الفصل الأول

مقدمة عامة

General Introduction

1.1 استهلال:

Preface

من المعروف أن فيزياء التفاعلات النووية ظهرت في العقد الثاني من القرن العشرين على يد العالم ارنست رذرفورد (Ernest Rutherford) عندما أجرى تفاعلاً لجسيمات ألفا (الناتجة من النشاط الإشعاعي الطبيعي لبعض النوى المشعة) مع رقائق من الذهب والذي على أثره اكتشفت النواة الذرية ووضع رذرفورد نموذجه الذري الذي عرف باسمه. وبمفهوم مبسط يمكن القول أن التفاعل النووي (Nuclear reaction) يحدث عند اقتراب نواة من أخرى لمسافة صغيرة يمكن أن يظهر فيها تأثير القوى النووية [1,2]. والقوى النووية هي القوى التي تربط مكونات النواة من بروتونات و نيوترونات لتتفاعل مع مثيلتها في النواة الأخرى. وبالنسبة للنوى المتوسطة والثقيلة (A>4) – A هو العدد الكتلي للنواة (Mass number)– تتميز تفاعلاتها بوجود طول موجي قصير جدا يعرف بطول موجي دي برولي (De Broglie wave length) نظراً لأن λ تقل كلما زادت سرعة النوى المتفاعلة أو كتلتها.

ومن أجل أن يحدث تفاعل بين زوج من النوى يجب أن تكون سرعة اقتراب نواة القذيفة (Projectile) من نواة الهدف (Target) عالية نسبيا، لذا فإنه يجب أن نعجل سرعة نواة القذيفة بحيث يمكنها أن تتغلب على حاجز الجهد الكولومي (Coulomb potential) الطارد وتدخل في نطاق تأثير

القوى النووية الجاذبة بين النواتين. لذلك كان من الضروري الاهتمام بتطوير تقنية أجهزة التعجيل وهي ما تسمى بالمعجلات النووية. وخلال الخمسين سنة الأخيرة تم بالفعل تطوير هذه المعجلات لتعطي طاقه تسمح بدراسة تزاوجات متباينة من النوى الثقيلة وأمكن دراسة التفاعلات النووية للنوى الثقيلة وتحليلها بشكل عام بدرجة دقة عالية جدا، إلا أنها مازالت تحتاج لمزيد من التمحيص بالنسبة للنوى الثقيلة جدا.

ومما لاشك فيه أن التفاعلات النووية قد لعبت دوراً رئيساً في التعرف على أساسيات الفيزياء النووية، ولقد تعددت السبل والأساليب النظرية المستخدمة لمعالجة نتائج القياسات العملية للتفاعلات النووية حيث ظهرت عدة نماذج منها النموذج الضوئي والعنقودي ونموذج الطي وغيرها لوصف التفاعلات النووية سنستعرضها لاحقاً بشيء من التفصيل0

1.2 التفاعلات النووية:

Nuclear reactions

التفاعل النووي – كما ذكرنا أعلاه– هو كل ما يحدث عند اقتراب جُسيم نووي (Nuclear particle) من جُسيم نووي آخر على مسافة قصيرة جداً تظهر فيها آثار القوة النوويـــة0

وقسمت التفاعلات النووية إلى صنفين رئيسين [3,4]: تفاعل النواة المركبـــة (Compound nucleus reaction) وتفاعل نووي مباشر(Direct nuclear reaction).

وسنعرج في هذا المقام في عجالة على أهم ما يتمايز به كل صنف عن الآخر.

1.2.1 تفاعل النواة المركبة :

يحدث في هذا النوع من التفاعلات التحام شبه كامل (اندماج) (Fusion) بين الجسيم النووي الساقط (Incident particle) والذي يمثل القذيفة وجسيم الهدف ويكونان معاً نواة جديدة تسمى النواة المركبة وتكون هذه النواة في حالة إثارة (Excitation) لفترة زمنية في حدود 10^{-19} ثانية. هذه الفترة كافية لأن تتوزع طاقة الإثارة وبشكل منتظم إلى حد ما على جميع النيوكليونات التي تحتويها هذه النواة. بعد ذلك سرعان ما تنحل (Decay) هذه النواة وبشكل عشوائي، حيث أن الطاقة التي حصل عليها نيوكليون أو مجموعة من النيوكليونات تكون كافية لهروبها من الارتباط بتلك النواة. لذلك نجد أن النواة المركبة قد تنفلق إلى جسيمين نوويين جديدين يمثلان نواتج التفاعل وربما تنحل لثلاثة جسيمات نووية، وقد يصحب ذلك الانحلال أشعة بيتا أو جاما.وجدير بالذكر أن اعتبار النواة كقطرة سائل طبقا لنموذج قطرة السائل (Liquid drop model) النووي ربما يكون معينا لتصور ما يحدث لهذا النظام. ففي تفاعل النواة المركبة نجد أن القطيرتين المتصادمتين (The two colliding droplets) تتحدان لتكوين قطرة واحدة مركبة والتي نظرا لإثارتها تكون في درجة حرارة عالية0 عندئذ فإن الانحلال أو التبريد (Cooling) لهذه القطرة يمكن أن يحدث من خلال تبخر (Evaporation) واحد أو أكثر من الجسيمات المكونة لهذه القطرة0

ونظرا لأن الفترة الزمنية التي تمر مابين تشكل النواة المركبة وانحلالها تعد طويلة نسبيا وبسبب حركة النيوكليونات المعقدة داخل النواة خلال تلك الفترة فإن النواة المركبة المثارة ربما تفقد ذاكرتها – إن جاز القول – عن الطريقة أو المكونات التي تسببت في نشأتها، وبالتالي فإن قيم احتمالية (Probability) وجود أنماط (Modes) لنواتج ما من هذه النواة تكون مستقلة (Independent) عن بعضها كما أنها لاتعتمد على نوع الجسيمين التي تكونت منهما النواة المركبة.

1.2.2 التفاعل النووي المباشر:

على النقيض مما يحدث في تفاعل النواة المركبة نجد في هذا النوع من التفـــاعلات أن الجســـيم النووي الساقط (القذيفة) يقترب من جسيم الهدف اقترابا هامشيا سريعا لا يسمح بحدوث التحام كامل بـــين الجسمين، لذلك يسمى أيضا هذا النوع بالتفاعل الهامشي (السطحي) (Peripheral reaction) وغالبا ما يتم بطريقة سريعة جدا حيث تكون الفترة الزمنية التي يعبر فيها جسيم القذيفة أبعاد جسيم الهدف في حدود 10^{-22} ثانية أي في حدود 0.001 من الفترة الزمنية في حالة تفاعل النواة المركبة0

وجدير بالذكر أن نوعي التفاعل المباشر والنواة المركبة ليسا منفصلان تماما، بل قد يساهم النوعان في اتمام تفاعل ما بنفس النواتج النهائية. إلا أنه عادة ما تسود احتمالية حدوث تفاعل النواة المركبة عند سقوط قذيفة التفاعل بطاقة منخفضة نسبيا، بينما العكس يحدث عندما تكون طاقة القذيفة عالية نسبيا حيث يكون التفاعل هامشيا أي سطحيا.

عادة ما تصنف التفاعلات النووية المباشرة في نوعين متباينين: تفـــاعلات الاســـتطارة المرنـــة (Elastic scattering) والتي تبقى بها كل من الجسيمات المتفاعلة وطاقة الحركة قبـــــل وبعد التفاعـــل محفوظـــــة لا تتغـــــير، وتفـــــاعلات الاستطـــــارة غير المرنة (Non-elastic scattering). فـــي النوع الثاني من هذه التفاعلات قد يحدث تغير لطاقة النوى المشتركة في التفاعل دون حدوث تغيـــر فـــي عدد بروتوناتها ونيوتروناتها فيسمى التفاعل في هذه الحالة تفاعـــل الاســـتطارة اللامرنـــة (Inelastic scattering)0 وقد تحدث هنا إثارة لإحـــدى النـــواتين المتصـــادمتين أي إثـــارة منفـــردة (Single excitation) أو تحدث الإثارة لكلتيهما فتكون الإثارة متبادلة (Mutual excitation)0 أما فـــي حالـــة حدوث تبادل للنيوكليونات (بروتونات أو نيوترونات) فيما بين النواتين المتفاعلتين بحيث تتولـــد نواتـــان جديدتان من التفاعل فعندئذ يسمى تفاعل إعادة الترتيب (Rearrangement reaction)0 وسنذكر بعض أنواع التفاعلات التي يمكن تفسيرها في ضوء نظرية التفاعلات المباشرة وهي [5-3]:

أ- الاستطارة اللامرنة:

وهنا يفقد الجسيم الساقط بعض طاقته وتأخذها النواة الهدف ، ومن ثم تتحول إلى نواة مثارة بينما ينطلق الجسيم الساقط خارجاً بطاقة معينة ، ومن الأمثلة على هذا التفاعل : تفاعلات (p,p`) .

