الفصل الأول

مقدمة عامة

General Introduction

1-1 تمهيـد

Preface

طوال ما يربو على سبعين عاما مضت، وتحديدا منـــــذ أن اكتشف العالم جيمس شادويـــك (J. Chadwick) عام 1932م [1] النيوترون (Neutron) كجسيم متعادل الشحنة ومكون رئيس في بنية النواة إلى جانب البروتون موجب الشحنة، ظل – ولايزال – لغز القوة النووية الشغل الشاغل لفكر عدد كبير من الباحثين في مضمار الفيزياء النووية. وحتى يومنا هذا لم يهتد العلماء إلا لقدر يسير من خواص القوة النووية.

وحيث أنه لا يوجد إلا نوع واحد من الشحنات الكهربائية داخل نواة الذرة وهو شحنة البروتونات الموجبة فإن القوة الوحيدة الموجودة داخل النواة هي قوة كولوم (Coulomb force) التنافرية، ومع ذلك نجد أن مكونات النواة مترابطة مع بعضها بطاقة ربط كبيرة. فعلى سبيل المثال تبلغ طاقة ربط البروتون (Proton) مع النيوترون داخل أبسط نواة مركبة وهي الديوترون (Deuteron) [نواة نظير الهيدروجين المعروف بالديوتيريوم] حوالي 2.22 MeV (مليون إلكترون فولت) وهي طاقة كبيرة جداً مقارنة بطاقة ربط إلكترون ذرة الهيدروجين والتي تساوي 13.6 eV. وهذا يبرهن على وجود قوة أخرى داخل النواة

تتغلب على قوة التنافر الكهربي وتحافظ على تماسك وترابط مكونات نواة الذرة، وتعرف هذه القوة بالقوة النووية وعادة ما يطلق عليها التفاعل القوي (Strong interaction) [2].

إن نظرية القوة النووية لم تزل غير معروفة بصورة مفصلة ودقيقة وليس لها شكل رياضي محدد، ومع ذلك فإن بعضاً من خصائصها بدا معروفا من خلال تحليل القياسات التجريبية التي أجريت لبعض الكميات الفيزيائية المتعلقة بها.

وتتميز القوة النووية عن نظيرتها الكهربائية بأنها ذات مدى قصير جداً (Short range)، حيث تظهر فاعليتها عندما تكون المسافة الفاصلة بين النويات أو النيوكليونات (Nucleons) صغيرة جـــــداً (لا تزيد عن (2-3 fermi (fm)، [1 fm = 10^{-15} m] وتتناقص القوة النووية بصورة سريعة جداً مع زيادة المسافة الفاصلة بين النيوكليونات بينما تتناقص القوة الكهربائية بصورة بطيئة نسبياً. كما لوحظ أيضا أن القوة النووية لا تميز بين البروتونات والنيوترونات من حيث التأثير القوي المتبادل فيما بينهم، أي تتماثل تفاعلات بروتون– بروتون ونيوترون– نيوترون وبروتون– نيوترون ولا يوجد فروق بينها طالما تساوت المسافات البينية [3].

1-2 التفاعلات النوويـــــة

Nuclear reactions

التفاعل النووي هو كل ما يحدث عند إقتراب جُسيم نووي (Nuclear particle) من جُسيم نووي آخر على مسافة قصيرة جداً بحيث تظهر فيها آثار القوة النووية. وعندما تقترب القذيفة (Projectile) الساقطة في التفاعل النووي من الهدف (Target) اقتراباً هامشياً سريعاً بحيث لا يحدث

التحام كامل بين الجسيمين، يسمى هذا النوع بالتفاعل النووي المباشر (Direct nuclear reaction) وقد يسمى أيضا بالتفاعل الهامشي (Peripheral reaction) ويتم هذا التفاعل بطريقة سريعة، حيث تكون الفترة الزمنية التي تعبر فيها القذيفة أبعاد الهدف في حدود 10^{-22} sec. هذه النوع من التفاعلات عادة ما يحدث عند طاقات منخفضة مقارنة بالجهد الكولومي (Coulomb potential) للتفاعل، حيث تكـــون الاستطارة محكومة بقانون رذرفورد (Rutherford law) ولا يظهر تأثير ملموس للقوة النووية . أما إذا كانت طاقة القذيفة عالية بالنسبة للجهد الكولومي فيحدث إلتحام شبه كامل بين القذيفة والهدف بحيث يكونان معاً نواة جديدة تسمى "النواة المركبة" (Compound nucleus) وتكون هذه النواة في حالة إثارة (Excitation) لفترة زمنية في حدود 10^{-19} sec ثم سرعان ما تنحل إلى جسيمين نووين جديدين يمثلان نواتج التفاعل، وربما تنحل لثلاثة جسيمات نووية. والدراسة التي نتناولها في الرسالة المعروضة تندرج في فئة تفاعلات النوع الأول. إن أبسط أنواع التفاعلات النوويـــة المباشرة هي تفاعلات الاستطارة المرنـــــــــة (Elastic scattering) التي تبقى بها الجسيمات المتفاعلة وطاقة الحركة قبل وبعد التفاعل محفوظة لا تتغير. وكذلك نجد تفاعل الاستطارة اللامرنة (Inelastic scattering) التي تثار فيها إحدى النواتين المتصادمتين أي إثارة منفـــردة (Single excitation) أو إثـــــــارة متبادلـــــة (Mutual excitation) لكلتيهما دون حدوث تغير في عددي البروتونات والنيوترونات لهما. أما إذا حدث تبادل بين النيوكليونات (البروتونات والنيوترونات) في كل من النواتين المتفاعلتين بحيث تنتج نواتان جديدتان من التفاعل فعندئذ يسمى تفاعل إعادة الترتيب (Rearrangement reaction). ومن الأمثلة على هذا النوع تفاعلات الأسر (Capture reactions) وتفاعلات الالتقاط (Pick-up reactions) وتفاعـــلات الانتزاع

