

# دراسة الأيقاف والتطوح النووي للأيونات الثقيلة السريعة باستخدام جهد توماس- فيرمي

## Investigation the Nuclear stopping and Straggling of Swift heavy Ions Using Thomas- Fermi Potential

م.م. زينب شاكر ناصر  
قسم الفيزياء/ كلية العلوم/ الجامعة المستنصرية  
بغداد- العراق

Asis. Luct. Zainab SH. Nasir  
Department of Physics, College of Science, Al-Mustansirya  
University, Baghdad, Iraq

### المستخلص

في الدراسة الحالية تم وضع معادلة تعتمد على المقطع العرضي التفاضلي للأيقاف النووي  $d\sigma_n$  لحساب التطوح النووي لفقدان الطاقة من أيون اليورانيوم  $^{235}\text{U}_{92}$  والمتفاعل مع نواة الألمنيوم  $^{26}\text{Al}_{13}$  وكذلك الذهب  $^{197}\text{Au}_{79}$ . هذه المعادلة تربط العلاقة بين التطوح النووي وطاقة الأيون الساقط وعدده الذري. النموذج النظري الحالي لهذا العمل هو افتراض أن نواة الهدف ساكنة والجهد بين الأيون والنواة و هو جهد توماس- فيرمي وتم تطبيقه بمراتب أسية مختلفة للمعامل  $\alpha$ . النتائج التي تم الحصول عليها لتطوح فقدان الطاقة من أيون اليورانيوم سواء في الهدف العالي الكثافة (الذهب Au) او الهدف الواطئ الكثافة (الألمنيوم Al) كانت متوافقة مع النتائج العملية لدراسات سابقة. المعادلات الأساسية تم كتابتها بلغة Fortran 90 تم تنفيذها بالبرنامج CVF6.6

### Abstract

In the present work we has been proposed an equation depends on unclear differential stopping cross section  $d\sigma_n$  to evaluate the nuclear straggling of energy loss for uranium ion interacts with aluminum  $^{26}\text{Al}_{13}$  and gold  $^{197}\text{Au}_{79}$  nuclei. The equation is connection between nuclear straggling with energy and atomic number of heavy swift ion. The present theoretical model for this work considers the nucleus of target atom as stationary state besides the ion-nucleus potential is Thomas-Fermi potential which applied with different values of  $\alpha$ . The results which obtained for straggling of energy loss of uranium in the high density target (Gold: Au) and low density target (Aluminum: Al) were in agreement with previous studies. The basic equations have been written in Fortran-90 using CVF6.6 for executing the program.

## 1. المقدمة Introduction

أن دراسة التطوح النووي Nuclear straggling للأيونات الثقيلة يعتبر من المواضيع المهمة لما تناله من الأهتمام في أبحاث التفاعلات النووية وأجهزة الكشف النووي بالإضافة الى دراسة البلورات. هناك الكثير من البحوث والدراسات قام بها الباحثون حيث وجدوا ان التطوح النووي لفقدان الطاقة يزداد بزيادة سمك الوسط المادي للهدف [1] ويعتمد على طور الوسط [2] علاوة على ذلك وجدوا التطوح لا يعتمد على سرعة الايون إذ كان الوسط قليل الكثافة(خفيفا) [3].

الدراسة الحالية تهدف لحساب المقطع العرضي للإيقاف النووي باستخدام T-F potential بمراتب أسية ( $\alpha$ ) مختلفة بحيث ( $\alpha > 1$ ) ومن ثم حساب التطوح النووي لفقدان الطاقة وبيان تأثير التطوح الألكتروني بالظروف نفسها. ولكي تكون الدراسة وافية تم الأخذ بنظر الاعتبار الشحنة الفعالة للايون.

## 2. الأساس النظري : Basic Theory

الأيونات الثقيلة السريعة swift heavy ions تفقد جزء من طاقتها الحركية عندما تخترق مادة هدف. الطاقة المفقودة جزء منها ينتقل الى الكترونات ذرات الهدف خلال عمليات التصادم غير المرن inelastic collisions بينما الجزء الأخر ينتقل الى أنوية ذرات الهدف خلال عمليات التصادم المرن elastic collisions، معدل فقدان الطاقة mean energy loss أثناء التفاعل خلال وحدة المسار يمثل حاصل جمع التأثيرين الألكتروني و النووي [4]. وأن التقلب الإحصائي لفقدان الطاقة خلال وحدة المسار يقصد به بالتطوح Straggling [5].

### 2 - 1 التطوح الألكتروني : Electronic Straggling

أن التطوح الألكتروني ( $\Omega_e^2$ ) للأيونات السريعة swift ions ذات العدد الذري  $Z_1$  المخترقة وسط مادي سمكه  $\Delta R$  و عدده الذري  $Z_2$  وكثافة ذرية  $N$  يحسب بالعلاقة [6]،

$$\frac{\Omega_B^2}{N\Delta R} = 4\pi e^4 Z_1^2 Z_2 \quad (1)$$

هذه العلاقة تم تطويرها من قبل ليندهارد [7] وذلك بتقسيم السحابة الألكترونية التي تحيط نواة كل ذرة الى منطقتين بالأعتماد على متغير الطاقة المختزلة reduced energy variable وأن مقدار ( $x$ ) يمثل  $x = \frac{v^2}{v_0^2 Z_2}$  ، حيث  $v$  سرعة الأيون و  $v_0$  تمثل سرعة بور Bohr . ( $v_0 = 0.529 A^0 = 1 \text{ amu}$ )