ب- تفاعل الطرد Knockout reaction :

عندما يتصادم الجسيم مع الهدف فإنه يسبب انطلاق بعض الجسيمات من الهدف نتيجة لانتقال الطاقة من الجسيم إلى الهدف ، ومن الأمثلة على هذا التفاعل : تفاعلات **(p,n)** و**(n,p)** .....الخ.

ج- تفاعل الانتزاع Stripping reaction :

عندما تتصادم جسيمات ذات طاقة ترابط نووي صغيرة كالديوترون مع هدف ما فإن النواة الهدف تتمكن من انتزاع بعض الجسيمات من القذيفة بينما يستمر باقي القذيفة في حركته متجاوزاً النواة الهدف حيث تنطلق البروتونات أو النيوترونات ، ومن الأمثلة على هذه التفاعلات : تفاعلات (d,p) و (d,n).

د- تفاعل الالتقاط Pick–up reaction :

هذا التفاعل هو عكس تفاعل الانتزاع حيث يلتقط الجسيم الساقط على الهدف بعض الجسيمات النووية وبالتالي يغادر النواة كجسيم اخر ، ومن الأمثلة على هذه التفاعلات : تفاعلات **(p,d)** و**(p,α)** .

1.3 كثافة المادة النووية :

Nuclear matter density

يقصد بكثافة المادة النووية عدد النيوكليونات في وحدة الحجم ، أو بشكل أكثر شمولية فإن دالة الكثافة النووية تعني كيفية توزيع المادة النووية حول مركز النواة [2,5].

إن غالب معرفتنا المباشرة بالكثافة النووية يرد إلينا من دراسة استطارة الالكترون ذي الطاقة العالية (High energy electron scattering) والتي نستقي من نتائجها كثافة الشحنة النووية، وبالتالي نستطيع التعرف على توزيع البروتونات داخل النواة. أما بالنسبة لتوزيع النيوترونات داخل النواة فالتعرف عليه يعد أكثر صعوبة نظرا لتعادل شحنة النيوترونات، ولكن بالنسبة للنوى الخفيفة التي يتوفر فيها تساوي عدد البروتونات Z مع عدد النيوترونات N فلا ضير أن نعتبر أن توزيعي البروتونات والنيوترونات لتلك النوى صنوان. أما بالنسبة للنوى التي يكون لها N>Z فإن دالة توزيع النيوترونات تحتاج لمعالجة أكثر دقة حيث سيكون جذر متوسط 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. ولقد وضعت صور رياضية وضعية (Empirical) متباينة استخدمت لتحاكي سلوك تغير توزيع النيوكليونات داخل النواة مع تغير البعد عن مركز النواة [3,4] نذكر فيما يلي أعلاها صيتا وأكثرها استخداما.

1.3.1 صيغة فيرمي (Fermi (FM) form):

هذه الصيغة تتمثل بالعلاقة الآتية

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

حيث ρ_0 هي أعلى قيمة للكثافة بوحدة fm^{-3} وهي بالكاد تساوي قيمة الكثافة عند مركز النواة $(r = 0)$، c نصف قطر النواة بوحدة fm والذي تتراجع عنده قيمة الكثافة إلى نصف قيمتها العظـــمى أي $\rho(c) = \rho_0/2$، أمـــا a فهـو مَعْلـــم (بارامـــتر) الانتشارية (Diffuseness parameter) للدالة بوحدة fm. وعادة ما نقيم نصف قطر النواة من خلال العلاقـــة الخطية $c \sim 1.1\ A^{1/3}$ حيث A هو العدد الكتلي للنواة . و قد تسمى الصـيغة (1-1) بصـيغة فيرمـي ذات المعلمـين (Two-parameters Fermi form) (المعلمان هما c, a) أو بصيغة وودز– ساكسون (Woods-Saxon). الشكل (1-1) يوضح التغير نصف القطري لهذه الدالة، ومدلول المتغيرات الثلاثة ρ_0 و c و a على سلوك الدالة.

1.3.2 الصيغة الجاوسية Gaussian form :

هذه العلاقة مبسطة حيث أنها تعتمد على متغير واحد وتكون في الصورة

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

حيث k هو معلم المدى (Range parameter) بوحدة 0fm

1.3.3 صيغة المتذبذب التوافقي Harmonic oscillator (HO) form:

تتعين الكثافة المعبر عنها بهذه الصيغة بالعلاقة التالية

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

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

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

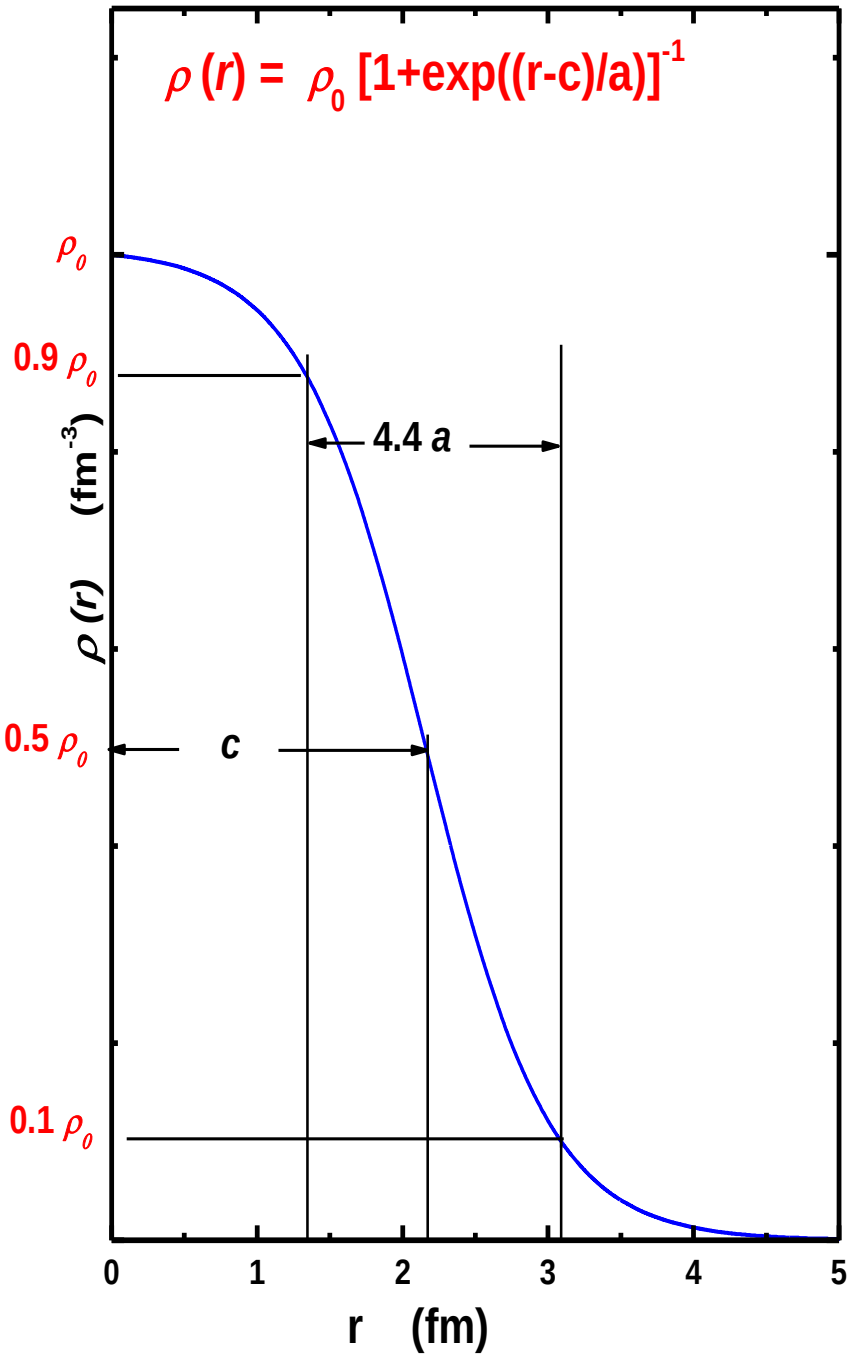
مع القيمة الناتجة من القياسات العملية لاستطارة الإلكترون من النواة. أما قيمة ρ_0 فتتعين من شرط العيارية (Normalization condition) بالعلاقة

