



الجمهورية العربية السورية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة البعث
كلية العلوم – قسم الفيزياء

دراسة تحليلية لتأثير تشتت النيوترونات في تدفق حزمة نيوترونية عابرة لعينة ذات سماكة كبيرة

أطروحة أعدت لنيل درجة الدكتوراه في الفيزياء النظرية

تقديم الطالب
علي أحمد الدود

إشراف

الأستاذ المساعد

الأستاذ الدكتور عبد الله رستناوي

سليمان ديبو

2022 م

ملخص

تتألف هذه الأطروحة من مقدمة تاريخية توضح تطور نظرية التحليل بالتنشيط النيوتروني NAA منذ بداياتها الأولى حتى الآن، ومن أربعة فصول. يدرس الفصل الأول التأثيرات المتبادلة للنيوترونات مع المادة. والفصل الثاني يقدم التعديلات المجراة على نظرية التحليل بالتنشيط النيوتروني NAA مستفيدين من دراستنا التي تمت في مرحلة الماجستير. ويقدم الفصلان الثالث والرابع، اللذان يمثلان جوهر عملنا، دراسة تحليلية لاحتمال تشتت نيوترون على نواة من أجل تعيين طول التشتت لها، ووضع معادلة تحليلية عامة لتدفق الحزمة النيوترونية العابرة لعينة ذات أبعاد كبيرة.

إن العلاقة التحليلية التي تعطي تدفق الحزمة النيوترونية، والتي تمثل احتمال العبور الحزمة للعينة، لا تأخذ بعين الاعتبار احتمال التشتت وتعتبره مهماً. في هذه الأطروحة، قمنا باستنتاج العلاقة التحليلية لاحتمال تشتت النيوترون في أثناء عبوره للعينة. وقمنا بتعيين طول التشتت من خلال علاقة المقطع العرضي للتشتت. حيث يستخدم طول التشتت في التحليل النظائري لمعرفة النظائر التي يتكون منها عنصر ما.

ولقد تم استنتاج معادلة تدفق حزمة النيوترونات العابرة بصورة مباشرة من أجل عينة كبيرة. تم وضع تعريف للعينة الكبيرة، وتم إدخال مصطلح جديد هو العينة الكبيرة للغاية، كما تم وضع تعريفاً له. وبناء على ذلك، وضعنا نظرية وطريقة تجريبية جديدتين لتعيين المقطع العرضي لأسر النيوترون، إن هذه الطريقة يتوقع أن تعطي نتائج أدق لأنها تأخذ بعين الاعتبار تدفق حزمة النيوترونات التي تخرج من كافة جوانب العينة، إضافة لتدفق حزمة النيوترونات التي تخرج بصورة مباشرة من العينة، خلافاً للطريقة المتبعة التي تأخذ بعين الاعتبار فقط تدفق حزمة النيوترونات التي تخرج بصورة مباشرة. كما تم إيجاد العلاقة التحليلية النظرية بين المقطع العرضي للأسر (الامتصاص) والمقطع العرضي للتشتت، وإيجاد المعادلة العامة النظرية لتدفق الحزمة النيوترونية العابرة لعينة ذات أبعاد كبيرة.

فهرس المحتويات

الصفحة	الموضوع
13	أهمية البحث وأهدافه
14	مخطط البحث
15	دراسة تاريخية
الفصل الأول - التأثيرات المتبادلة للنيوترونات مع المادة	
23	1.1. مقدمة
23	2.1. تصادم النيوترونات مع النواة
23	1.2.1. أنواع التفاعلات بشكل عام
24	a. الميزات العامة للتصادمات
26	-التشتت المرن
26	-عمليات الامتصاص
27	-التشتت غير المرن
29	- الأسر الإشعاعي (n, γ)
29	- التفاعلات (n, α)
30	2.2.1. المقاطع العرضية للنيوترونات
30	a. المقاطع العرضية للنيوترونات كتابع للطاقة
33	b. قياس المقاطع العرضية الكلية
35	3.2.1. تغيير الاتجاه والطاقة بعد التصادم
38	3.1. نظرية الانتشار النيوتروني
39	1.3.1. المقطع العرضي للانتقال
41	2.3.1. قانون فيك (FICK) وتقريب الانتشار
45	3.3.1. قيود نظرية الانتشار
46	a. قربها من الحدود
46	b. القرب من المصادر أو المصارف