ويعبر عن التطوح الألكتروني بالعلاقة :

$$\left(\frac{\Omega^2}{N\Delta R}\right) = \begin{cases} \frac{1}{2}L(x), & x \leq 3 \\ 1, & x > 3 \end{cases} \quad (2)$$

$L(x)$  تمثل عدد الأيقاف الذري atomic stopping number وفقا لنموذج ذرة Thomas-Fermi و يأخذ الصيغة:

$$L(x) = 1.36x^{1/2} - 0.016x^{3/2} \quad (3)$$

## 2-2 التطوح النووي : Nuclear straggling

تفاعل الأيون مع النواة يعتمد على المقدار الأساسي للمقطع العرضي النووي  $\sigma_n$  للتفاعل. على كل حال فإن الطاقة المنتقلة من الأيون الى النواة لن تكون متساوية تماما [8] في كل تصادم منفرد يحدث (individual collision) لذلك يتوجب اعتماد المقطع العرضي النووي التفاضلي (differential nuclear cross section  $d\sigma_n$ ) وعلى هذا الأساس يتطلب التعامل مع هذا الحالة بالطبيعة الإحصائية من أجل الدقة في الحسابات.

عند مرور أيون شحنته  $Z_1e$  وطاقته الحركية  $E$  خلال وسط مادي سمكه  $\Delta R$  فانه يعاني عدد من التصادمات  $N$  (حيث  $N$  الكثافة الذرية للوسط) مع أنوية ذرات الوسط المادي وعليه فإن المقطع العرضي للأيقاف النووي  $S_n$  يحسب بالعلاقة الآتية [9]:

$$S_n = \int_0^{T_m} T d\sigma_n \quad (4)$$

حيث  $T_m$  هي أعظم طاقة منتقلة من الأيون الى النواة و  $T$  تمثل الطاقة المنتقلة الى نواة واحدة في حالة سكون. في كل تصادم هناك كمية معينة من الطاقة  $T$  تنتقل الى ذرات الوسط وبسبب ان هذه التصادمات منفصلة (متزامنة) وعشوائية لذا فان معدل مربع الطاقة المفقودة ( $\Delta E$ ) يمثل معدل مربع الأتحراف المعياري ( $\Omega^2$ ) ومن خلاله نحصل على التطوح النووي لفقدان طاقة الأيون خلال وحدة المسار بالعلاقة:

$$\left(\frac{\Omega^2}{N\Delta x}\right)_n = \int_0^{T_m} T^2 d\sigma_n \quad (5)$$

وأن أعظم طاقة منتقلة  $T_m$  تحسب بالصيغة الآتية:

$$T_m = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2} = \nu E \quad (6)$$

حيث  $M_1, M_2$  هما كتلة الأيون وكتلة النواة على التوالي، أما  $\nu$  فهو ثابت يمثل:

$$\nu = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2} \quad (6a)$$

وبذلك نستطيع وضع معادلة تحسب للتطوح النووي من خلال الصيغ المناسبة والمعتمدة على افتراضا للنموذج النظري لبحثنا هذا لكل من المقطع العرضي للأيقاف النووي  $S_n$  والمعتمد على المقطع العرضي التفاضلي النووي  $d\sigma_n$ .

### 3-2 المقطع العرضي التفاضلي النووي:

#### Nuclear differential cross section

تم افتراض أن الجهد بين الأيون والنواة هو جهد Thomas-Fermi والذي يعطى بالعلاقة [10]:

$$V(a_{12}) = \frac{Z_1Z_2e^2}{\alpha a_{12}^\alpha} a^{\alpha-1} \quad (7)$$

هنا  $a_{12}$  هو البعد بين الأيون والنواة ويحسب بالصيغة:

$$a_{12} = 0.8853a_0(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad (8)$$

حيث  $a_0$  هي نصف قطر بور (Bohr radius) أما المقدار 0.8853 فهو يمثل ثابت توماس-فيرمي T-F constant وباستخدام المعادلة (8) تم التوصل الى وضع العلاقة التي بموجبها يمكن إيجاد المقطع العرضي التفاضلي النووي بالمعادلة:

$$d\sigma_n = \frac{C_n}{T_m^{1-\frac{1}{\alpha}}} \frac{dT}{T^{1+\frac{1}{\alpha}}} \quad (9)$$

حيث  $C_n$  ثابت يرتبط بعلاقة مع معامل التصادم  $b$  والبعد بين الأيون الساقط ونواة ذرة الهدف  $a_{12}$  وأعظم طاقة منتقلة  $T_m$ . ويعبر عن  $C_n$  بالعلاقة:

$$C_n = \frac{\pi}{\alpha} \left( b^2 a_{12}^{2\alpha-2} \frac{3\alpha-1}{8\alpha^2} \right)^{1/\alpha} T_m \quad (10)$$

حيث نصف قطر التصادم  $b$  والمعتمد على الكتلة المختزلة  $M_0$  وعوامل أخرى يمثل بالصيغة الآتية:

$$b = \frac{2Z_1Z_2e^2}{M_0\nu^2} ; M_0 = \frac{M_1M_2}{M_1+M_2} \quad (11)$$

من المعادلتين (9) و(10) تم التوصل الى وضع الصيغ الرياضية لكل من المقطع العرضي للأيقاف النووي  $S_n$  والتطوح النووي لفقدان طاقة الأيون  $\left(\frac{\Omega^2}{N\Delta x}\right)_n$ .