$$\int \rho(r) d\vec{r} = A \qquad \textbf{(1-5)}$$

وطبقا للعلاقة (1-5) فإن قيمة ρ_0 في العلاقة (1-1) يمكن أن تعطى بالعلاقة الآتية

$$\rho_0 \cong \frac{3A}{4\pi} / \left(c^3 + \pi^2 a^2 c \right) \qquad \text{fm}^{-3} \qquad \textbf{(1-6)}$$

أما قيمتي ρ_0 المستنتجتين من العلاقتين (1-2) و (1-3) على الترتيب فهما



الشكل (1-1): التوزيع نصف القطري (Radial distribution) للكثافة النووية

تبعا لدالة فيرمي ذات المعلمين

$$\rho_0 = \frac{A}{\pi^{3/2} k^3} \qquad \text{fm}^{-3}, \qquad \textbf{(1-7)}$$

$$\rho_0 = \frac{A\alpha^{3/2}}{\pi^{3/2}} / \left[1+\frac{3\omega}{2\alpha}\right] \qquad \text{fm}^{-3} \qquad \textbf{(1-8)}$$

وباستخدام العلاقة (1-4) يمكن الحصول على قيمة جذر متوسط مربع نصف قطر النـــواة مـــن الصـــيغ الثلاث (1-1) و(1-2) و(1-3) على الترتيب على النحو التالي

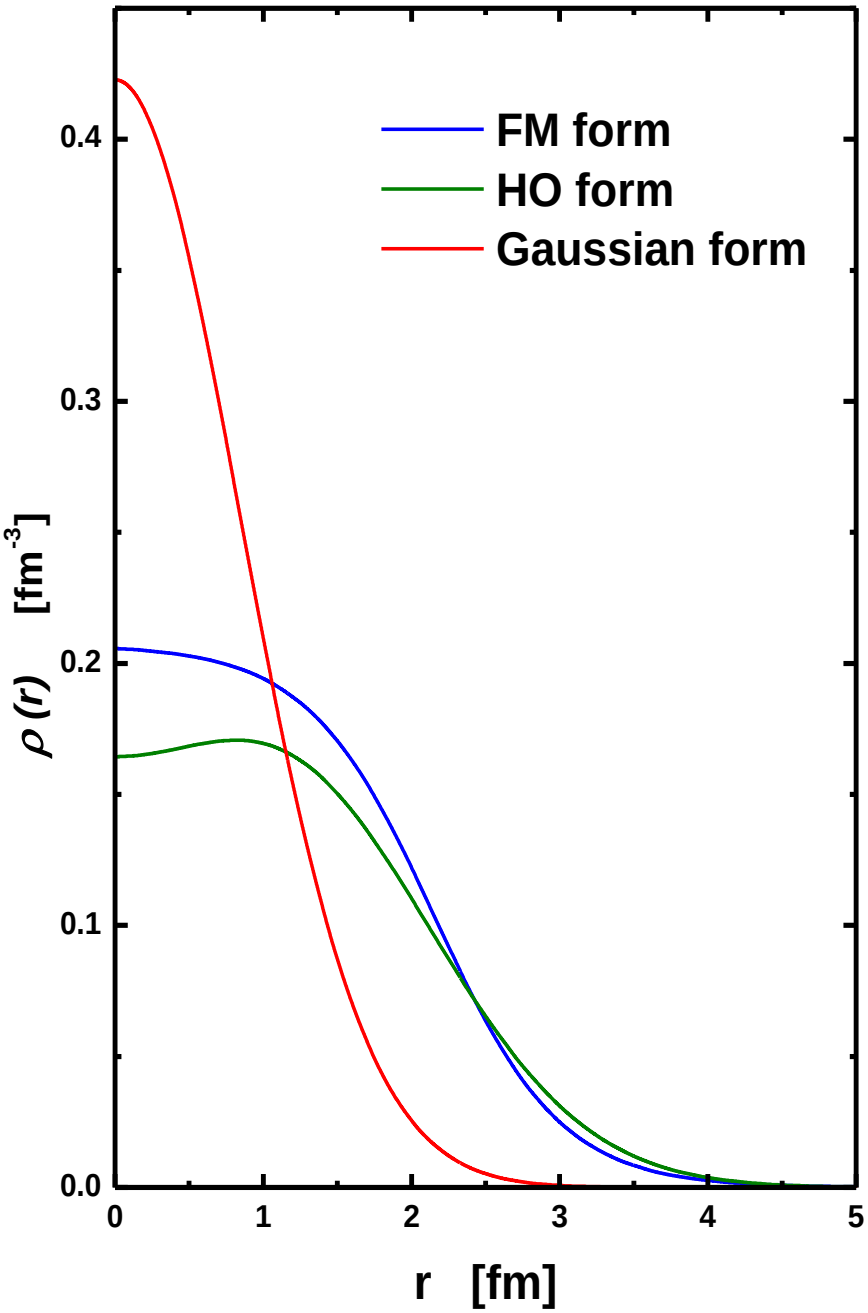
$$\left\langle r^2 \right\rangle^{1/2} \equiv \sqrt{\frac{3}{5}}\, c \left[1 + \frac{7\pi^2 a^2}{3c^2}\right]^{1/2} \qquad \text{fm,} \qquad \textbf{(1-9)}$$

$$\left\langle r^2 \right\rangle^{1/2} = \sqrt{1.5}\, k \qquad \text{fm} \qquad \textbf{(1-10)}$$

$$\left\langle r^2 \right\rangle^{1/2} = \left[\frac{3(1+2.5\omega/\alpha)}{3\omega+2\alpha}\right]^{1/2} \qquad \text{fm} \qquad \textbf{(1-11)}$$

وعادة ما تستخدم الصيغة (1-1) للنوى الثقيلة والمتوسطة بينما تســتخدم الصيـــــــــغة (1-2) للنوى الخفيفة ($A \leq 4$) ، أما الصيغة (1-3) فغالبا ما تصلح للنـــــوى المتوســـطة ($A \sim 10\text{-}30$) [5-7]0

وهناك أيضا صور أخرى لوصف كثافة النواة تستنتج من حسابات النمـــوذج القشـــري (Shell model) الذي سنذكره لاحقا [2]0 الشكل (2-1) يعرض مقارنة بين الصيغ الثلاث للتعرف على سلوك كل منها.



الشكل (2-1) : مقارنة بين دوال الكثافة الثلاث فيرمي والمتذبذب التوافقي والجاوسية الممثلة لنواة الكربون 12.

1.3.4 صيغة فـيرمي المعدلــة (Modified Fermi form):

وقد تسمى هذه الصــيغة أيضــا صــورة فيرمـــــــي ذات المعـــــالم الثـــــلاث (Three-parameters Fermi form) وكما هو واضح من اسمها أنها صورة معدلة من صياغة فيرمي المعرفــة بالعلاقة (1-1)، وتكون في الصياغة الآتية

$$\rho(r) = \rho_0\left(1 + br^2\right)[1 + \exp(\frac{r-c}{a})]^{-1} \qquad \text{fm}^{-3} \qquad \textbf{(1-12)}$$

نلاحظ هنا أننا إذا وضعنا $b = 0$ سنحصل على العلاقة (1-1).