(Stripping reactions) وتفاعـــلات الطرد (Knock-out reactions) والتفاعلات الضوء نووية (Photonuclear reactions). نذكر صورا لبعض هذه التفاعلات كما يلي:

تفاعل الاستطارة المرنة: $^{12}C(d,d)^{12}C$

تفاعل الاستطارة اللامرنة (إثارة منفردة): $^{28}Si(^{12}C,^{12}C^{*})^{28}Si,\ ^{28}Si(^{6}Li,^{6}Li)^{28}Si^{*}$

تفاعل الاستطارة اللامرنة (إثارة متبادلة): $^{40}Ca(^{16}O,^{16}O^{*})^{40}Ca^{*}$

تفاعل الأسر (القنص) $^{197}Au(p,\gamma)^{198}Hg$

تفاعل الانتزاع $^{16}O(d,p)^{17}O,\ ^{12}C(d,n)^{14}N$

تفاعل الالتقاط $^{197}Au(p,d)^{196}Au$

تفاعل الطرد $^{6}Li(p,p\alpha)^{2}H$

تفاعل ضوء نووي $^{12}C(\gamma,n)^{11}C$

ولدراسة أي تفاعل نووي يجب التعرف على التأثير النووي المتبادل بين طرفـــي التفاعـــل – أي نواتي القذيفة والهدف. ولأن هذا التأثير لا يزال مبهم الشكل أو الصياغة، فلقد اقترح البـــاحثون صـــيغا ونماذج متباينـــة للتعامل مع هـــذا التأثير وهـــو ما أصبح متعارفا عليـــــه بالجهد النـــووي (Nuclear potential). أشهر هذه النماذج هو النموذج الضوئي النووي، والذي سيكون محورا أساســيا فـــي هـــذه الدراسة.

1-3 النموذج الضوئي النووي

The nuclear optical model

إن التفاعل النووي الذي يعبر عن تصادم نواتين يمثل بشكل عام نظاما عديد الجسيمات (Many-body system) معقدا جدا، وبالتالي يحتاج لمعالجة رياضية بالغة الصعوبة من أجل إستنتاج صيغة رياضية دقيقة معبرة عن التأثير المتبادل بين هاتين النواتين. ولقد بذلت محاولات دؤوب – كما ذكرنا سابقا – للتعرف على الشكل الرياضي الدقيق للقوة النووية التي تجذب جسيم نووي لجسيم نووي آخر، حتى يتسنى الاستدلال على طاقة الوضع (Potential energy) النووية فيما بينهما أوالجهد النووي. ومن أجل تبسيط دراسة ذلك النظام فلقد تبنى الباحثون عدة نماذج من أجل أن يصلوا لبغيتهم في هذا الصدد، ولكن للأسف إلى يومنا هذا لم يهتدوا إلى نموذج جهد شامل (Global potential model) يصدق حدسه في تأويل وتفسير ما تقدمه لنا دراسة عملية عن تصادم أي نواتين. إن من أنجح التصورات التي روعيت عند وصف النتائج العملية المستخلصة من التفاعلات النووية هو إفتراض وجود جهد بين الأيونين المتفاعلين (Ion-ion potential) لتفسير السمات المشتركة للتفاعلات النووية مثل الاستطارة المرنة والاستقطاب (Polarization) والامتصاص (Absorption).

إن النموذج الضوئي هو من أيسر وأبسط النماذج التي وضعت في هذا المجال، فقد تم تطبيقه خلال الخمسين سنة الأخيرة بنجاح ملموس نسبيا لتحليل نتائج تفاعلات البيونات (Pions) والقذائف المركبة (Composite projectiles) [4-7].

يختزل هذا النموذج النظام متعدد الجسيمات (Many-body system) إلى جهد مركب جاذب لجسيم واحد (One-body complex attractive potential) يكون الجزء الحقيقي (Real part) فيه مسئولا عن القناة المرنة (Elastic channel) بينما يأخذ الجزء التخيلي (Imaginary part) في الاعتبار

كل ما تم امتصاصـــــــــه من الفيض الساقط (Incident flux) من خلال القنوات غير المرنة (Non-elastic channels).