### 3. الحسابات : Calculations

1-3 صياغة معادلة المقطع العرضي للأيقاف النووي:  
Formalization the Equation of Nuclear Stopping Cross Section

تعويض المعادلة (9) في المعادلة (4) ينتج :

$$S_n = \frac{C_n}{T_m^{1-\frac{1}{\alpha}}} \int_0^{T_m} \frac{T dT}{T^{1+\frac{1}{\alpha}}} \quad (12)$$

وبأجراء التكامل مع التعويض عن  $C_n$  من المعادلة (10) مع الترتيب وكما هو موضح في الملحق (A) تم الحصول على المعادلة أدناه:

$$S_n = \left(\frac{\pi}{\alpha-1}\right) (Z_1 Z_2 e^2)^{\frac{2}{\alpha}} \left(\frac{M_1}{M_2} \frac{3\alpha-1}{2\alpha^2}\right)^{1/\alpha} \left(a_{12} v^{\frac{1}{2}}\right)^{(2-\frac{2}{\alpha})} \times E^{(1-\frac{2}{\alpha})} ; \quad \alpha > 1 \quad (13)$$

وبحدود افتراضنا لاستخدام جهد T-F والذي يصبح كجهد كولوم Coulomb potential في الحالة التي يكون فيها  $\alpha = 2$  ، ولذلك إذا عوضنا معادلة (8) مع هذه الشرط في المعادلة (13) نحصل على:

$$S_n = \frac{\pi^2 e^2 a_0}{2.1783} \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \frac{M_1}{M_1 + M_2} \quad (14)$$

المعادلة (13) تم برمجتها بالبرنامج المخصص وذلك بأخذ قيم مختلفة لـ  $\alpha$  ( $\alpha = 1.44, 1.46, 1.47, 1.48, 1.49$  and  $1.5$ ) وضمن طاقات مختلفة لأيون اليورانيوم بحيث تحقق التصادم المرن حيث ( $E=0.01-70$  Mev) لمعرفة تأثير هذا العامل بأعتماد الشحنة الفعالة وبدون اعتمادها . النتائج التي تم التوصل إليها هي كما في الشكل (1) والشكل (2).

وكذلك تم دراسة علاقة المقطع العرضي للإيقاف النووي  $S_n$  مع المعامل  $\alpha$  ولنفس القيم أعلاه ولكن كان لثلاث طاقات معينة ( $E_1=0.5, E_2=2.5, E_3=12$ ) Mev وتم الحصول على النتائج الموضحة في الشكل (2).

### 2-3 حساب التطوح النووي لفقدان الطاقة من أيون U في هدي Au و Al Calculation of the Nuclear Straggling of Uranium Ion on Al and Au-Targets

بتعويض المعادلة (5) في المعادلة (5) حصلنا على:

$$\left(\frac{\Omega^2}{N\Delta x}\right)_n = \frac{C_n}{T_m^{1-\frac{1}{\alpha}}} \int_0^{T_m} T^{1-\frac{1}{\alpha}} dT \quad (15)$$

وبإجراء التكامل للمعادلة (15) مع التعويض عن  $C_n$  بدلالة  $S_n$  كما وضعنا ذلك سابقا وعن  $T_m \rightarrow \nu E$  من المعادلة (6) مع ترتيب المتغيرات وكما موضح في الملحق (B) حصلنا على العلاقة الآتية:

$$\left(\frac{\Omega^2}{N\Delta x}\right)_n = \frac{(\alpha-1)}{(2\alpha-1)} \nu S_n E \quad (16)$$

المعادلة (16) تم برمجتها بالبرنامج المخصص لهذا العمل بأخذ قيم مختلفة لـ  $\alpha$  وكالسابق ضمن ذات المدى للطاقة E لأيون اليورانيوم وطبقت على هدي الألمنيوم والذهب والنتائج التي تم التوصل إليها هي كما في الشكل (3).

### 3-3 مقدار التطوح الإلكتروني لفقدان الطاقة من أيون اليورانيوم: Magnitude of Electronic Straggling of Energy loss for Uranium Ion

أن التطوح الإلكتروني لفقدان الطاقة يحسب بالمعادلة (2). تم تطبيق هذه المعادلة لأيون اليورانيوم  $^{235}\text{U}_{92}$  في الأهداف الخفيفة مثل  $^{26}\text{Al}_{13}$  والأهداف الثقيلة مثل الذهب  $^{197}\text{Au}_{79}$  وبأخذ متغير الطاقة ( $x$ ) بدلالة طاقة الأيون والعدد الذري للهدف بالوحدات الذرية بالعلاقة:

$$x = \frac{E(\text{MeV})}{Z_2 A_1} \quad (17)$$

حيث  $x$  تتغير وفقا للمدى الطافي الذي عملنا به بدون الاعتماد على العامل  $\alpha$  لبيان نسبة

تأثير التطوح الإلكتروني في مقدار التطوح الكلي لفقدان الطاقة من الأيون ضمن العلاقة التي تجمع التأثيرين النووي والإلكتروني:

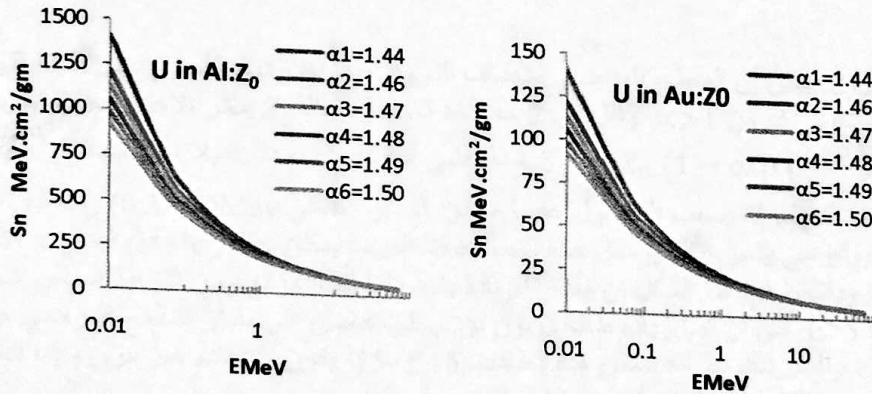
$$\left(\frac{\Omega^2}{N\Delta x}\right)_t = \left(\frac{\Omega^2}{N\Delta x}\right)_n + \left(\frac{\Omega^2}{N\Delta x}\right)_e \quad (18)$$

المعادلتين (2) و(17) تم برمجتها ولقد تم التوصل الى السلوك الطيفي ضمن المدى الطاقى (E=0.01-1 MeV) وقد تم إجراء مقارنة بين سلوك الأيقاف النووي والإلكتروني لأيون اليورانيوم في كل من هديف الألمنيوم والذهب وفق النتائج المبينة في الشكل (6) .

#### 4. النتائج والمناقشة : Results and Discussion

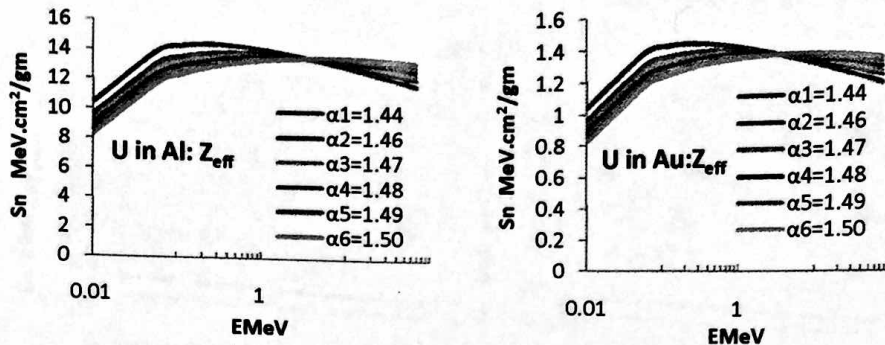
##### 1-4 حساب المقطع العرضي النووي لأيون اليورانيوم في مدى الطاقة (E=0.01-70 MeV) Calculation of the Nuclear Cross Section of Uranium Ion within Energy Range (E=0.01-70 MeV)

المقطع العرضي النووي للأيونات الثقيلة جدا يقل بزيادة الطاقة لكن ليس لكل المديات وإنما ضمن الطاقات الواطنة بدون الأخذ بنظر الاعتبار الشحنة الفعالة.



الشكل (1): المقطع العرضي النووي لأيقاف أيون اليورانيوم في هديف الألمنيوم والذهب بدون تأثير الشحنة الفعالة

ولكن المقطع العرضي النووي للأيونات الثقيلة مثل اليورانيوم ووفق المدى الطافي المطبق يزداد بزيادة الطاقة لكن ليس لكل المديات وإنما ضمن الطاقات الواطنة [11] باخذ النظر بالشحنة الفعالة وأن :  $S_n \propto E^{(1-\frac{2}{\alpha})}$ .



الشكل (2): المقطع العرضي النووي لأيقاف أيون اليورانيوم في هدف الألمنيوم والذهب بتأثير الشحنة الفعالة ( $Z_{eff}$ )

الشكل (1) يبين أن المقطع العرضي للأيقاف النووي يبدأ بالنقصان كلما زادت الطاقة لقيم  $\alpha$  الى حد معين من الطاقة ولكل قيم أكبر من  $\alpha=1.44$  وأقل من 1.5 . ويلاحظ هنا بالمقارنة مع الحالة التي ندخل فيها تأثير الشحنة الفعالة وبالمدى الطافي نفسه فالسلوك يكون معكوسا و كما هو في الشكل (2).