1.3.5 الصيغة الجاوسية المعدلة (Modified Gaussian form):

وبالمثل هذه الصورة معدلة من الصيغة جاوسية (1-2) وتكون على الشكل التالي

$$\rho(r) = \rho_0\left(1 + br^2\right)[1 + \exp(\frac{r^2-c^2}{k^2})]^{-1} \qquad \text{fm}^{-3} \qquad \textbf{(1-13)}$$

ويمكن أن يعبر عن توزيع المادة النووية داخل نواة عنصر ما بأكثر من صيغة. ولكن عادة مــا تستخدم الصيغتين الأخيرتين (1-12) و (1-13) للنوى المتوسطة حيث A=12-90. فعلى سبيل المثــال نجد أن نواة متوسطة الثقل مثل نواة الكربون12 قد استخدم للتعبير عن كثافتها الصيغ الــثلاث: صــيغة

المتذبذب التوافقي وصيغة فيرمي وصيغة فيرمي المعدلة كما أوضحنا في الشكل (1.1)، بينما نجد في المقابل النواة الثقيلة الرصاص 208 لا يستخدم للتعبير عنها إلا صيغة فيرمي.

وتجدر الإشارة إلى أن النيوكليون (بروتون أو نيوترون) المنفرد يعامل – للتبسيط –على أنه جسيم نقطي، وبالتالي يمكن تمثيل كثافة المادة النووية لهذا الجسيم بدالة دلتا ديراك (Dirac delta function) أي

$$\rho_{proton}(r) = \rho_{neutron}(r) = \delta(r) \quad \text{fm}^{-3} \qquad \textbf{(1-14)}$$

ومن سمات دالة ديراك أنها أيضا تحقق شرط العيارية حيث

$$\int \delta(r)\, d\vec{r} = 1 \qquad \textbf{(1-15)}$$

1.4 نماذج التركيب النووي:

Nuclear Structure Models

لقد أجريت الكثير من التجارب لتفسير الظواهر النووية لكنها من التعقيد بمكان بحيث لم يكن بالإمكان حتى الآن إنشاء نظرية مفصلة وشاملة للنوى، وبالتالي فالمشكلة أكثر تعقيدا مما هي عليه للذرة وذلك لسببين:

1- إن القوة النووية نفسها ليست مفهومة مثلما هو حال قوة كولوم، إن دور القوة النووية هو ربط مكونات النواة أما قوة كولوم فهي خاصة بربط النواة بإلكترونات الذرة0

2- إن تفاعل القوة المركزية بين الإلكترونات والنواة هو المسيطر في الذرة، بالمقارنة فإن النواة هي نظام متعدد الجسيمات دون وجود تفاعل قوة مركزية ظاهرة0

وبالرغم من ذلك فقد اقترح الباحثون عدد من النماذج أو نظريات ابتدائية محددة التطبيق، كل نموذج يستطيع وصف مدى معين من الصفات النووية وإلى الآن لازالت المحاولات جارية نحو تطوير نموذج شامل للنواة ، ومن أهم النماذج النووية [2,5]:

1.4.1 نموذج قطرة السائل (Liquid Drop Model):

يعتبر من أقدم النماذج النووية اقترحه نيلز بوهر عام 1937م ، فقد تصور بوهر النواة وكأنها قطرة من السائل حيث تسلك النيوكليونات داخل النواة نفس سلوك جزيئات السائل (molecules) داخل قطرة السائل ، أي أن هناك تشابه كبير بين نواة الذرة وقطرة السائل ، ويمكن ذكر الفروض التي بني عليها هذا النموذج كالآتي:

1- جميع الأنوية لها كثافة نووية واحدة وأن المادة النووية غير قابلة للانضغاط كقطرة السائل ومن ثم فإن نصف قطر النواة R يتناسب مع $A^{1/3}$ أي أن $R = R_o A^{1/3}$.

2- لاتعتمد القوى النووية المؤثرة بين البروتونات أو النيوترونات على الشحنة الكهربية، وهذه خاصة ذاتية للنواة، أي أن القوى بين أزواج البروتونات تساوي القوة بين أزواج النيوترونات 0وعلى كل حال هناك قوة تنافر كهربية بين البروتونات ولكن هذه القوة ذات مدى كبير بالمقارنة مع القوة النووية ذات المدى القصير، كما وأن القوة النووية هي قوة تجاذب كبيرة جداً بالمقارنة مع القوة الكهربية الضعيفة0

3 – القوة النووية ذات طبيعة تشبعية Saturated كماهو الحال في الرابطة الكيميائية، حيث يتفاعل النيوكليون مع عدد محدد من النيوكليونات المحيطة به. وهكذا نجد أن القوة النووية تختلف عن القوى الكهربية بين الشحنات إذ أن الأخيرة تخضع لقانون التربيع العكسي وتعمل عند أي بعد، أما القوة النووية فذات طبيعة تشبعية0

ولعل أهم نجاح حظي به هذا النموذج هو استطاعته حساب كتلة النواة وذلك باستخدام معادلة طاقة الترابط النووي ، ومن أجل ذلك لابد من معرفة ماالمقصود بطاقة الترابط النووي؟ تعرف طاقة التـــرابط النووي على أنها الطاقة التي تُفقد عند تكوين النواة من مكوناتها الأساسية (البروتونات والنيوترونات) كما ويمكن تعريفها أيضاً على أنها الطاقة اللازمة لتفكيك النواة إلى مكوناتها الأساسية0 ووفق معادلة أينشتاين فإن:

$$\Delta E = \Delta m c^2$$

حيث ΔE هي الطاقة الناتجة عن تحول الكتلة Δm0

فإذا كانت لدينا نواة كتلتها ${}^{A}_{Z}M$ وكتلة البروتونات الموجودة فيها هي Zm_p (حيث m_p هـــي كتلة البروتون الواحد) وكتلة النيوترونات الموجودة بها هي Nm_n (حيث m_n هي كتلة النيـــوترون الواحد) فإن فرق الكتلة Δm يعطى بالعلاقة :

$$\Delta m = [(Zm_p + Nm_n) - {}^{A}_{Z}M]$$

ومنها ينتج أن طاقة الترابط النووي B تعطى بالعلاقة :

$$B = [(Zm_p + Nm_n) - {}^{A}_{Z}M]c^2$$

وهذه المعادلة تمكننا من حساب طاقة الترابط النووي لأي نواة لو عرفت كتلتها وكتل مكوناتهـــا، وتقـــدر القيم السابقة بوحدات الكتل الذرية (و ك ذ) (amu)، وحيث أن هذه الوحدة تعـــادل 931.5 MeV فإنـــه يمكن حساب B مباشرة بوحدات الطاقة وذلك من العلاقة :

$$B = [(Zm_p + Nm_n) - {}^{A}_{Z}M] \times 931.5 \ MeV$$

يمكن حساب طاقة الترابط النووي لكل نيوكليون (B/A) وتساوي خارج قسمة طاقة الترابط النووي الكلية للنواة على مجموع عدد البروتونات والنيوترونات بها (أي عدد الكتلة A) حيث نجد أن هذه القيمة تتراوح

بين (7.5 - 8.5 MeV) لمعظم العناصر ، وذلك باستثناء عدة عناصر خفيفة. وبإضافة بعض الحدود للمعادلة السابقة لتصحيح الكتلة تبعاً لنموذج قطرة السائل(حيث يختص الحد الأول المضاف بالحجم والثاني بالتوتر السطحي والثالث بتأثير كولوم والرابع يسمى حد التماثل والخامس حد التزاوج والسادس حد القشرة المهمل عادة) نحصل على الصورة النهائية لمعادلة طاقة الترابط النووي وهي كالآتي:

$$B = 15.7A - 17.8A^{2/3} - \frac{0.6Z^2}{A^{1/3}} - \frac{20(N-Z)^2}{A} \pm \frac{125}{A}$$

1.4.2 نموذج القشرة النووية (Shell Model):