46	c. تباين خواص جملة التشتت LAB
47	d. الوسط عالي الامتصاص
47	e. القرب من الواجهات
47	f. تغيير التدفق مع الزمن
48	5.3.1. استخراج معادلة انتشار النيوترونات الحرارية
49	6.3.1. معادلة هيلمهولتز
50	7.3.1. الشروط الحدية لمعادلة انتشار الحالة المستقرة
51	a. شروط حدية الفراغ
52	b. الشروط الحدية للواجهة
52	c. المتطلبات الفيزيائية لشروط الحدود
	الفصل الثاني - تعديلات على نظرية التحليل بالتنشيط النيوتروني NAA
55	1.2. مقدمة
57	2.2. نظرية التحليل بالتنشيط النيوتروني
62	3.2. نقائص في نظرية NAA
66	4.2. احتمال عدم حدوث تفاعل أسر للنيوترون الحرّ في العينة وخروجه منها بصورة مباشرة
68	5.2. احتمال عدم حدوث تفكك للنيوترون الحرّ في العينة وخروجه منها بصورة مباشرة
71	6.2. التدفق بعد الأخذ بعين الاعتبار عدم تفكك النيوترون الحر
71	7.2. علاقة التنشيط بعد أخذ تغير التدفق بعين الاعتبار
71	8.2. تطبيقات NAA
	الفصل الثالث - دراسة تحليلية لاحتمال تشتت نيوترون على نواة وتعيين طول التشتت لها
77	1.3. مقدمة
78	2.3. احتمال عدم حدوث تشتت للنيوترون الحرّ في العينة وخروجه منها بصورة مباشرة
81	1.2.3. الدراسة التحليلية
83	2.2.3. تطبيق (1)

84	3.2.3. تطبيق (2)
87	3.3. علاقة التنشيط بعد أخذ تغير التدفق الناتج عن عدم التشتت بعين الاعتبار
	الفصل الرابع - معادلة تحليلية عامة لتدفق الحزمة النيوترونية العابرة لعينة ذات أبعاد كبيرة
89	1.4. مقدمة
90	2.4. المعادلة العامة لتدفق الحزمة النيوترونية
90	1.2.4. العينة الكبيرة (Λ, Λ)
91	2.2.4. العينة الكبيرة للغاية (X, X)
92	3.2.4. تحديد أبعاد العينة الكبيرة للغاية (X, X)
94	3.4. العلاقة بين المقطع العرضي للتشتت σ_s والمقطع العرضي للأسر σ_c
94	4.4. استنتاج معادلة التدفق من أجل عينة (X, X)
95	1.4.4. استنتاج معادلة التدفق للحزمة النيوترونية من أجل عينة (X, x)
96	2.4.4. إيجاد $\Phi'(x)$
97	3.4.4. إيجاد $\Phi''(x)$
98	4.4.4. الاحتمال الأكيد من أجل العينة (X, x)
100	5.4. علاقة النشاط بعد أخذ تغير التدفق من أجل العينة الكبيرة
100	6.4. تطبيق
104	7.4. استنتاج معادلة التدفق للحزمة النيوترونية من أجل عينة (r, x)
105	1.7.4. إيجاد $\Phi'(x)$
106	2.7.4. إيجاد $\Phi''(x)$
108	8.4. علاقة النشاط بعد أخذ تغير التدفق من أجل العينة الكبيرة
108	9.4. تطبيق
112	10.4. دراسة تطبيقية لتابعية بُعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي A من أجل مجموعة نظائر لعناصر مختلفة من أجل طاقات مختلفة