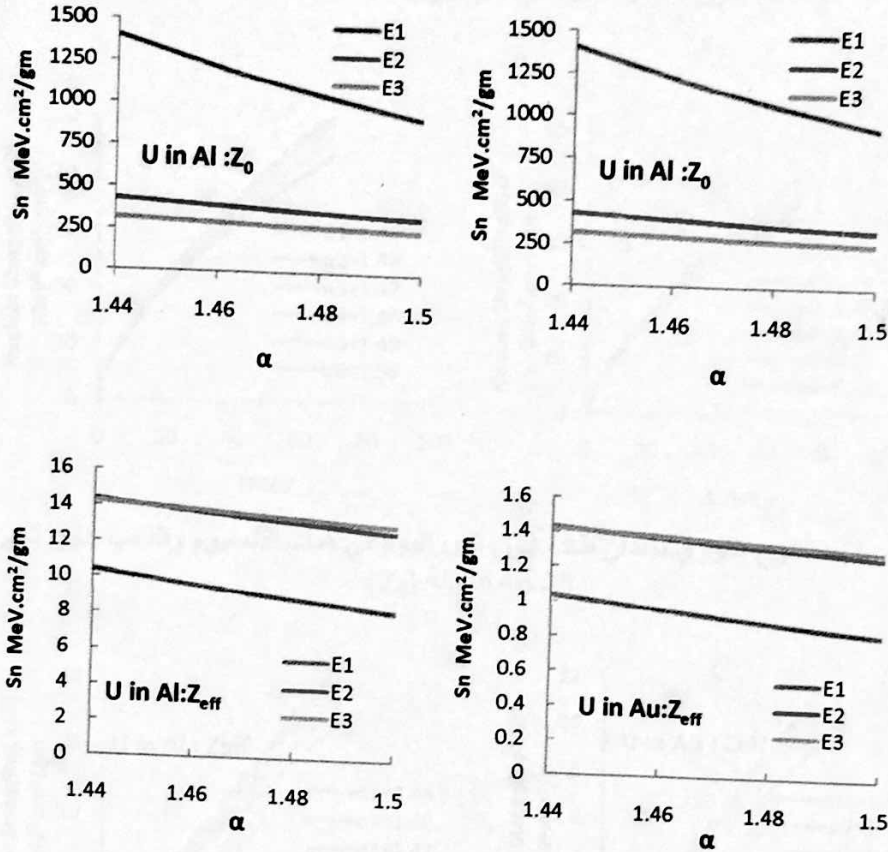
الشكل (2) يبين أن المقطع العرضي للأيقاف النووي يبدأ بالازدياد كلما زادت الطاقة لقيم  $\alpha$  بحيث تكون أكبر من 1 وأقل من 2 عند أخذ الشحنة الفعالة  $Z_1$  بنظر الاعتبار حيث تمثل [5]  $Z_1 = Z_0 (1 - \exp(-\frac{0.92 v}{v_0 Z_1^{2/3}}))$ . هذا يعني أنه كلما ابتعدنا قليلا عن جهد كولوم فإن التصادمات المرنة صعب الحصول عليها ضمن المدى الطافي (0.1-10) Mev ولذا فان جهد توماس فيرمي يشير الى ان مثل هذه التصادمات المرنة يمكن حصولها وفق قيمة  $\alpha$  الأمثل ولذلك ويلاحظ في هذا الشكل ان مقدار الزيادة يأخذ بالتزايد السريع ومن التزايد السلس البسيط عندما  $E > 5$  الى ان تبدأ زيادة طاقة الايون تؤدي الى نقصان في مقدار المقطع العرضي عندما  $E > 15$  وتفسير ذلك هو انه ضمن هذه الطاقات  $15 > E > 5$  يكون التصادم غير مرن ويبدأ المقطع العرضي الالكتروني بالازدياد عند  $E > 15$ .

هذه النتائج النظرية للعمل الحالي تتفق مع الدراسات السابقة [12] وأن المقارنة بين الهدفين Al و Au، بالنسبة لليورانيوم فانه يلاحظ كلما أزداد العدد الكتلي للهدف كلما قل المقطع العرضي النووي بثبوت طاقة الأيون. وأن نسبة المقطع العرضي للهدف الخفيف و التقليل تعادل ست مرات وذلك يعود الى مايقارب مقلوب نسبة أعدادهم الكتلية (197/26) .



2-4 تأثير  $\alpha$ -factor

أن تأثير  $\alpha$ -factor في المقطع العرضي النووي بدى واضحا باستخدامنا جهد T-F ولقد وجدنا أفضل مقدار له هو 1.5 لهذا العامل.



الشكل (3): علاقة المقطع العرضي النووي لفقدان طاقة أيون اليورانيوم بدلالة  $\alpha$  في هدف الألمنيوم والذهب بدون الشحنة ( $Z_0$ ) والفعالة وبوجودها ( $Z_{eff}$ )

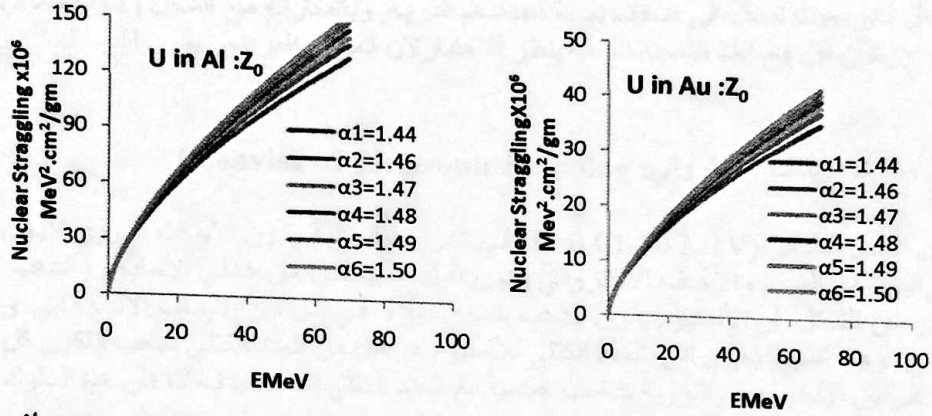
الشكل (3) يبين أن المقطع العرضي النووي بأختيار ثلاث قيم ثابتة لطاقة الأيون. القيم المعينة التي أختيرت هي [0.5 و 2.5 و 12] MeV ضمن هذه القيم يكون المقطع العرضي النووي كبيرا كلما كانت  $\alpha$  اقرب ما يكون الواحد أي الابتعاد أكثر عن جهد كولوم (والذي يحصل عندما  $\alpha=2$ ).