في هذا النموذج يمكن تصور النواة على أنها تتألف من نيوكليونات تترتب في أغلفة معينة مثله في ذلك مثل الأغلفة الذرية للإلكترونات، ويتحرك كل نيوكليون حركة مستقلة عن الآخر ولكنها تتحرك جميعها في المجال (الجهد) النووي الناتج عنها جميعاً ، أي أن كل نيوكليون يتأثر بمجال النواة ككل بدلاً من التأثر بمجالات النيوكليونات المنفردة كما هو الحال في(نموذج قطرة السائل). هذه الصفة أدت في نموذج القشرة النووية إلى أن تتشابه الحالة النووية مع الحالة الذرية0ففي الحالة الذرية ، نجد أن الالكترونات تتواجد في حالات كمية دورية معينة وأنه لايمكن لأكثر من الكترون أن يشغل نفس الحالة الكمية (ذلك لأن الالكترونات عبارة عن فيرميونات أي تخضع لمبدأ باولي للاستبعاد)0 فالالكترونات في الذرة تشغل قشرات تتحدد بأعداد كمية معينة، كما أن درجة إشغال القشرة الخارجية تحدد الصفات الكيمائية للذرات فقد وجد أن القشرات الخارجية للذرات ذات الأعداد الذرية (Z=2,10,18,36,54,86) تكون مشبعة وبالتالي تكون التراكيب الالكترونية لهذه الذرات الأكثر استقراراً. وهذا يفسر صفة الخمول

للغازات النادرة حيث تكون مدارات هذه الذرات مقفلة وتكون الذرات مستقرة بصورة كبيرة وجهد تأينهـا كبير مقارنة مع العناصر التي قبلها أو بعدها في الجدول الدوري0

إن التركيب النووي – طبقاً لنموذج القشرة النووية – يماثل التركيب الذري مـن حيـث تواجـد النيوكليونات داخل النواة في مدارات (مثل مدارات الالكترونات)، وقد وجد أيضـاً أن الأنويـة الأكثـر استقراراً هي الأنوية التي لها رقم محددة للعدد الذري Z أو لرقم الكتلة A. لقد لـوحظ أن بعـض الأنوية تتمتع باستقراركبيروهي تلك التي تحتوي على الأعداد :

(2,8,20,28,50,82,126,184) من البروتونات أو النيوترونات وقد أطلق على هذه الأرقـام الأرقـام السحرية (Magic numbers) ويطلق على الأنوية التي تحتوي على هذه الأعـداد السـحرية بالأنويـة السحرية (Magic nuclei) 0

1.4.3 النموذج الضوئي (Optical model):

عندما تقترب نواة مركبة (أو حتى نيوكليون واحد) من نواة أخرى في مدى قصير يسمح بظهور تأثير القوى النوويـة فإن معالجـة هذه المسألة عديدة الجسيمات (Many-body problem) يكون معقدا جدا من وجهة النظر الرياضية، لذلك يتم تقريب هذا الوضع لمسألة خاصة بجسيمين (Two-body problem) هما القذيفة والنواة مع اهمال التركيب الداخلي لأي منهما، وهذا التبسيط يمكـن أن يتحقـق بافتراض وجود جهد نووي بين النواتين المتصادمتين هو ما يسـمى بجهـد أيـون– أيـون (Ion-ion potential)0

ولقد وضع فيشباخ (Feshbach) [5] نموذجاً عرف فيما بعـد بـالنموذج الضـوئي النـووي (Nuclear optical model) صار من أنجح وأبسط النماذج التي تعالج هذا الوضع حيث ظهرت فكـرة استخدامه أولا لتحليل تفاعل نيوكليون مع نواة ثم سرعان ما تطور ليعالج التفاعل بين نواتين مركبتين عند

طاقات مختلفة [4]. لقد تم تطبيق هذا النموذج خلال الخمسين سنـــة الأخيرة بنجاح ملموس نسبيا لتحليل نتائج تفاعلات قذائف البيونات (Pions) والقذائف المركبة (Composite projectiles) [6-8].

عندما وضع النموذج الضوئي كان المقصود منه تحليل الاستطارة المرنة للتفاعل ولكـــن نظـــراً لوجود امتصاص لبعض أجزاء شعاع القذيفة الساقط فكان لابد من أن يؤخذ هذا الأمر في الاعتبار، لذلك افترض وجود جهد نووي مركب بحيث أن الجزء الحقيقي منه يعالج الاستطارة المرنة بينما يكون الجزء التخيلي مسئولاً عن تفسير الامتصاص الذي حدث في حزمة جسيمات القذيفة عند ســـقوطها علـــى نـــواة الهدف، وهذا الوضع يشبه إلى حدّ كبير ما يحدث لشعاع ضوئي يسقط على كرة بلورية من مادة عاكســـة كاسرة فيحدث أن ينعكس جزء من هذا الشعاع بينما يمتص جزء آخر منه ولذلك يتم التعامل رياضيا مـــع معامل انكسار مركب لهذه المادة حتى يمكن تفسير الجزء الذي امتص من الشعاع الساقط ومن هنا جاءت تسمية النموذج الضوئي النووي للتماثل بين ما يحدث للشعاع النووي الساقط والشعاع الضوئي الساقط من انعكاس وامتصاص في آنٍ واحد [6]0

ولتفسير التشتت والامتصاص الناتج للجسيمات يفترض أن الجهد النووي يتكون مـــن جـــزئين ، أحدهما حقيقي ***V(R)*** وهو المسؤول عن تشتت الجسيمات الساقطة على النواة والآخر تخيلي ***W(R)*** وهو المسؤول عن امتصاص الجسيمات 0 وبالتالي يكتب الجهد النووي ***U(R)*** على الصورة :

$$U(R)=V(R)+iW(R) \qquad (1\text{-}16)$$

لقد

بذلت محاولات دؤوب للتعرف على الشكل الرياضي الدقيق للقوة النووية التي تجذب جسيم نـــــووي لجسيم نووي آخـــــر، حتى يتسنى الاستدلال على طاقة الوضع (Potential energy) النووية فيما بينهما أوالجهد النووي، ولكن للأسف إلى يومنا هذا لم يهتد الباحثون 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 افتراض وجود جهد بين الأيونين المتفاعلين (Ion-ion potential) لتفسير السمات المشتركة للتفاعلات النووية مثل الاستطارة المرنة والاستقطاب (Polarization) والامتصاص (Absorption).

لقد صيغت صور رياضية ظاهرية (وضعية) (Phenomenological) [3,6-9] لوصف الجزء الحقيقي $V(R)$ من الجهد النووي، حيث R هي المسافة الفاصلة (Separation distance) بين نواتي القذيفة والهدف. أشهر هذه الصور صيغة وودز – ساكسون التي تصاغ كالآتي

$$V(R) = -V_0 /[1 + exp(\frac{R - R_0}{a_0})]^n \qquad \text{MeV} \qquad (1\text{-}17)$$

حيث V_0 تمثل عمق (Depth) بئر الجهد (Potential well)، R_0 يمثل نصف قطر الجهد ويعين من العلاقة

$$R_0 = \begin{cases} r_0 A_T^{1/3} & for \quad A_P \le 4 \\ r_0 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) & for \quad A_P > 4 \end{cases} \qquad \text{fm} \qquad (1\text{-}18)$$

حيث r_0 معلم نصف القطر و A_P هو العدد الكتلي للقذيفة و A_T هو العدد الكتلي للهدف. أما a_0 فهو معلم انتشارية الجهد الحقيقي بوحدة fm. يؤخذ الأس n عادة بإحدى القيمتين 1, 2.