وفي البداية استخدمت صياغات وضعية (Phenomenological) تعتمد على تغيير عـــدد مـــن البارامترات من أجل الحصول على اتفاق أو تطابق بين القيم المحسوبة ونظيرتها المقاسة عمليا. وبـــذلك يصبح الجهد الكلي المتبادل بين نواتي القذيفة والهدف في الصورة

$$\mathbf{U(R) = -V(R) - iW(R) + V_C(R) + V_{S.O}(R)} \quad \text{MeV} \qquad (1\text{-}1)$$

حيث V(R) هو الجهد النووى المركزي الحقيقي الجاذب وعادة ما يعبر عنه بصـــيغة وودز- ساكســـون (Woods-Saxon) شائعة الاستخدام في الصورة [8]

$$V(R) = V_0\, f(R, r_0, a_0) \qquad \text{MeV} \qquad (1\text{-}2)$$

حيث

$$\mathbf{f(R, r_\circ, a_\circ) = \left[1 + \exp\left(\frac{R - r_\circ (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})}{a_\circ}\right)\right]^{-1}} \qquad (1\text{-}3)$$

كما أن الجهد التخيلي W(R) يكتب في الصورة

$$\mathbf{W(R) = W_0 f(R, r_I, a_I)} \qquad \text{MeV} \qquad (1\text{-}4)$$

حيث V_0, W_0 هما العمقان (Depths) الحقيقي و التخيلي على الترتيب بوحدة م.ا.ف (MeV)، r_0, r_I هما بارامتران (معلمان) لنصفي القطر (Radii parameters) الحقيقي و التخيلي على الترتيب بوحدة (fm)، a_0, a_I هما بارامترا الانتشار (Diffuseness) الحقيقي و التخيلي على الترتيب بوحدة (fm)، A_P, A_T هما العددان الكتليان (Mass numbers) لنواتي القذيفة والهدف على الترتيب. وعادة ما تتغير هذه القيم كبارامترات حرة (Free parameters) من أجل الحصول على نتائج نظرية تتفق مع القياسات التجريبية. $V_C(R)$ هو جهد كولوم الكهروستاتيكي وعادة ما يصاغ في الصورة

$$V_C(R) = \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_C}\left(3 - \frac{R^2}{R_C^2}\right) \qquad R \le R_C$$
$$= \frac{Z_P Z_T e^2}{R} \qquad R > R_C \qquad \text{MeV} \qquad (1\text{-}5)$$

حيث Z_P, Z_T هما العددان الذريان (Atomic numbers) لنواتي القذيفة والهدف على الترتيب، e هي شحنة الإلكترون، $R_C = r_C(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ حيث r_C بارامتر (معلم) نصف قطر كولوم،وعادة مايأخذ القيمة r_C =1.2-1.4 fm . أما $V_{S.O}(R)$ فهو جهد التزاوج المغزلي المداري (Spin-orbit coupling potential) حيث يعطى بالعلاقة

$$V_{s.o}(R) = 2(V_{s.o} + iW_{s.o})\frac{1}{R}\frac{d}{dR} f(R, r_{s.o}, a_{s.o})\vec{L}\cdot\vec{\sigma} \qquad \text{MeV} \quad (1\text{-}6)$$

حيث $W_{S.O}$, $V_{S.O}$ هما العمقان الحقيقي و التخيلي على الترتيب بوحدة MeV حيث $r_{s.o}$، $a_{s.o}$ بارامترا نصف القطر و الانتشار لهذا الجهد ، $\vec{L}, \vec{\sigma}$ هما متجها كميتي التحـــرك الـــزاوي المـــداري والمغزلـــي (Orbital and spin angular momentum vectors) على الترتيب.

إن استخدام الصياغة الوضعية للجهد من أجل تحليل القياسات العملية للتفاعلات النووية لا شك أنه قد يؤدي إلى بعض الدلائل المفيدة على خواص التفاعل، إلا أن هذه الصياغة يعيبها أنها تفتقد للمرجعيـــة الفيزيائية المرتبطة بالتركيب الداخلي لكلتا النواتين المتصادمتين، حيث تتجاهل تأثير كيفية توزيع المـــادة النووية داخل النواتين على شكل ومضمون الجهد. كما أنه قد شابها إمكانية وجود أكثر من جهد وضعي – كل منها ممثل بمجموعة من المعالم – تعطي قيما متماثلة في نتائج تحليل التفاعلات النووية مما يفقد هذه الجهود مصداقيتها. لذلك كانت الحاجة ماسة إلى التعامل مع صيغة ترتبط ارتباطـــا ملموســـا بالتركيـــب النووي للنواتين المتفاعلتين. لذلك اقترح العلماء صـــيغا مجهريـــة أو ميكروســـكوبية (Microscopic) وأخرى شبه مجهرية أو شبه ميكروسكوبية (Semimicroscopic) يشتق من خلالهـــا صـــورة للجهـــد النووي للتفاعل.

1-4 نموذج الطي لواتاناب

The Watanabe folding model

في عام 1958م وضع واتاناب [9] أول تصور للجهد النووي بين نواتين متصادمتين مـــن خـــلال صيغة شبه مجهرية وذلك باشتقاق جهد الديوترون مع نواة الهدف بدلالة جهد بروتـــون– نـــواة وجهـــد نيوترون– نواة ويكون كالآتي:

$$V(R)=\int|\psi(r)|^2[V_p\left(\left|\vec{R}-\frac{\vec{r}}{2}\right|\right)+V_n\left(\left|\vec{R}+\frac{\vec{r}}{2}\right|\right)]d\vec{r} \quad \text{MeV} \quad (1\text{-}7)$$

$\psi(r)$ هي الدالة الموجية الداخلية التي تعبر عن حركة البروتون والنيوترون داخل نواة الديوترون (باعتبار أنها مكونة من جسيمين) بدلالة المسافة البينية بين البروتون والنيوترون r والتي يقع في منتصفها مركز ثقل الديوترون. ولقد استخدم الجهد الناتج بنجاح ملموس لتحليل تفاعل الديوترون عند طاقات منخفضة أقل من 30 MeV [9].