أما عندما يكون  $\alpha > 2$  فإن احتمالية حدوث التفاعل المرن تكون احتمالية قليلة جدا أما أختيار القيمة الأفضل عمليا يتم تحديدها من خلال جهد الاستخلاص لأيون اليورانيوم القاصف ضمن المدى الطاقى المطبق. حيث الجهد المطبق (V) والبعد  $a_{12}$  هما يحددان القيمة المناسبة لـ  $\alpha$ .

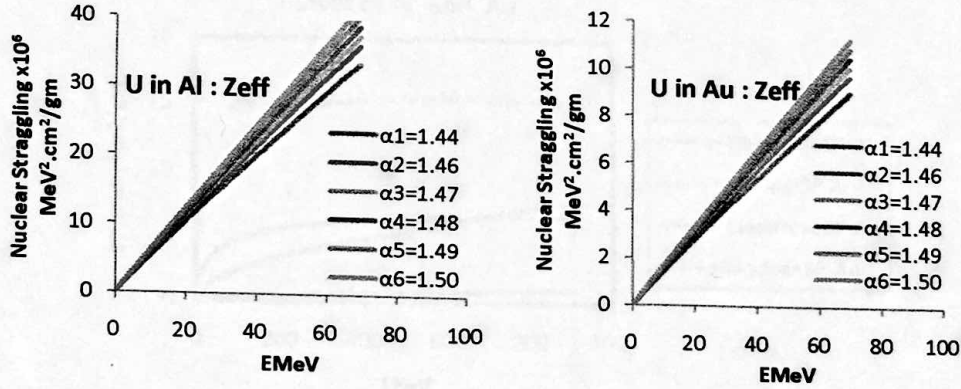
## 3-4 تأثير العدد الذري لمادة الهدف:

## Effect the Atomic Number of Target material

التطوح النووي يعتمد على المقطع العرضي النووي الذي سبق وان تم مناقشته ولذلك وجد انه يسلك السلوك نفسه بالزيادة ولكن ليس بالنسبة نفسها وإنما بنسبة جذرها التربيعي . تأثير العدد الذري هنا هو الذي يكون العامل الأخر المراد توضيحه.



الشكل (4): التطوح النووي لفقدان طاقة أيون اليورانيوم في هدف الألمنيوم والذهب بدون تأثير الشحنة الفعالة (Z<sub>0</sub>)



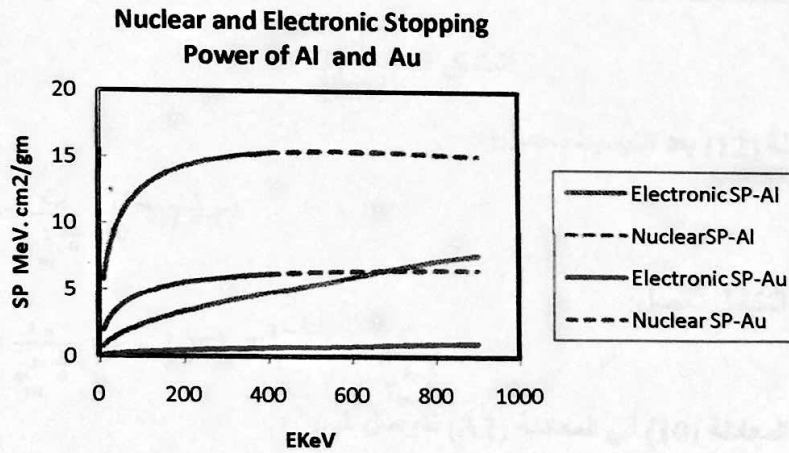
الشكل (5): التطوح النووي لفقدان طاقة أيون اليورانيوم في هدف الألمنيوم والذهب بتأثير الشحنة الفعالة (Z<sub>eff</sub>)

الشكل (4) يبين أن التطوح النووي يزداد بأزدياد الطاقة ضمن المدى  $(E=0.01-70)$  Mev في حالة عدم أخذ الشحنة الفعالة بنظر الاعتبار وللمقارنة مع الحالة التي يؤخذ فيها تأثير الشحنة الفعالة يلاحظ التغير كما هو في الشكل (5)

الشكل (5) يبين أن التطوح النووي يزداد بأزدياد الطاقة في حالة أخذ الشحنة الفعالة بنظر الاعتبار ضمن المدى  $(E=0.01-70)$  Mev ويلاحظ في الشكل أن التطوح يتغير خطيا مع الطاقة لقيم  $\alpha$  العالية وهذه النتيجة تدل على أن جهد T.M يراعي تغير المسافة بين ion- nucleus والذي يكون متغير مع الزمن اذ يقل كلما اقترب الأيون من النواة. أما من حيث المقارنة مع المصدر [13] من خلال العدد الذري فإن الوسط الأكبر كثافة يكون فيه احتمالية التفاعل أكبر بحيث تصل الى ضعف نسبة أعدادهم الذرية. وبالمقارنة مع الشكل (1) لوحظ ان التطوح يكون اقل مع أخذ الشحنة الفعالة بنظر الاعتبار لان المقطع العرضي يكون أكبر.