أيضا يصاغ الجزء التخيلي من الجهد في صورة وضعية في صورة جهد حجمي (Volume potential) $W_V(R)$ كما بالعلاقة (1-17) أو جهد سطحي (Surface potential) W_S (R) أو بتوليفة من كليهما في الصورة

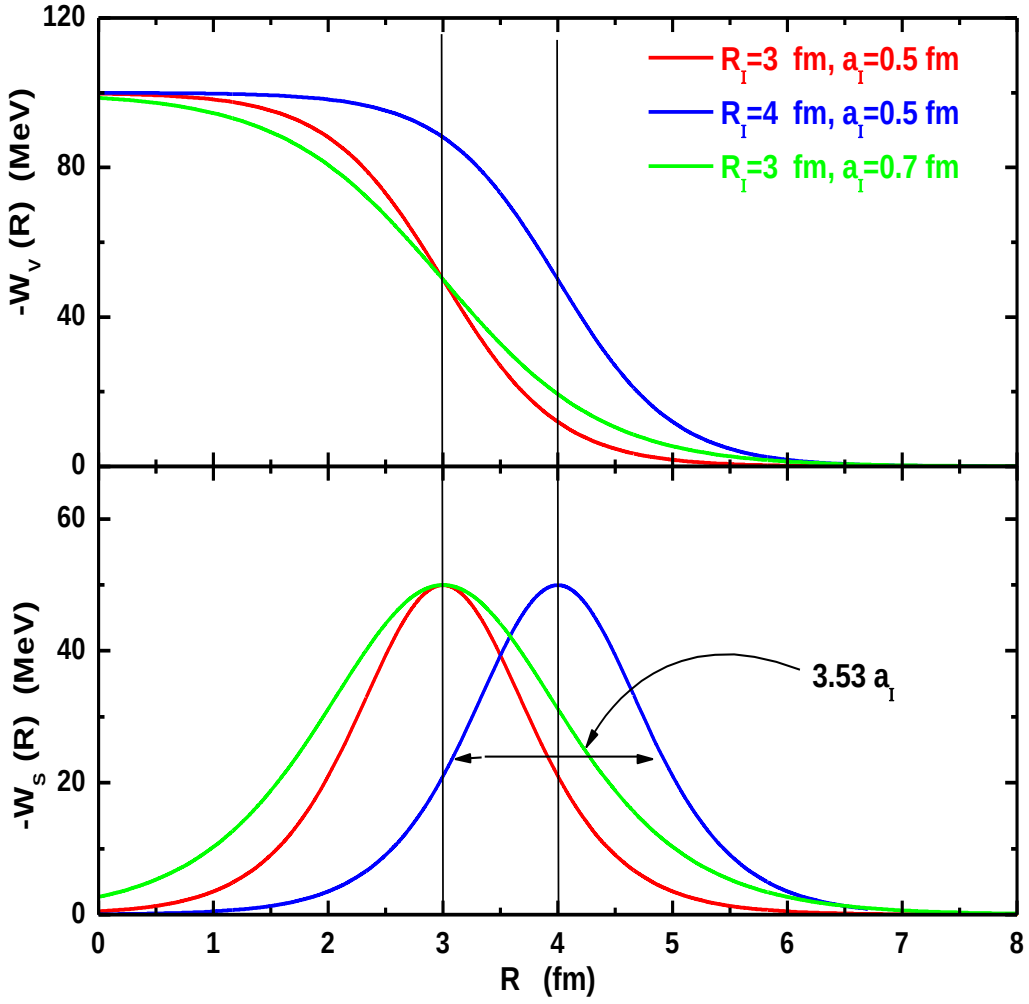
$$W(R) = -W_v(R) - W_s(R)$$
$$= -(W_0 - 4W_S a_I \frac{d}{dR}) \; [1 + exp(\frac{R - R_I}{a_I})]^{-1} \qquad \text{MeV} \quad (1\text{-}19)$$

حيث W_S و W_0 هما عمقا الجزأين الحجمي والسطحي على الترتيب، وتصاغ قيمة نصف القطر R_I بطريقة مماثلة لما تم في المعادلة (1-18)0 وقد تسمى الصيغة السطحية بالصيغة التفاضلية (Derivative). الشكل (1-3) يوضح مقارنة بين سلوكي جهدي وودز– ساكسون في الصورتين الحجمية والسطحية (التفاضلية) في العلاقـــــة (1-19). نلاحظ من الشكل (1-3) أنه عندما $R=R_I$ فإن قيمة الجهد الحجمي تساوي نصف القيمة العظمى بينما تبلغ قيمة الجهد ذروته في حالة الصيغة السطحية، وهذا يوضح لماذا سميت هذه الصيغة بالسطحية حيث يسود الجهد على السطح وتتوارى قيمته في منطقة المركز عند $R=0$ 0 الشكل يوضح أيضا تأثير تغيير قيمة معلم الانتشارية على سلوك كلا الصيغتين0

ولقذائف ذات مغزلية غير صفرية يضاف أيضا جهد ناشيء عن الحركتين المغزلية والمدارية يسمى الجهد المغزلي المداري (Spin-orbit potential). يعبر عن هذا الجهد بالعلاقة

$$V_{so}(R) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi C}\right)^2 (V_{so} + iW_{so}) \frac{1}{R} \frac{d}{dR}[1 + exp(\frac{R - R_{so}}{a_{so}})]\vec{L}.\vec{\sigma} \quad \textbf{MeV(1-20)}$$

حيث V_{so} و W_{so} هما عمقا الجزأين الحقيقي والتخيلي لهذا الجهد على الترتيب، $\lambda_c = (\frac{\hbar}{m_\pi C})$ هو طول كمبتون الموجي للبيون (**Pion Compton wavelength**) ويساوي تقريبا $\sqrt{2}$ fm، m_π هي كتلة البيون، $\hbar$ ثابت بلانك Cهي سرعة الضوء في الفراغ. $\vec{L}\cdot\vec{\sigma}$ هو الضرب القياسي لمتجهي الحركتين المغزلية والمدارية. ولقد أشير في أكثر من دراسة [9,10] إلى أن المقطع المستعرض التفاضلي للاستطارة المرنة يكاد يكون عديم الحساسية لوجود الجهد المغزلي المداري، بينما تظهر أهمية اعتبار هذا الجهد عند دراسة استقطاب (Polarization) جسيمات القذيفة.



الشكل (3-1): مقارنة بين صيغتي وودز- ساكسون الحجمية والسطحية في العلاقة (19-1)

كذلك لا ننسى اعتبار الجهد الكهروستاتيكي الناشيء عن تنافر شحنتي القذيفة والهدف الموجبتين والذي يسمى بجهد كولوم (Coulomb potential)0 وبافتراض أن الشحنة موزعة كرويا بانتظام فإننا يمكن أن نعبر عن هذا الجهد في الصورة

$$V_C(R) = \begin{cases} \dfrac{Z_P Z_T \ e^2}{2R_C}\left(3 - \dfrac{R^2}{R_C^2}\right) & for \quad R \le R_C \\ \dfrac{Z_P Z_T \ e^2}{R} & for \quad R \ge R_C \end{cases} \qquad \textbf{MeV} \qquad \textbf{(1-21)}$$

حيث يعين نصف قطر كولوم R_c تبعا للعلاقة (1-18) و Z_P , Z_T العددان الذريان هما لنواتي الهدف والقذيفة على الترتيب 0

وبذلك وبناء على العلاقات المذكورة أعلاه يصبح الجهد الكلي المتبادل بين نواتي القذيفة والهدف في الصورة

$$U(R) = V(R) + iW(R) + V_C(R) + V_{SO}(R) \qquad \textbf{MeV} \qquad \textbf{(1-22)}$$

تضبط قيم المتغيرات $V_0, R_0, a_0, W_0, W_s, R_I, a_I, n, V_{SO}, W_{SO}, R_{SO}, a_{SO}$ في العلاقات (1-21)-(1-17) لتعطي نتائج تتفق مع ما يتم الحصول عليه من القياسات التجريبية للاستطارة0 ويستخدم في هذه المعالجة حساب قيمة المعيارأو المحك (Criterion) χ^2 المعرف بالعلاقة

$$\chi^2 = \frac{1}{N_D} \sum_{i=1}^{N_D} \left[\frac{\sigma_{th}(\theta_i) - \sigma_{exp}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{exp}(\theta_i)} \right]^2 \qquad \textbf{(1-23)}$$

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 اتفاق بين القيم المحسوبة نظريا والقيم المقاسة عمليا، وإن كان هذا المعيار ليس صادقا دائما [8,10] فقد يعوز

الباحث التمحيص بالرؤية المباشرة للتأكد من مدى الاتفاق بين نتائج كل من الحسابات النظريـــة والقـــيم العملية0