112	1.10.4. من أجل الطاقة 10 MeV
117	2.10.4. من أجل الطاقة 1 MeV
123	3.10.4. من أجل الطاقة 25 meV
129	11.4. دراسة تطبيقية لتابعية بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي A من أجل نظائر عنصر واحد (التغستين) من أجل طاقات مختلفة
132	12.4. التحقيق التجريبي للعلاقة
135	الاستنتاجات
137	التوصيات
139	المراجع

فهرس الأشكال

الصفحة	البيان	الشكل
27	عمليات الامتصاص	(1.1)
28	تشتت النيوترونات غير المرن	(2.1)
30	تفاعل (n, α) مع Q سالبة	(3.1)
34	الترتيب العام لتجربة عبور النيوترونات	(4.1)
34	قانون الامتصاص الأسّي	(5.1)
37	تشتت النيوترون جملّة مركز الكتلة	(6.1)
38	تشتت النيوترون في الجملّة المخبرية L	(7.1)
40	هندسة عبور الجسيمات على امتداد ثلاث تصادمات	(8.1)
42	الهندسة الكروية من أجل استخراج تيار النيوترونات وقانون فيك	(9.1)
52	الهندسة من أجل تقدير المسافة بالاستقراء في نظرية الانتشار	(10.1)
59	رسم تمثيلي لعملية التنشيط النيوتروني	(1.2)
61	تابعية عدد نوى ^{24}Na للزمن	(2.2)

- (1.3) الاحتمالات المحسوبة $P_{r'}(x)$ و $P_{s'}(x)$ و $P_{d'}(x)$ كتابع لسماكة العينة 86
- (2.3) مخطط دائري لاحتمال العبور $P_{r',s',d'}(x)$ وعدم العبور 87
 $x = 0.01 \text{ m}$ من أجل السماكة $P_{r,s,d}(x)$
- (1.4) عينة أسطوانية كبيرة للغاية لأبعادها (X, X) 92
- (2.4) تابعة التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ للسماكة x 102
- (3.4) تابعة الخطأ النسبي المئوي في التدفق $\%(\Delta\Phi/\Phi)$ للسماكة x 102
- (4.4) تابعة التدفق $\Phi'(x)$ و $\Phi''(x)$ من أجل للسماكة x 104
- (5.4) تابعة التدفق $\Phi(r)$ لنصف قطر العينة r 109
- (6.4) تابعة التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ للسماكة x 111
- (7.4) تابعة الخطأ النسبي المئوي في التدفق $\%(\Delta\Phi/\Phi)$ للسماكة x 111
- (8.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول 113
 (5.4) عند الطاقة 10 MeV
- (9.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول 114
 (5.4) عند الطاقة 10 MeV
- (10.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في الجدول 114
 (5.4) عند الطاقة 10 MeV
- (11.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في الجدول 115
 (5.4) عند الطاقة 10 MeV
- (12.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول 116
 (5.4) من دون النظائر الغازية عند الطاقة 10 MeV
- (13.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول 116
 (5.4) من دون النظائر الغازية عند الطاقة 10 MeV
- (14.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول 118
 (6.4) عند الطاقة 1 MeV
- (15.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول 119
 (6.4) عند الطاقة 1 MeV
- (16.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في الجدول 119
 (6.4) عند الطاقة 1 MeV