ولقد تم تعميم هذا التقريب ليطبق بكفاءة إلى حد ما على قذائف لها عدد كتلي أكبر من الديوترون مثل الترايتون والهيليوم 3 – باعتبار أنها مكونة من ثلاثة جسيمات (نيوكليونات) – وجسيم ألفا – أربعة جسيمات – وكذلك استخدم لوصف جهد قذائف الليثيوم 6 باعتبار أنها مكونة من جسيمين – ألفا وديوترون – وقذائف الليثيوم 7 باعتبار أنها مكونة من جسيمين – ألفا وترايتون– وكذلك قذائف الكربون 12 باعتبارها مركبة من ثلاثة جسيمات ألفا وقذائف الأوكسجين 16 المكونة من أربعة جسيمات ألفا [10-15].

1-5 جهد الطي المزدوج

The double folding potential

لقد اقترح نموذج الطي المزدوج لاستخلاص صياغة (مجهرية) ميكروسكوبية للجهد المتبادل بين نواتي القذيفة والهدف. وهنا يشتق الجهد النووي من خلال طي (Folding) كثافتي المادة النووية (Nuclear matter densities) لنواتي القذيفة والهدف والتأثير الفعال لنيوكليون مع نيوكليون

(Nucleon-nucleon interaction). لذلك يحسب جهـد التفاعـل من خلال التكامل الثنائي الممثـل بالعلاقة التالية [16]:

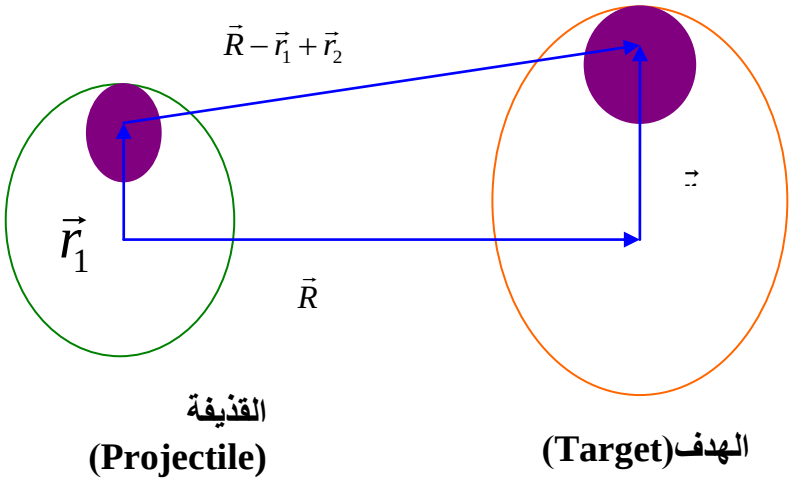
$$V(R)=\int \rho_P(r_1)\rho_T(r_2)\upsilon_{nn}\left(\left|\vec{R}-\vec{r}_1+\vec{r}_2\right|\right)d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \qquad \text{MeV} \qquad (1\text{-}8)$$

حيث ρ_T, ρ_P هما كثافتي القذيفة و الهدف على الترتيب، v_{nn} هو التفاعل لنيوكيلون من القذيفة مع نيوكيلون من الهدف. نلاحظ هنا أن العنصرين الحجميين يجعلان التكامل في العلاقة السابقة سداسيا حيث أن

$$\mathbf{d\vec{r}_1 = \int_0^{\infty} r_1^2 dr_1 \int_0^{\pi} \sin\theta_1\, d\theta_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_1} \qquad \text{fm}^3 \qquad (1\text{-}9)$$

وبالمثل للعنصر التفاضلي الثاني $\mathbf{d\vec{r}_2}$.

الشكل (1-1) يوضح رسما تخطيطيا لإحداثيات هذا النموذج. ولقد استخدم هذا النموذج بنجاح في تحليل كثير من التفاعلات النووية [17-21].



الشكل (1-1): الإحداثيات المستخدمة في نموذج الطي المزدوج.

تجدر الإشارة إلى أن الجهـــد النووي المركب يلعب في معادلة شرودنجر للجسيم الواحـــــد (One-body Schrödinger equation) دور طاقة الوضع كما ذكرنا سابقا، وعنـــدما يكـــون الجهـــد التخيلي كبيرا جدا يكون الامتصاص قويا (Strong absorption) وينظر عندئذ لنواة الهدف على أنهـــا معتمة (Black) وفي هذه الحالة يتحدد المقطع المستعرض للتفاعل (Reaction cross section) بدلالة نصف قطر النواة، بينما نجد في المقابل أنه عندما يكون الامتصاص ضعيفا يكون المقطـــع المســـتعرض معتمدا على كلا الجهدين الحقيقي والتخيلي وعندها تظهر على سلوك المقطع المستعرض تأثيرات التداخل المميزة (Characteristic interference effects). إن كلا الجزئين الحقيقي والتخيلـــي مـــن الجهـــد المركب يشوهان (Distort) ويُحيدان (Diffract) موجة القذيفـــــــة الساقطـــــــة وبالتـــالي كلاهمـــا

يشارك في تعـــيين قيمة سعـــــــة الاستطارة المرنـــة (Elastic scattering amplitude) التي سنناقشها تفصيلا في بند لاحق.