#### 3-4 سلوك الأيقاف الإلكتروني: Behavior of Electronic Stopping

ضمن المدى الطاقى  $(E=0.01-70)$  MeV في الدراسة الحالية يكون الأيقاف النووي لأيون اليورانيوم هو السائد والأيقاف الإلكتروني يكون قليل نسبيا لكل من هدفي الألمنيوم والذهب. ويبدو من الشكل أن الألمنيوم يفوق الذهب بنسبة كبيرة في كل من الأيقاف الإلكتروني و النووي وهذا السبب يعزى الى العدد الكتلي للألمنيوم هو أقل من العدد الكتلي للذهب ولكون كل من القدرتين الإلكترونية والنوية تتناسب عكسيا مع العدد الكتلي لمادة الهدف لذا فإن هذا السلوك يوضحه الشكل (6).



الشكل (6): الأيقاف الإلكتروني والنوي لأيون اليورانيوم في هدف الألمنيوم والذهب

الشكل (6) يبين أن الأيقاف الإلكتروني يكون سائدا ويزداد بعلاقة أسية مع الطاقة ضمن المدى الواسع من الطاقات ولكن ان سلوكه يتحول الى خطي عند الطاقات العالية بحيث أن زيادة الطاقة فوق 400KeV تجعل التوقف الإلكتروني يبدأ بالزيادة الخطية مع بدء توقف التصادمات

المرنة. هنا نقارن بين الأيقاف الألكتروني ولكل من الألمنيوم والذهب وأتضح أن الكثافة الذرية تلعب الدور المهم في مقدار الأيقاف ومن ثم في التطوح بالمقارنة مع الدراسة السابقة [14]

## 5- الاستنتاجات : Conclusions

أن تطبيق المعادلة التي تم وضعها لحساب المقطع العرضي للأيقاف النووي وحساب التطوح النووي للأيونات الثقيلة السريعة وفي بحثنا هذا طبقت على أيون اليورانيوم ولهدف خفيف (الألمنيوم) وأخر كثيف (الذهب) أعطت دلائل على أن استخدام T-F يكون مناسباً بسبب أخذ تغير البعد بين الأيون والنواة أثناء التفاعل مما يؤدي إلى الدقة أكثر في الحسابات وتكمن هذه الدقة من خلال مقدار  $\alpha$ -factor .

ولقد تم الاستنتاج بأنه: كلما كانت قيمة  $\alpha$  أقل من 2 وأكبر من 1 كلما كان حساب المقطع العرضي النووي أكثر احتمالاً و التطوح النووي يكون محسوباً بدقة أعلى وأفضل مقدار  $\alpha$  هو 1.5 وكلما كان الهدف ذو عدد ذري كبير كلما قل التطوح النووي من ضمن المعادلة التي تم وضعها أن نسبة التطوح تكون بمقدار الجذر التربيعي لنسبة المقطع العرضي لهما تقريباً ، حيث كانت نسبة المقطع العرضي بينهما تساوي 10 ، أما نسبة تطوحيهما تساوي 3.1 على الرغم من أن هناك شرط مهم هو عملية تكوين المقطع العرضي النووي والذي يتطلب أن تكون طاقة الأيون محققة لطيف السرعة للتصادم المرن (منطقة السرعة الواطنة)

$$0 < v < v_0 Z_1^{2/3}$$

## Appendix A أشتقاق المعادلة (13)

من المعادلة (12) بعد التبسيط نحصل:

$$S_n = \frac{C_n}{T_m^{1-\frac{1}{\alpha}}} \int_0^{T_m} T^{\frac{1}{\alpha}} dT \quad (A1)$$

وبإجراء التكامل نحصل:

$$S_n = \frac{C_n}{T_m^{1-\frac{1}{\alpha}}} \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)^{-1} T_m^{1-\frac{1}{\alpha}} = \frac{C_n}{T_m^{1-\frac{1}{\alpha}}} \quad (A2)$$

بتعويض المعادلة (10) في المعادلة (A2) نتوصل إلى:

$$S_n = \frac{\pi}{\alpha} \left(\frac{1}{1-\frac{1}{\alpha}}\right) \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{M_0 v^2} \frac{3\alpha-1}{8\alpha^2}\right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (A3)$$

دمج المعادلات (6) و (11) و (A3) ينتج :

$$S_n = \left( \frac{\pi}{\alpha-1} \right) (Z_1 Z_2 e^2)^{\frac{2}{\alpha}} \left( \frac{M_1}{M_2} \frac{3\alpha-1}{2\alpha^2} \right)^{1/\alpha} \left( a_{12} \nu^{\frac{1}{2}} \right)^{(2-\frac{2}{\alpha})} \\ \times E^{(1-\frac{2}{\alpha})} \quad ; \quad \alpha > 1 \quad (A4)$$

### Appendix B

#### اشتقاق المعادلة (16)

$$\left( \frac{\Omega^2}{N\Delta x} \right)_n = \frac{C_n}{T_m^{1-\frac{1}{\alpha}}} \int_0^{T_m} T^{1-\frac{1}{\alpha}} dT \quad \text{من المعادلة (15)}$$

وبعد إجراء التكامل نحصل:

$$\left( \frac{\Omega^2}{N\Delta x} \right)_n = \frac{C_n}{2-\frac{1}{\alpha}} \frac{T_m^{2-\frac{1}{\alpha}}}{T_m^{1-\frac{1}{\alpha}}} = \frac{C_n}{2-\frac{1}{\alpha}} T_m \quad (B1)$$

وبالتعويض عن  $T_m$  من المعادلة (6) و  $C_n$  بالعلاقة  $C_n = (1 - \frac{1}{\alpha}) S_n$  نحصل على:

$$\left( \frac{\Omega^2}{N\Delta x} \right)_n = \frac{1-\frac{1}{\alpha}}{2-\frac{1}{\alpha}} \nu S_n E \quad (B2)$$