- (17.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي
في الجدول (6.4) عند الطاقة 1 MeV 120
- (18.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول
(6.4) من دون النظائر الغازية عند الطاقة 1 MeV 120
- (19.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول
(6.4) من دون النظائر الغازية عند الطاقة 1 MeV 121
- (20.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي تنشتت فقط
دون أن تُؤسر عند الطاقة 1 MeV 122
- (21.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول
(8.4) عند الطاقة 25 meV 124
- (22.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول
(8.4) عند الطاقة 25 meV 125
- (23.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في
الجدول (8.4) عند الطاقة 25 meV 125
- (24.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي
في الجدول (8.4) عند الطاقة 25 meV 126
- (25.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول
(8.4) من دون النظائر الغازية عند الطاقة 25 meV 127
- (26.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول
(8.4) من دون النظائر الغازية عند الطاقة 25 meV 128
- (27.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد
الكتلي لنظائر التنغستين عن الطاقة 10 MeV 131
- (28.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد
الكتلي لنظائر التنغستين عن الطاقة 10 MeV 131
- (29.4) تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد
الكتلي لنظائر التنغستين عن الطاقة 25 meV 132
- (30.4) عينة أسطوانية كبيرة مشعة 132
- (31.4) الكواشف المتوزعة على العينة الأسطوانية الكبيرة 133

فهرس الجداول

الجدول	البيان	الصفحة
(1.2)	بعض التطبيقات لـ NAA	75
(1.3)	الاحتمالات المحسوبة $P_{rr}(x)$ و $P_{sr}(x)$ و $P_{dr}(x)$ لسماكات مختلفة للعينة من أجل الطاقة الحرارية	75
(1.4)	قيم التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ من أجل سماكات x مختلفة للعينة	100
(2.4)	قيم التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi'(x)$ و $\Phi''(x)$ من أجل سماكات x مختلفة للعينة	103
(3.4)	قيم التدفق $\Phi(r)$ من أجل أنصاف أقطار r مختلفة للعينة	108
(4.4)	قيم التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ من أجل سماكات x مختلفة للعينة	110
(5.4)	قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر عند الطاقة 10 MeV	112
(6.4)	قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر عند الطاقة 1 MeV	117
(7.4)	قيم المسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر التي تنتشت فقط دون أن تؤسر عند الطاقة 1 MeV	122
(8.4)	قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر عند الطاقة 25 meV	123
(9.4)	أعلى قيمة وأدنى قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر الغازية والواردة في الجداول (5.4) و (6.4) و (8.4)	128
(10.4)	أعلى قيمة وأدنى قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر والواردة في الجداول (5.4) و (6.4) و (8.4) من دون النظائر الغازي	128
(11.4)	قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة لنظائر التنغستين من أجل طاقات مختلفة	130

جدول الاختصارات والمصطلحات العلمية

المصطلح باللغة العربية	الاختصار أو المصطلح باللغة الإنكليزية
امتصاص	Absorption
تفاعل تنشيط	Activation reaction
شرط حدي	Boundary Condition
المقطع العرضي للأسر	Capture cross-section
تفاعل أسر	Capture reaction
التحليل بالتنشيط بالجسيمات المشحونة	Charged particle activation analysis (CPAA)
تصادم	Collision
تفكك	Decay
كثافة	Density
كاشف	Detector
معامل الانتشار	Diffusion coefficient
طول الانتشار	Diffusion length
نظرية الانتشار	Diffusion theory
مفعول اللاتجانس	Effect of inhomogeneity
التشتت المرن	Elastic Scattering
قانون الامتصاص الأسّي	Exponential absorption law
نيوترون سريع	Fast Neutron
تفاعل انشطار	Fission reaction
ثابت	Fixed
وسط عالي الامتصاص	Highly absorbing media
التحليل بالتنشيط النيوتروني الآلي	Instrumental Neutron Activation Analysis (INAA)
واجهة بينية	Interface
التحليل بالتنشيط النيوتروني خارج الكائن الحي	In Vitro Neutron Activation Analysis
التحليل بالتنشيط النيوتروني داخل الكائن الحي	In Vivo Neutron Activation Analysis
حاجز غامو	Gamow barrier
كمية هندسية	Geometrical quantity
جملة مخبرية	Laboratory system