يكون الجهد الحقيقي عند الطاقات المنخفضة مشابها للجهد المستخدم في حالة النموذج القشري النووي(Nuclear Shell Model)، والجهد التخيلي يؤثر على الموجة الساقطة ويضعفها. ويلاحظ أنه في حالة الطاقات المنخفضة يكون التوهين (الإضعاف) (Attenuation) الحادث في الحزمة الساقطة سائدا بالقرب من السطح النووي (Nuclear surface)، وربما يرجع ذلك إلى أن الجهد التخيلي في هذه الحالة يكون أكبر عند السطح النووي منه داخل النواة. إلا أنه مع زيادة الطاقة نجد أن امتصاص الموجة الساقطة يحدث بشكل منتظم خلال كل حجم النواة وليس عند السطح فقط. ولذلك نلاحظ أنه كثيرا ما يستخدم الجهد التخيلي من توليفة من جهدين أحدهما يمثل الامتصاص السطحي والآخر يمثل الامتصاص الحجمي كما هو واضح في العلاقة التالية

$$W(R) = -(W_0 - 4W_s a_I \frac{d}{dR})[1 + \exp(\frac{R - R_I}{a_I})]^{-1} \qquad \text{MeV} \quad (1\text{-}10)$$

حيث W_S و W_0 هما عمقا الجزئين السطحي والحجمي على الترتيب. وقد تسـمى الصـيغة السـطحية بالصيغة التفاضلية (Derivative).

عادة ما تضبط قيم المتغيرات (البارامترات) في جهود الصيغ الوضعية بحيث تعطي نتائج تتفق مع ما يتم الحصول عليه من القياسات التجريبية للاستطارة. ويستخدم في هذه المعالجة حساب قيمة المعيار أو المحك (Criterion) χ^2 المعرف بالعلاقة

$$\chi^2 = \frac{1}{N_D}\sum_{i=1}^{N_D}\left[\frac{\sigma_{th}(\theta_i)-\sigma_{exp}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{exp}(\theta_i)}\right]^2 \qquad (1\text{-}11)$$

حيث $\sigma_{th}(\theta_i)$ هي القيمة المحسوبة نظريا للمقطع المستعرض التفاضلي عند الزاوية θ_i و$\sigma_{exp}(\theta_i)$ هي القيمة المناظرة مقاسة عمليا و$\Delta\sigma_{exp}(\theta_i)$ هي قيمة الخطأ في القيمة العملية وN_D هو عدد الزوايا التي تم إجراء القياس عندها. إن الحصول على أصغر قيمة ممكنة لهذا المعيار يعني أفضل إتفاق بين القيم المحسوبة نظريا والقيم المقاسة عمليا، وإن كان هذا المعيار ليس صادقا دائما[22] فقد يعوز الباحث التمحيص بالرؤية المباشرة للتأكد من مدى الاتفاق بين نتائج كل من الحسابات النظرية والقيم العملية.

1-6 نموذج ألفا العنقودي

The alpha cluster model

لا شك أنه – من حيث المبدأ على الأقل – من الأفضل التعامل مع النيوكليونات المكونة للنواة بذاتها، حيث أن ذلك يقودنا إلى المعالجة الدقيقة لتركيب النواة. لكن الطبيعة الخاصة لجسيم ألفا من حيث طاقة الربط العالية (28 MeV) بالنسبة للنوى المجاورة له في قيمة العدد الكتلي A وظهوره كأحد الإشعاعات النووية الطبيعية، ووجوده في منطقة تفصل بين النوى الخفيفة مثل البروتون والنيوترون والديوترون والترايتون والهيليون (A<4) وبين النوى الثقيلة حيث A>4 ، كل هذا جعل العلماء يفكرون في التعامل مع هذا الجسيم كجسيم شبه أولي. ومن هنا نشأت فكرة تصور التركيب العنقودى بجسيمات ألفا للنوى منذ عام 1937م [23]. ولقد لاقت هذه الفكرة ترحيبا ونجاحا كبيرين بعد ذلك [24-28].

يعتمد هذا النموذج على الفرض الذي يقتضي أن جسيمات ألفا تكون مجموعات (عناقيد) داخل النواة ولا يلزم أن تبقى جسيمات ألفا حرة، ولكن يمكنها أن تتبادل النيوكلونات فيما بينها. ولقد تأكد هذا

السلوك بشكل ملموس في منطقة سطح النواة حيث تجنح النيوكليونات للتحوصل في شكل عناقيد ألفوية. لكن هذا لم يثبت في المنطقة الداخلية للنواة [24]. ولا يفوتنا أن ننوه إلى أن التركيب العنقودي متمثل أيضا في التركيب الأساسي للنيوكليونات، باعتبار أن كل نيوكليون عبارة عن عنقود مكون من ثلاثة جسيمات كواركية (Quarks)، وهذا التركيب يتم التعامل معه بالفعل ولكن في تفاعلات النوى الثقيلة عند الطاقات العالية جدا.