يشوب هذه الصيغ الوضعية كما هو واضح أعلاه تعـــدد المعـــالم الحـــــــرة (Free parameters) المستخدمة فيها. كما أدى وجود هذه المعالم الحرة إلى ظهور صنفين من المعوقات عرفت بالغموض (Ambiguities) في هذه الصيغ [12-10]، وهما الغموض المنفصلة (Discrete ambiguities) والغموض المتصلة (Continuous ambiguities). النوع الأول يعني الحصول على نفس التوافق مع القيم العمليـــــــة من خلال استخدام عدد من مجموعات المعالم (Sets of parameters) المنفصلة أي غير مرتبطة ببعضها، وهنا يصعب الحكم على أي من المجموعات المستنتجة هي الأصدق في التعبيرعن الجهد النووي. في النوع الثاني أيضا نحصل على التوافق مع القيم العملية رغم تغير أحد المعالم خلال مدى متصل معين نظير تغير مرافق في معلم آخر في نفس المجموعة، وهنا أيضا يحار الباحث أي القيم لهذه المعـــالم يختار ليحـــدد بها الجهـــد النووي قيـــد الدراسة. من أجـــل ذلك لجأ العديـــد من الباحثين [14-9] إلى التعامل مع صيغة مجهرية أي ميكروسكوبية (Microscopic) تستمد جوهرها من خلال استخدام تفاعل (تأثير) فعال لنيوكليون مع نيوكليون (Effective nucleon-nucleon interaction) يعمم على جميع تفاعلات أزواج النيوكليونات التي يكون فيها أحد الزوجين من نيوكليونات القذيفة والآخر من نيوكليونات الهدف ، وهذا لا يتأتى إلا بتكامل هذا التفاعل مع كثافتي المادة النووية لنواتي القذيفـــــة والهـــدف. هـــذا ما اتفـــق على تسميتـــه بجهـــــد الطي المـــــزدوج (Double folding potential). هذه المعالجة تشبه إلى حد كبير النهج الذي ننتهجه عندما نريد حساب الجهد الكولومي بين جسمين مشحونين فنلجأ إلى إجراء تكامل على

التأثير الكولومي (Coulomb interaction) [الذي يعبر عنه بدلالة $1/R$] مع كثافتي توزيع الشحنة لهذين الجسمين.

1.4.3 نموذج الطي (Folding model):

وضع الباحثون تصورا للجهد النووي المتبادل بين النواتين المتصادمتين سمي فيما بعد بنموذج الطي المزدوج (Double folding model) وذلك لاستخلاص صياغة (مجهرية) ميكروسكوبية لهذا الجهد. 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 جهد التفاعل من خلال التكامل الثنائي الممثل بالعلاقة التالية [8]:

$$V_{DF}(R) = \int \rho_P(r_1)\rho_T(r_2)V_{nn}\left(\left|\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2\right|\right)d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad \text{MeV} \quad (1\text{-}24)$$

حيث ρ_T, ρ_P

هما كثافتي القذيفة و الهدف على الترتيب، V_{nn} هو التفاعل لنيوكليون من القذيفة مع نيوكليون من الهدف

0 نلاحظ هنا أن العنصرين الحجميين يجعلان التكامل في

العلاقة السابقة سداسيا حيث أن

$$d\vec{r}_1 = \int_0^{\infty} r_1^2 dr_1 \int_0^{\pi} \sin\theta_1 \, d\theta_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \qquad \text{fm}^3 \qquad (1\text{-}25)$$

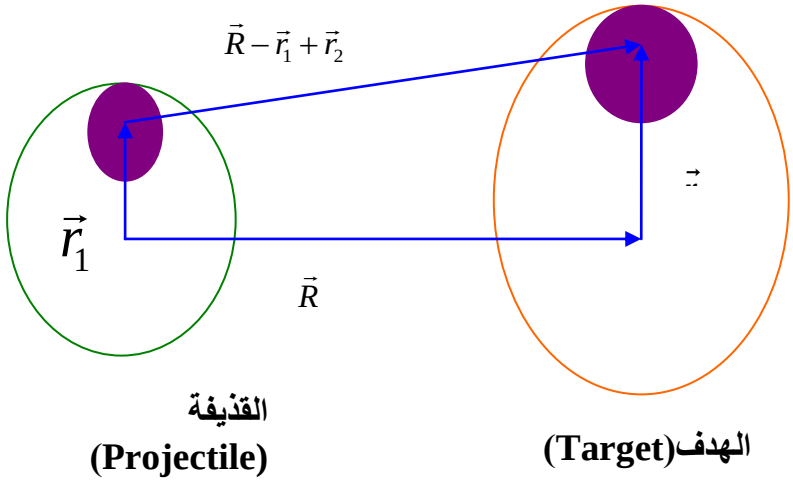
وبالمثل للعنصر التفاضلي الثاني $0\, d\vec{r}_2$

ولقد استخدم هذا النموذج بنجاح ملموس في تحليل كثير من نتائج التفاعلات النووية [8,10-14]0

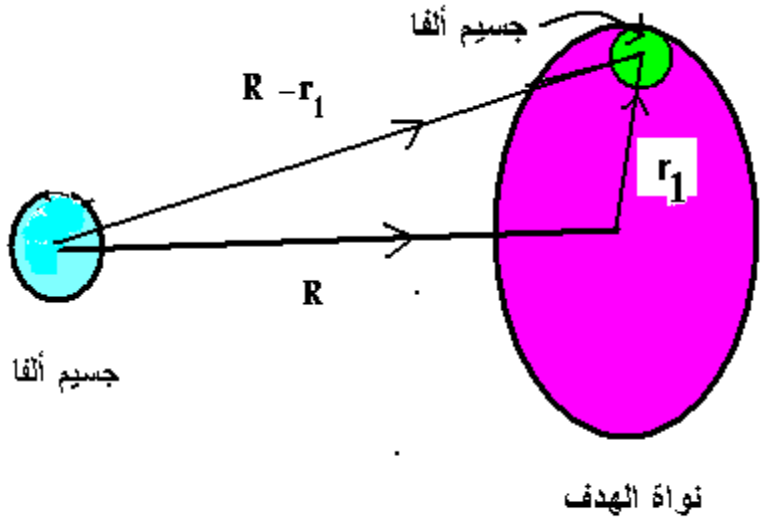
أما إذا كانت القذيفة المستخدمة في التفاعل بروتونا أو نيوترونا فيمكن صياغة علاقة الجهد في إطار الطي المنفرد (Single folding model) على النحو التالي

$$V_{SF}(R) = \int \rho_T(r_2) V_{nn}(|\vec{R} - \vec{r}_2|) d\vec{r}_2 \qquad \text{MeV} \quad (1\text{-}26)$$

الشكلان (1-4) و(1-5) يوضحان الإحداثيات المستخدمة في نموذجي الطـــي المـــزدوج والطي المنفرد على الترتيب



الشكل (1-4): الإحداثيات المستخدمة في نموذج الطي المزدوج0



الشكل (5-1) : الإحداثيات المستخدمة في نموذج الطي المنفرد.

نجد أن تمثيل نواتي القذيفة والهدف قد أخذ في الاعتبار في نموذج الطي المزدوج بينما تمثيل كثافة نواة القذيفة قد أهمل تماماً في نموذج الطي المنفرد 0هذا النموذج مفيد للتطبيق في حالة تفاعل نيوكليون أو جسيم ألفا مع نواة الهدف حيث تكون دالة الكثافة النووية الوحيدة المستخدمة هي لنواة الهدف فقط.

تجدر الإشارة إلى أن الجهد النووي المركب يلعب في معادلة شرودنجر للجسيم الواحد (One-body Schrödinger equation) دور طاقة الوضع كما ذكرنا أعلاه، وعندما يكون الجهد التخيلي كبيرا جدا يكون الامتصاص قويا (Strong absorption) وينظر عندئذ لنواة الهدف على أنها 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 المقطع المستعرض معتمدا على كلا الجهدين الحقيقي والتخيلي وعندها تظهر على سلوك المقطع المستعرض تأثيرات التداخل المميزة (Characteristic interference effects). إن كلا الجزأين الحقيقي والتخيلي من الجهد

المركب يشوهان (Distort) ويُحيدان (Diffract) موجة القذيفة الساقطة وبالتالي كلاهما يشارك في تعيين قيمة سعة الاستطارة المرنة (Amplitude) التي سنناقشها تفصيلا في بند لاحق0

يكون الجهد الحقيقي عند الطاقات المنخفضة مشابها للجهد المستخدم في حالة النموذج القشري النووي، والجهد التخيلي يؤثر على الموجة الساقطة ويضعفها0 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 النواة0 إلا أنه مع زيادة الطاقة نجد أن امتصاص الموجة الساقطة يحدث بشكل منتظم خلال كل حجم النواة وليس عند السطح فقط.