Large Sample	عينة كبيرة
Large Sample Neutron Activation Analysis (LSNAA)	التحليل بالتنشيط النيوتروني لعينات كبيرة
Magnetic moment	العزم المغناطيسي
Magnitude	كبر المقدار
Magnetic neutron scattering	التشتت المغناطيسي للنيوترونات
Mean free path	المسار الحر الوسطي
Milestone	مَعْلَم
Momentum	كمية الحركة
Neutron Activation Analysis (NAA)	التحليل بالتنشيط النيوتروني
Neutron beam flux	تدفق حزمة نيوترونية
Neutron energy	طاقة النيوترون
Nuclear diameter	قطر النواة
Nuclear excitation	إثارة نووية
Particle	جسيم
Particle density	كثافة الجسيمات
Pre-irradiation Chemical separation methods (CNAA)	طرق الفصل الكيميائي قبل التشعيع
Probability	احتمال
Prompt Gamma (PG)	أشعة غاما الفورية
Pulse height analyzers (PHAs)	محلل علو النبضة
Quantum mechanic	ميكانيك كم
Radiochemical neutron activation analysis (RNAA)	التحليل بالتنشيط النيوتروني الكيميائي الإشعاعي
Reactor	مفاعل
Recoil	ارتداد
Rest mass neutron	الكتلة السكونية للنيوترون
Scattering cross section	المقطع العرضي للتشتت
Scattering length	طول التشتت
Shielding	حجب أو وقاية
Sink	مصرف
Slow neutron	نيوترون بطيء

Source	منبع
Statistical mechanic	ميكانيك إحصائي
Steady state	حالة مستقرة
Target nucleus	نواة الهدف
Thermal Neutron	نيوترون حراري
Threshold	عتبة
Thickness sample	سمائة العينة
Total cross section	مقطع عرضي كلي
Wavelength	طول الموجة
(Λ, Λ)	رمز العينة الكبيرة
(X, X)	رمز العينة الكبيرة للغاية

أهمية البحث

تأتي أهمية البحث من الحاجة في التحليل بالتنشيط النيوتروني Neutron Activation NAA Analysis للعينات الرقيقة إلى حزم نيوترونية غزيرة جداً لكي تكون دقة القياس جيدة. وعلى كل حال، إن الحزم التي تؤخذ من المفاعلات النووية هي الأغزر قاطبة، لكن لسوء الحظ، إن هذه الحزم تكون ذات مجال طاقي واسع، وبالتالي حتى يتم استخدامها مع نظرية NAA المعتمدة نحتاج إلى ترشيحها للحصول على حزمة أحادية الطاقة تقريباً، مما يؤدي إلى انخفاض تدفق الحزمة، وبالتالي تقل دقة القياس. ولتعويض الانخفاض في التدفق يمكننا زيادة حجم (سماكة) العينة حيث يصبح عدد التفاعلات بين النيوترونات وبين العينة أكبر كلما كانت حجم (سماكة) العينة أكبر، لكن للأسف عندما تكون العينة ذات حجم كبير فإن التناقص في تدفق الحزمة النيوترونية يكون كبيراً، وعندئذ يسمى التحليل بالتنشيط النيوتروني للعينات الكبيرة LSNA. إن النظرية المعتمدة في تحليل NAA من أجل عينات رقيقة تفترض بأن يكون تغير تدفق الحزمة النيوترونية في العينة مهماً (غير مأخوذ بعين الاعتبار)، وبالتالي فإن نظرية NAA تكون غير مكتملة (غير دقيقة).

هدف البحث

إن النيوترونات أثناء عبورها العينة إما أن تؤسر أو تنفك أو تشتت، قمنا في مرحلة الماجستير بإعادة استنتاج احتمال الأسر للنيوترونات بطريقة جديدة، واستنتجنا احتمال انفكك للنيوترونات أيضاً.