وبإعادة الترتيب للمعادلة (B2) نتوصل الى:

$$\left( \frac{\Omega^2}{N\Delta x} \right)_n = \frac{(\alpha-1)}{(2\alpha-1)} \nu S_n E \quad (B3)$$

### Appendix C

#### البرنامج

c\*-----  
c A program ZAI-NV for calculating the nuclear\*  
c variance with different alphas , and electronic\*  
c variance with different chis\*

c\*-----  
Dimension Vrn(14,6),Vre(14),Vrb(14),Vme(14,6),EMeV(14(

```

c1Sn(14,6),s(6 (
data s/1.5,1.6,1.7,1.8,2.,2.5/
data z0,z2,Am1,Am2/92.,13.,235.,26/
data z0,z2,Am1,Am2/92.,79.,235.,197/
data EMeV/0.5,1.,1.5,2.,2.5,4.,6.,8.,10.,12.,14.,16.,20.,30/
real z1
  nout=6
  open(nout,file='ZAINAB.DAT('
  IEmax=14
  Ismax=6
  c23=2./3.
  pi=22./7.
  z23=z1**c23+z2**c23
  a12=0.8853/sqrt(z23(
  u=4.*Am1*Am2/(Am1+Am2)**2
  do is=1,ismax
    rs=1./s(is(
    rs2=2.*rs
    u1=1.-2./s(is(
    u2=2.*(1.-1./s(is(
    u3=((Am1*(3.*s(is)-1.))/(Am2*2.*s(is)**2))**rs
    do IE=1,IEmax
      vs=40.2*EMeV(ie) ! vs in a.u
      z1 is the effective charge
      z1=z0*(1.-exp(-0.92*sqrt(vs)/z0**c23((
      z1=z0
      if(s(is).eq.2.)then
        Sn(ie,is)=((pi**2/2.7183)*(z1*z2/sqrt(z23))*Am1)/(Am1+am2)/10**3
      else
        Sn(ie,is)=((pi/(s(is)-1.))*(z1*z2)**rs2*u3*(a12*sqrt(u))**u2
          *1EMeV(ie)**u1)/10**3
      end if
      Vrn(ie,is)=((s(is)-1.)/(2.*s(is)+1.))*u*Sn(ie,is)*EMeV(ie(
      vss=40.2*EMeV(ie (
      chi=vss/z2
      Lx=1.36*sqrt(chi)-0.016*chi**1.5
      if(chi.gt.3.)then
        Vre(ie)=(4.*pi*z1**2*z2)/10**3
      else
        Vre(ie)=(4.*pi*z1**2*z2*Lx/2.)/10**3
      end if
    end do
  end do
  write(nout,1(
  1format(///'EMeV Sn1 Sn2 Sn3 Sn4 Sn5 Sn6
do i=1,iemax
  write(nout,2)EMeV(i),Sn(i,1),Sn(i,2),Sn(i,3),Sn(i,4),Sn(i,5),(
  1Sn(i,6(
  2format(f8.4,6f12.4(

```

```

end do
write(nout,3(
3format(///'EMeV   Vm1   Vm2   Vm3   Vm4
1 Vm5   Vm6   ('
do i=1,iemax
write(nout,4)EMeV(i),Vm(i,1),Vm(i,2),Vm(i,3),Vm(i,4),Vm(i,5(
+1Vm(i,6(
4format(f5.2,2x,6(f12.4,3x((
end do
write(nout,5(
5format(///' alpha Sn1   Sn2   Sn3   ('
do is=1,ismax
write(nout,6)s(is), Sn(1,is), Sn(5,is), Sn(10,is (
6format(f5.2,2x,3f12.4(
end do
write(nout,7(
7format(///'EMeV   Vre   ('
do i=1,iemax
write(nout,8)EMeV(i),Vre(i (
8format(f5.2,2x,f12.4(
end do
end
end

```

#### المصادر References

- [1] E. Bound and P. Hvelplund, *Phy. Rev. A*4,526(1971)
- [2] Friedland et. al. ,*Nucl. Instr. And Meth.*,163(1980)
- [3] D.C. Santry, R.D. Werner, *Nucl. Instr. and Meth. B* 5(1984)
- [4] J. Lindhard, M. Scharff, K. Dan, *Vidensk. Mat. Fys.* 27(1953)
- [5] L. Northeliff ,*A. Rev. Nucl. Sci.*,13,67(1963)
- [6] Bohr .N, *philos mag.* 30,181,(1915)
- [7] Lidhard J.and scharff M., *Dan. Mat .Fys* ,27, 15(1963)
- [8] Lenuard w. and geissel H., *Nucl. Innst. Meth, B* 27, 10, (1983)
- [9] Y.C. Yu a et. al. , K.M. Chen *Nucl. Instr. and Meth. B* 249(2006)
- [10] J.Lindherd, Scharff M. and schiolt H, *Mat.. Vid.* 33, 14 (1963)
- [11] H. Ammi a, *Nucl. Instr. and Meth. in Phy. Research B*198 (2002)
- [12] M. Behar1, *Eur. Phys. J. D* 64, 297–301 (2011)
- [13] Y. Zhang, W.J. Weber, *Nucl. Instr. Methods B* 267, 1705(2009)
- [14] L. Strasser1, *U.P.B. Sci. Bull., Series A, Vol. 71, Iss. 3,(* 2009)

The End