ولقد ظهرت فوائد نموذج ألفا العنقودي جلية مع النوى المتوسطة ذات العدد الكتلي A=12-40، عندما أمكن تمثيل العدد الكتلي A بالمقدار $4n_\alpha$ حيث أن n_α عدد صحيح (3-10)، فكما ذكرنا سابقا أنه يمكن اعتبار نواة الكربون 12 مثالاً لنظام مكون من ثلاثة جسيمات ألفا بينها تفاعل ضعيف وسمي هذا الوضع بتركيب ألفا العنقودي لنواة الكربون ($^{12}C=3\alpha$) وكذلك للنوى الأخرى الأوكسجين 16 ($^{16}O=4\alpha$) أيضا أمكن تطبيقه على نوى المغنسيوم 24، والسيليكون 28 والكبريت 32 وكذلك الكالسيوم 40 فتتمثل بالتراكيب ($^{24}Mg=6\alpha$, $^{28}Si=7\alpha$, $^{32}S=8\alpha$, $^{40}Ca=10\alpha$) [26-28].

أيضا يمكن تصور النواة على أنها ممثلة بالتركيب $4n_\alpha+d$ حيث d=1-3 [27,28].

إلا أنه لوحظ ظهور قصور كبير في تطبيق هذا النموذج في المدى المحدود ($n_\alpha=2$) لنواة البريليوم 8 (^8Be) فهي نواة غير مستقرة للغاية وتنحل إلى جسمين من جسيمات ألفا ولكن تبعاً لنموذج جسيم ألفا يجب أن تكون مثل هذه النواة مستقرة. وعلى وجه الخصوص فلقد نجح هذا النموذج نجاحاً ملحوظاً في معالجة النوى ذات الأعداد الكتلية $A=4n_\alpha+1$ وذلك باعتبارها تركيبات مقفلة عددها n_α غير أن النموذج فشل تماماً في حالات الأنوية ذات الأعداد الكتلية $A=4n_\alpha-1$ [29].

ولقد نجح هذا التصور – بالرغم من غياب التفسير المناسب لكثير من الظواهر النووية – في تحليل كثير من القياسات العملية لبعض التفاعلات النووية للنوى التي وصفت بتركيب ألفا العنقودي. والعجيب في الأمر أن نموذج ألفا العنقودي سجل نجاحا جديدا مع اكتشاف ظاهرة النوى الهالية. فلقد أمكن بنجاح وصف تركيب النواتين الهاليتين $^{6,8}He$ على أنهما $\alpha+2n$، $\alpha+4n$ على الترتيب [30-32].

وانطلاقا من نموذج ألفا العنقودي يمكن صياغة جهد نواة – نواة في صياغة مماثلة لتلك التي عرضت لجهد الطي المزدوج (1-8) على النحو التالي

$$\mathbf{V(R)=\int \rho_P^C(r_1)\rho_T^C(r_2)\upsilon_{\alpha\alpha}(\left|\vec{R}-\vec{r}_1+\vec{r}_2\right|)d\vec{r}_1 d\vec{r}_2} \qquad \text{MeV} \qquad (1\text{-}12)$$

حيث ρ_P^C, ρ_T^C هما كثافتي توزيع جسيمات – عناقيد (Clusters) – ألفا داخل نواتي القذيفة و الهدف على الترتيب، $\upsilon_{\alpha\alpha}$ هو التفاعل لجسيم ألفا من نواة القذيفة مع جسيم ألفا من نواة الهدف.

1-7 كثافة المادة النووية

The nuclear matter density

اتضح لنا من العلاقة (1-8) أنه يلزم لحساب الجهد التعرف على صياغة كل من الكثافة النووية لنواتي الهدف والقذيفة وكذلك شكل التأثير الفعال بين نيوكليون وآخر. سنعرض لاحقا بعضا من الصياغات التي استخدمت للتعبير عن كل من الكثافة النووية والتأثير النووي الفعال بين نيوكليون من القذيفة وآخر من الهدف.

إن الكثافة النووية متمثلة في عدد النيوكليونات لوحدة الحجم، تعبر عن توزيع المادة النووية حول مركز النواة. وتعد دراسة استطارة الالكترون ذي الطاقة العالية (High energy electron scattering) من أشهر المعالجات المستخدمة لاستخلاص الكثافة النووية [6,7]، حيث نستقي من نتائجها كثافة الشحنة النووية، وبالتالي نستطيع التعرف على كثافة توزيع البروتونات داخل النواة. لكن كثافة توزيع النيوترونات داخل النواة يتم التعرف عليها بطرق أخرى أكثر صعوبة نظرا لتعادل شحنة النيوترونات. وفي حالة النوى الخفيفة التي يتوفر فيها تساوي عدد البروتونات Z مع عدد النيوترونات N فلا غضاضة في أن نوحد بين توزيعي البروتونات والنيوترونات في الشكل لتلك النوى. ولكن في حالة النوى التي يكون لها $N > Z$ فإن دالة توزيع النيوترونات تحتاج لمعالجة أكثر دقة حيث سيكون الجذر التربيعي لمتوسط مربع نصف القطر لدالة توزيع النيوترونات أكبر من نظيره للبروتونات.