1.4.4 نموذج ألفا العنقودي (Alpha-cluster model):

مما لا شك فيه 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 (Alpha cluster structure) للنوى منذ عام 1937م [15]. ولقد لاقت هذه الفكرة ترحيبا ونجاحا كبيرين بعد ذلك [16-22].

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 النيوكليونات فيما بينها. ولقد تأكد هذا

السلوك بشكل ملموس في منطقة سطح النواة حيث تجنح النيوكليونات للتحوصل في شكل عناقيد ألفوية0 لكن هذا لم يثبت في المنطقة الداخلية للنواة [16]. 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 جدا0

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 أعلاه 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 ($^{12}C=3\alpha$) وكذلك للنوى الأخرى الأوكسجين 16 ($^{16}O=4\alpha$) والذي أمكن تطبيقه على نوى المغنسيوم- 24 والسيليكون- 28 والكبريت- 32 وكذلك الكالسيوم- 40 فتتمثل بالتراكيب ($^{24}Mg=6\alpha$, $^{28}Si=7\alpha$, $^{32}S=8\alpha$, $^{40}Ca=10\alpha$) . أيضا يمكن تصور النواة على أنها ممثلة بالتركيب $4n_\alpha+d$ حيث d=1-3 [20,21].

إلا أنه لوحظ ظهور قصور كبير في تطبيق هذا النموذج في المدى المحدود ($n_\alpha=2$) لنواة البريليوم 8 (^{8}Be) 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 $A=4n_\alpha-1$ [21]0

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 العنقودي0

والعجيب في الأمر أن نموذج ألفا العنقودي سجل نجاحا جديدا مع اكتشاف ظاهرة النوى الهاليـــة0 فلقـــد أمكن بنجـــاح وصف تركيب النواتين الهاليتين ^{6,8}He على أنهما α+2n ، α+4n على الترتيب [23]0

وانطلاقا من نموذج ألفا العنقودي يمكن صياغة جهد نواة – نواة في صياغة مماثلة لتلـــك التـــي عرضت لجهد الطي المزدوج (1-24) على النحو التالي

$$V(R) = \int \rho_P^C(r_1)\rho_T^C(r_2)V_{\alpha\alpha}\left(\left|\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2\right|\right)d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad \text{MeV} \quad (1\text{-}27)$$

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

كما هو واضح من العلاقة (1-24) فإن اشتقاق جهد الطي المزدوج يُستمد من ثلاثة مدخلات رئيسة هي كثافتا نواتي القذيفة والهدف وتأثير النيوكليون – نيوكليون الفعال الذي يمثل لب الصياغة. ولقد عرضنا في البند (1-4) الصور المختلفة لكثافة النوى المتباينة. الآن نتساءل ما المقصود تحديدا بالتأثير الفعال للنيوكليون – نيوكليون؟ هذا ما سنحاول الإجابة عليه في البند التالي0

1.5 التأثير الفعال لنيوكليون مع نيوكليون:

إن التأثير (الجهد) المتبادل بين نيوكليون حر (غير مرتبط بنواة ما) وآخر مماثل له يعرف بالتأثير الأعزل أو المجرد (Bare interaction)0 هذا التأثير يصلح للاستخدام في تحليل استطارة نيوكليون عن نيوكليون0 لكن ذلك 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 الفعلي (Effective) [9].

إن النوع الأول من التأثير يكون دائما أشد – ربما قد يصل إلى الضعف أوأكثر – من التأثير في الحالة الثانية. لذلك لم يكن مجديا أن يستخدم تأثير النيوكليون – نيوكليون المجرد في اشتقاق جهد الطي المتبادل بين نواتي القذيفة والهدف حيث أن فيه تجاوزا للواقع بتجاهل الوسطين النوويين في النواتين المتصادمتين أي المحيطين بهذين النيوكليونين. ومن جهة أخرى هناك مفارقة أخرى يجدر الانتباه إليها وهي أن هذا التأثير المجرد يصبح تنافريا (Repulsive) عند المسافة البينية أقل من 00.5 fm لذلك كان من الأحرى أن يستخدم النوع الثاني (الفعال) لأن فيه تجسيد للقوة النووية الحقيقية المتبادلة بين نيوكليون في نواة القذيفة وآخر في نواة الهدف (Realistic nucleon-nucleon force)0

من أجل ذلك فلقد استنبط الباحثون صورا متعددة لهذا التأثير الفعلي حتي يتسنى استخدامها في اشتقاق الصياغة الميكروسكوبية للجهد بين نواتين. ومن هذه الصور تأثيرات اختصرت مسمياتها للتيسير في الرموز التالية M3Y [8,10,24] وDDM3Y [10-14,25] وJLM [13,26-28] وS1Y [13,29] و KH [13,30] و SBM [31-33] وغيرها.

إن الدراسة الحالية ستتبنى استخدام نموذج الطي المزدوج المبني على تأثير (JLM) لتوليد الجهود الضوئية النووية لجسيمات ألفا مع النوى قيد الدراسة، لذلك سنقصر التنويه هنا على هذا التأثير، ولا نجد ضرورة لسرد تفصيل عن التأثيرات الأخرى ويمكن الإحاطة بها بالاطلاع على المراجع المذكورة أعلاه لمعرفة الفروق الرئيسة فيما بينها.

1.5.1 تأثير JLM :

إن هـــذا التأثــير مبني على المصفوفــة G الفعليــة طبقــا لجهـــد القلــب اللين لريد (Reid soft core) وحسابات بريكنر– هارتري– فوك (Brueckner-Hartree-Fock) [26]، ونظرا لأن الذي استنتجه ثلاثة من العلماء البلجيكيين وهم جيكن وليجن وماهو Jeukenne, Lejeune and Mahaux عام1977 م [26] فقـــد سمي بتأثـــــير JLM 0 يتميزهذا التأثير بأنه مرتبط في مضمونه بطاقة المقذوف والكثافة النووية لنواة الهدف، هذا بالإضافة إلى اشتماله على حد التأثير شبيه القياسي (Isoscalar) وآخر لشبيه المتجه (Isovector) وكذلك حد تصحيح كولومي (Coulomb correction). أيضا يميز هذا التأثير عما سواه أنه يقدم توليفة من تأثيرين متباينين أحدهما حقيقي والآخر تخيلي، مما ييسر استنتاج جهدي طي مزدوج أحدهما حقيقي يختلف في فحواه عن نظيره التخيلي. ويجدر التنويه إلى أن هذا التأثير استنتج ليكون صالحا لوصف استطارة قذيفة لها طاقة حركـــة فـــي المدى 10-160 0MeV/nucleon

يصاغ هذا التأثير في صورة مركبة بالعلاقة

$$V_{nn} = [G(\rho_P, \rho_T, E) + iW(\rho_P, \rho_T, E)]h(s) \qquad \text{MeV} \qquad (1\text{-}28)$$

حيث

$$G(\rho_P, \rho_T, E) = [1 - \beta_R \rho_P] V_1(\rho_T, E) \qquad \text{MeV.fm}^3 \qquad (1\text{-}29)$$

$$W(\rho_P, \rho_T, E) = [1 - \beta_I \rho_P] W_1(\rho_T, E) \qquad \text{MeV.fm}^3 \qquad (1\text{-}30)$$

$$h(s) = \frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} exp(-s^2/t^2) \qquad \text{fm}^{-3} \qquad (1\text{-}31)$$

بمعلومية أن

$$S = \left| \vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2 \right|$$

حيث t هو معلم المدى ويساوي 1.2 fm، وتفصيل الدالتين V_1, W_1 معروض في المرجع [26]. عادة ما يضبط المتغيران β_R و β_I للحصول على أفضل اتفاق مع القيم العملية0