfine Interact 240, pp:37 (2019).
- [70] A.K. Hasan, F.H. Obeed, and A.N. Rahim, "Positive Parity Levels of 21, 23Na Isotopes by Using the Nuclear Shell". Ukrainian Journal of Physics, 65(1), pp.3-3 (2020).
- [71] A.A. Al-Sammarraie, F.A. Ahmed, and A. A. Okhunov, "Large Scale Shell Model Calculations of the Negative-Parity States Structure in ^{24}Mg Nucleus'. Ukrainian Journal of Physics, 66(4), pp.293-293 (2021).
- [72] N. Hoteling, "Structure of Iron Isotopes at the Limits of the Pf Shell", Ph.D thesis, University of Maryland (2008).

- [73] K. S. Krane, R. M. Steffen and R. M. Wheeler, "Directional correlations of gamma radiations emitted from nuclear states oriented by nuclear reactions or cryogenic methods", *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 11(5), pp: 351-406 (1973).
- [74] D. J. Dean, T. Engeland, M. Hjorth-Jensen, M. P. Kartamyshev and E. Osnes, "Effective interactions and the nuclear shell-model", *Progress in Particle and Nuclear Physics* 53 (2), pp: 419–500 (2004).
- [75] Nuclear physics Graduate Course :Nuclear Structure Notes , Oxford, (1980).
- [76] W. Greiner, "Mathematical Foundations of Quantum Mechanics I", In *Quantum Mechanics*, Springer, Berlin, Heidelberg, pp: 63-96 (1994).
- [77] P. J. Brussaard and P. W. M. Glaudemans, "Shell model application in Nuclear spectroscopy", North-Holland, Amsterdam (1977).
- [78] V. Carter, "Advanced Nuclear Physics", Bhagirath Palace, Chandni Chowk, Delhi (2009).
- [79] V. K. Mittal, R. C. Verma and S. C. Gupta, "Introduction Nuclear and Particle Physics", PHI Learning Private Limited, New Delhi (2009).
- [80] S.F. Abualhous, "Calculations of Energy Levels for Nuclei (^{42}Sc , ^{42}Ti , ^{42}Ca) by using Modified surface Delta Interaction" M. Sc. Thesis, Kufa University (2005).
- [81] J. Suhonen, "From nucleons to nucleus: concepts of microscopic nuclear theory", Springer Science & Business Media (2007).
- [82] M. H. Macfarlane and J. B. French, "Stripping reactions and the structure of light and intermediate nuclei", *Reviews of Modern Physics* 32 (3), p: 567 (1960).
- [83] J. Lilly, "Nuclear Physics : Physics Principles and Applications", John Wiley & Sons (2013).
- [84] A. K. Muneeb, "Nuclear Physics", House of Books for Printing and Publishing Mosul (1996).

- [85] J. P. Elliott and A. M. Lane, "The nuclear shell-model", In Structure of Atomic Nuclei, Bau der Atomkerne, Springer, Berlin, Heidelberg 8 (39), pp: 241-410 (1957).
- [86] S. S. M. Wong , "Introductory Nuclear Physics", 2nd Ed., Willey-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA , Weinheim (2004).
- [87] H. A. Enge, "Introduction to Nuclear Physics", Addison- Wesley (1983).
- [88] J. L. Basdevant, J. Rich and M. Spiro, "Fundamentals in Nuclear Physics", Springer-Verlay, New York (2005).
- [89] P. W. M. Glaudemans, , G. Wiechers and P. J. Brussaard. "Shell model calculations on energy levels in the $2s_{1/2}$ $1d_{3/2}$ shell (II) ", Nuclear Physics 56, pp: 548-568 (1964).
- [90] A. Frank, P. Isacker, J. Jolie and P. Van Isacker, "Symmetries in Atomic Nuclei", Springer Science, Business Media, New York (2009).
- [91] C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A. M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard and W. Reisdorf, " Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer", Phys. Rev. C12(2) pp: 644-657 (1975).
- [92] K. Abdullah, "Fundamentals in Nuclear Physics", Noor Publishing, pp:259 (2017).
- [93] K. T. Bainbridge, "The equivalence of mass and energy" Physical Review 44(2), pp: 123 (1933).
- [94] C. Paola , "Introduction to Applied Nuclear Physics", Massachusetts Institute of Technology, Nuclear Science and Engineering Department, (2012).
- [95] J. M. Arias and M. Lozano, "The Hispalensis Lectures on Nuclear Physics" , Springer Science & Business Media (2004).
- [96] M. Honma, T. Otsuka, B. A. Brown and T. Mizusaki, " Shell-model description of neutron-rich pf-shell nuclei with a new effective