إن كثافة المادة النووية الكلية $\rho(r)$ هي ناتج جمع كثافتي البروتونات $\rho_p(r)$ والنيوترونات $\rho_n(r)$. ولكل النوى الذرية تكون كثافة كل من البروتونات والنيوترونات أو النيوكليونات بشكل عام ثابتة القيمة تقريبا عند مركز النواة ($r = 0$) والمناطق المجاورة حوله، فنجد أن كثافة المادة النووية الكلية تتأرجح قيمتها حول $\rho_0 = 0.17\ fm^{-3}$ ، ثم سرعان ما تضمحل بحدة كلما ابتعدنا عن المركز– أي كلما زاد البعد (r) – واتجهنا نحو سطح النواة. وللأسف لا توجد صياغة رياضية محددة لوصف كثافة المادة النووية، لذلك وضعت صور رياضية وضعية (Empirical) متباينة لتحاكي سلوك تغير توزيع النيوكليونات داخل النواة مع تغير البعد عن مركز النواة بما يتفق مع القيم العملية لاستطارة الإلكترون.

أعلى هذه الصيغ صيتا وأكثرها استخداما صيغـــة فيرمي ذات المـــعلمين (Two-parameter Fermi form) ممثلة بالعلاقة الآتية [16]

$$\rho(r) = \rho_0 / [1 + \exp(\frac{r - c}{a})] \qquad fm^{-3} \qquad (1\text{-}13)$$

حيث ρ_0 هي أعلى قيمة للكثافة بوحدة fm^{-3} وهي بالكاد تساوي قيمة الكثافة عنـــــد مركز النـــواة (r = 0)، c نصف قطر النواة بوحدة fm والذي تتراجع عنده قيمة الكثافة إلى نصف قيمتها العظمى أي $\rho(c) = \rho_0 / 2$، أما a فهـــو معلم (بارامتر) الانتشارية (Diffuseness parameter) للدالة بوحدة fm. وعادة ما نستشرف قيمة نصف قطر النواة من خلال العلاقـــــة الخطية $c \sim 1.1\ A^{1/3}$ حيث A هو العدد الكتلي للنواة (Mass number). وتسمى هذه الصيغة (1-13) بصيغة فيرمي ذات المعلمين أي c, a أو بصيغة وودز– ساكسون (Woods-Saxon).

هناك أيضا صيغة أخرى شائعة الاستخدام وهي صيغة جاوس (Gauss form) ذات المعلم الواحد [16] كالآتي

$$\rho(r) = \rho_0 \exp(-r^2 / k'^2) \qquad fm^{-3} \qquad (1\text{-}14)$$

حيث k'هو معلم المدى (Range parameter) بوحدة fm. وهناك أيضا صيغة المتذبذب التوافقي (Harmonic oscillator (HO) form) [19] ويعبر عنها بالعلاقة التالية

$$\rho(r) = \rho_0[1 + \omega r^2]\exp(-\gamma r^2) \qquad \text{fm}^{-3} \qquad (1\text{-}15)$$

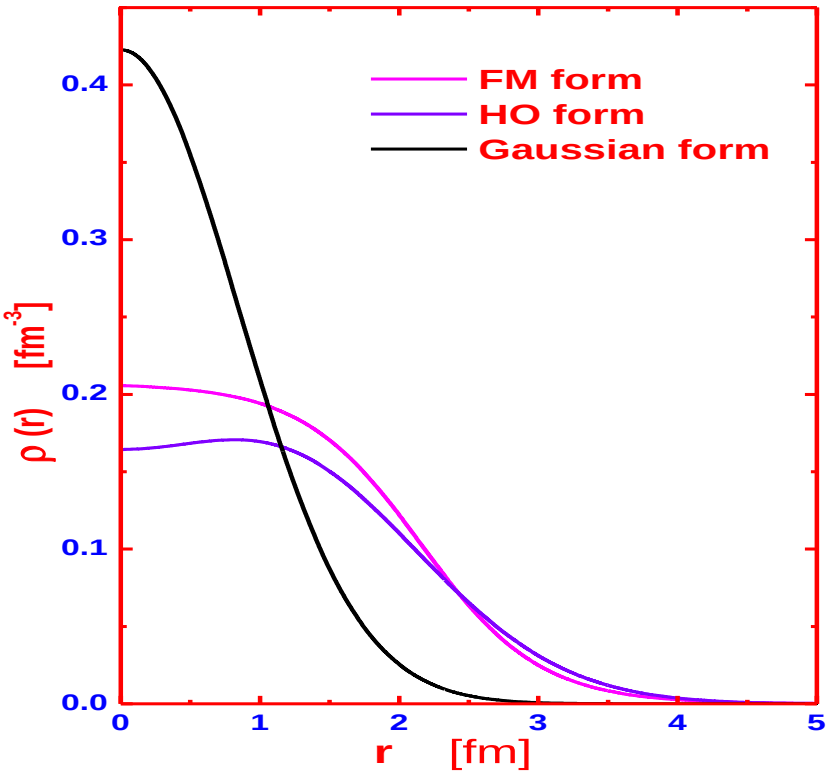
حيث ω ، γ ثابتان بوحدة fm^{-2}. تتعين الثوابت ω ،γ ، c ، a، k في الصيغ السابقة من (مطابقة) القيمة النظرية للجذر التربيعي لمتوسط مربع نصف القطر (Root mean square (rms) radius) الناتجة من العلاقة (Fitting)

$$\textbf{rms radius} = \left\langle \mathbf{r}^2 \right\rangle^{1/2} = \left[\frac{\int \rho(\mathbf{r})\mathbf{r}^4 \mathbf{dr}}{\int \rho(\mathbf{r})\mathbf{r}^2 \mathbf{dr}} \right]^{1/2} \qquad \text{fm} \qquad (1\text{-}16)$$

مع القيمة الناتجة من القياسات العملية لاستطارة الإلكترون من النواة. أما قيمة ρ_0 فتتعين من شرط العيارية (Normalization condition) بالعلاقة

$$\int \rho(\mathbf{r})\mathbf{d}\vec{\mathbf{r}} = \mathbf{A} \qquad (1\text{-}17)$$

ولعله من المفيد أن نعرض هنا شكلا يوضح بين الصيغ الثلاث السابقة للكثافة النووية كما هو واضح في الشكل (2-1).



الشكل (2-1): مقارنة بين سلوك دوال الكثافة الثلاث فيرمي والمتذبذب التوافقي والجاوسية لنواة الكربون12

نلاحظ من هذا الشكل أن الكثافة الجاوسية تظهر انحدارا في قيمة الكثافة يبدأ قريبا من مركز النواة، بينما تظهر صيغة فيرمي ثباتا في قيمة الكثافة حول مركز النواة، بينما لا يتجلى هذا الثبات في صيغة المتذبذب التوافقي، لذلك عادة ما تستخدم الصيغة (1-13) للنوى الثقيلة والمتوسطة بينما تستخدم الصيغة (1-14) للنوى الخفيفة ($A\leq4$) ، أما الصيغة (1-15) فغالبا ما تصلح للنوى المتوسطة ($A\sim10$-30) [16,19,33]. تجدر الإشارة إلى أن هناك أيضا صور أخرى لوصف كثافة النواة لا يتسع المقام لذكرها الآن.

1-8 التأثير الفعال (الفاعل) بين نيوكليون ونيوكليون

The effective nucleon-nucleon interaction

كما ذكرنا سابقا وكما هو واضح من العلاقة (1-8) فإن اشتقاق جهد الطي المزدوج يُستمد من ثلاثة مدخلات رئيسة هي كثافتي نواتي القذيفة والهدف وتأثير النيوكليون – نيوكليون الفعال الذي يمثل لب الصياغة. ولقد عرضنا في البند السابق الصور المختلفة لكثافة النوى متباينة الثقل. والآن نتساءل ما المقصود تحديدا بالتأثير الفعال للنيوكليون – نيوكليون؟ هذا ما سنحاول الإجابة عليه إيجازا في هذا المقام.

إن التأثير (الجهد) المتبادل بين نيوكليون حر (غير مرتبط بنواة ما) وآخر مماثل له يعرف بالتأثير الأعزل أو المجرد (Bare interaction). ولقد أفلح هذا التأثير في تحليل إستطارة نيوكليون مقذوف على نيوكليون هدف. لكن اتضح بعد ذلك من تحليل نتائج التفاعلات النووية بين نواة ونواة أخرى أن هذا التأثير يختلف عن نظيره الذي يظهر بين نيوكليونين مغمورين في وسطين نوويين، أي كلاهما مكوِّن من مكونات النواة، حيث تظهر تأثيرات الوسط الداخلي (In-medium effects) المحيط بكل منهما على شدة (Strength) التأثير المتبادل فيما بينهما. يسمى هذا الأخير بالتأثير الفعال أو الفاعل (Effective).

لقد وجد أن التأثير المجرد (الأعزل) يكون أشد وأقوى – ربما قد يصل إلى الضعف أوأكثر – من ذلك التأثير الفعال. لذلك لم يكن مفيدا أن يستخدم تأثير النيوكليون – نيوكليون المجرد في اشتقاق جهد الطي المتبادل بين نواتي القذيفة والهدف حيث أن فيه تجاوزا للواقع بتجاهل الوسطين النوويين للنواتين المتصادمتين أي المحيطين بهذين النيوكليونين. ومن جهة أخرى هناك مفارقة أخرى يجدر الإنتباه إليها وهي أن هذا التأثير المجرد يصبح تنافريا عند المسافة البينية أقل من 0.5 fm. لذلك كان من الأجدى

توظيف النوع الثاني (الفعال) في حسابات جهد الطي المزدوج لأن فيه تجسيدا للقوة النووية الحقيقية المتبادلة بين نيوكليون وآخر.

لقد تبنى الباحثون صورا عدة للتعبير عن التأثير النووي الفعلي من أجل استخدامها في توليد صيغ ميكروسكوبية (مجهرية) للجهد بين نواتين. ومن هذه الصور تأثيرات اختصرت – من باب التيسير – مسمياتها ببعض الرموز مثل M3Y وDDM3Y وJLM وS1Y وKH وSBM وغيرها [16-21].

في الدراسة التي نتناولها نستخدم صيغة DDM3Y في اشتقاق جهود الطي المزدوج للتفاعلات قيد الدراسة، وسنعرض في الباب االرابع