- interaction GXPF1", The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei 25(1), pp:499-502 (2005).
- [97] W.F.Yong , L.Lei and L.Y. An, "Structure of the even-even 78–84Kr isotopes within SD-pair shell model" ,Chinese .Phys. C 34 (2),p: 270 (2010).
- [98] J. N. Gu, A. Vitturi, C.H. Zhang, P. Guazzoni, L. Zetta, G.Graw, M. Jaskola and G. Staudt , " Homologous states and the structure of nuclei in the lead region", Physical Review C. 55 (5), pp: 2395 - 2406 (1997) .
- [99] H .J. M.Al-Agealy and E.J. Muhssen, " Evaluation of the Binding and Excitation Energies in the Nuclear S-D Shell Model Theory ",Journal of Chemical, Biological and Physical Sciences , College of Education Ibn AL-Haitham, University of Baghdad. Appl.Sci 4 (3), pp: 2532-2538 (2014).
- [100] R. R Roy, B. P. Nigam , " Nuclear Physics, Theory and Experiment ", New York,John wiley & Sons, Inc. (1967).
- [101] S. O. Hasson, "Application of Nuclear Shell Model on the Nuclei (^{48}Ti , ^{51}V , ^{52}Cr) ", M. Sc. Thesis, Kufa University (2005).
- [102] H. J. Arnikar, "Essentials of Nuclear Chemistry", Wiley Eastern Limited (1982).
- [103] M. G. Bowler, "Nuclear Physic", Pregamon Press (1973).
- [104] P. W. M. Glaudemans, P. J. Brussaard and B. H. Wildenthal, "Two-body matrix elements from a modified surface delta interaction", Nuclear Physics A 102(3), pp: 593-601 (1967).
- [105] T. Otsuka, "Shell Structure of Exotic Nuclei", In The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams Springer, Berlin, Heidelberg. Lect. Notes Phys. 764, pp:1-25 (2009).
- [106] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B. A. Brown, M. Honma and T. Mizusaki , "Magic numbers in exotic nuclei and spin-isospin properties of the NN interaction", Physical Review Letters 87(8), p: 082502 (2001).

- [107] A. H. Ali, "Theoretical Study of Quadrupole Moments and Transition Rates of Some sd-Shell Neutron Rich Nuclei Using Different Model Spaces", Ph. D. Thesis, University of Baghdad (2016).
- [108] R. J. Hinde, "Quantum Chemistry, (by Ira N. Levine) ", Journal of Chemical Education 77(12), pp: 1564 (2000).
- [109] N. Hoteling, " Structure of Iron Isotopes at the Limits of the pf- Shell", Ph.D thesis, University of Maryland, College Park (2008).
- [110] N. Zettili, "Quantum Mechanics, Concepts and Applications", John wiley and Sons, Ltd. (٢٠٠٩).
- [111] R. D. Lawson, "Theory of the Nuclear Shell Model", Clarendon Press, Oxford (1980).
- [112] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe and Y. Akaishi, "Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force", Physical Review Letters 95 (23), pp: 232502 (2005).
- [113] A. De-Shalit, H. Feshback and S.Eric , " Theoretical nuclear physics. Volume I. Nuclear structure ", John and Sons, New York 27, p:51 (1974).
- [114] K. S. Krane and R. M. Steffen, "Determination of the $\frac{E 2}{M 1}$ Multipole Mixing Ratios of the Gamma Transitions in ^{110}Cd ", Physical Review C2(2), pp: 724-734 (1970).
- [115] Aa. Bohr and B. R. Mottelson, "Nuclear Structure", Benjamin, New York, 1, pp: 379-389 (1969).
- [116] V. F. Weisskopf , "Radiative Transition Probabilities in Nuclei", Phys. Rev. 83, (118), pp:1073 (1951).
- [117] H. Grawe , "Shell Model from a Practitioner's Point of View", In The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams ,Springer, Berlin, Heidelberg 1, pp: 33-75 (2004).

- [118] L .Cáceres," Nuclear structure studies in the vicinity of the double-magic ^{132}Sn nucleus", Doctoral dissertation, Universidad Autónoma de Madrid. (2008).
- [119] A. R. Edmonds, "Angular Momentum in Quantum Mechanics" ,Princeton University Press, Third printing (1974).
- [120] ENSDF, accessed online at 25/6/2021. <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

Abstract

In this research, we calculated the energy levels and the reduced electrical $B(E2)$ and magnetic $B(M1)$ transition probabilities for the nuclei ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ in the p-shell region and ${}^{20,22}\text{Mg}$ and ${}^{24}\text{Al}$ in the sd-shell region by employing the shell model calculations within an extended range and taking all the space allowed for the calculations without restriction by employing of effective interactions (Ckpot) and (Cki) in the p-shell region and (usdb) and (usda) in the sd-shell region. Then, these theoretical calculations of the energy levels and the reduced electrical $B(E2)$ and magnetic $B(M1)$ transition probabilities of the mentioned nuclei were compared with very recent and experimental data. The comparison showed that there is a good and acceptable match with the experimental values of all interactions.

The comparison between the theoretical calculations of the reduced electrical $B(E2)$ and magnetic $B(M1)$ transition probabilities with the experimental data clearly showed that the predictions of the crust model for the transitions in the same band are compatible with the experimental data in the p sd and for the transitions between different bands, the predictions of the crust model for $B(E2)$ and $B(M1)$ were significantly different from the experimental data.

Republic of Iraq
Ministry of Higher Education & Scientific
Research
University of Babylon
College of Education for Pure Sciences
Department of physics



Nuclear Structure Study of Some Light Nuclei

A Research

Submitted to the Council of the College of Education for Pure Sciences University of Babylon in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Higher Diploma Education/ Physics of Materials and its Applications

By

Zainab Nassr Mohsin Hassoun

B.Sc. in Physics
(University of Babylon, 2015)

Supervised by

Prof.Dr. Fouad A. Majeed

2021 A.D.

1443 A.H.