يهدف هذا البحث إلى إيجاد احتمال تشتت النيوترونات ودراسة تأثيره على تغير تدفق حزمة نيوترونية من أجل عينات كبيرة (سميكة)، وتحديد تأثيره في عملية التحليل بالتنشيط النيوتروني.

مخطط البحث

- دراسة مرجعية عن التحليل بالتنشيط النيوتروني - تدفق حزمة نيوترونية.
- دراسة مرجعية للعوامل المؤثرة على تغير تدفق حزمة نيوترونية.
- إيجاد **العلاقة التحليلية** لتأثير التشتت على تغير تدفق حزمة نيوترونية من أجل عينات كبيرة (سميكة).
- إجراء دراسة تطبيقية من أجل معرفة تأثير التشتت على التدفق.
- الاستنتاجات والمناقشة.
- كتابة الأطروحة.

دراسة تاريخية

مقدمة

نوقشت المراحل الرئيسية في حقل التحليل بالتنشيط النووي، من عام 1936 إلى عام 2021. وتم تجميع المراحل في سبع فترات زمنية متتالية. كما تمت أيضاً مناقشة دور العلماء في تطوير هذا الحقل في السنوات الـ 35 الأولى.

ظهر التحليل بالتنشيط النيوتروني قبل حوالي 85 عاماً في كوبنهاغن - مع نشر المقالة الأولى عام 1936 عن طريقة التحليل بالتنشيط النووي من قبل جورج هيفيسي George Hevesy وهيلد ليفي Hilde Levi [1].

المراحل الرئيسية في تطور طريقة NAA

حتى تاريخ 1936

استخدم اختصار NAA لموضوع أكثر عمومية من أجل التحليل بالتنشيط النووي Nuclear Activation Analysis على الرغم من أنه كثيراً ما يستخدم فقط من أجل التحليل بالتنشيط باستخدام النيوترونات كجسيمات نووية مقذوفة. كانت النيوترونات الحرارية، ولا تزال، أكثر الجسيمات المقذوفة فائدة على العموم، إلا أنه تم إنجاز أعمال مفيدة كثيرة، ويتم إنجازها حالياً بواسطة نيوترونات سريعة، أو جسيمات مشحونة، أو فوتونات.

إن معظم عمل NAA يستخدم لكشف وقياس أنواع الأشعة المستحثة (المنبعثة عن التفكك الإشعاعي للنواة المنشطة)، إلا أن العمل الجوهري لها أيضاً يستند إلى انبعاثات أشعة غاما الفورية من النواة المركبة، وليس فقط إلى انبعاثات التفكك الإشعاعي فحسب.

من المستحسن أن يتم تقسيم تاريخ NAA إلى فترات زمنية تعكس بشكل تقريبي التطورات الرئيسية التي حصلت والتي ترتبط مباشرة بالأنواع الجديدة من الأجهزة ذات الصلة. وبناء عليه سنورد موجزاً عن هذه الفترات كلها.

الفترة 1936-1944

كانت التطورات لطريقة NAA محدودة وبطيئة نسبياً في هذه السنوات المبكرة، وذلك بسبب عدم وجود منابع نيوترونات عالية التدفق وعدم وجود معدات من أجل قياس طيف أشعة غاما. ومع ظهور مسرعات الجسيمات المشحونة (سيلكترونات، مسرعات كوكروفت والتون، ومسرعات فان دي غراف) في الثلاثينيات من القرن العشرين، أصبح من الممكن إجراء التحليل بالتنشيط بالجسيمات المشحونة (CPAA) charged particle activation analysis، إلا أن عدم توفر أجهزة قياس طيف أشعة غاما كان ما يزال يشكل قيوداً شديدة. في هذه الفترة، كان NAA لعينات ذات عناصر عديدة يتم تحقيقه بطريقة مضجرة، على الرغم من الجودة، وسرعة التشعيع والفصل الكيميائي الإشعاعي بالحوامل¹.

الفترة 1944-1950 (مرحلة تطوّر المفاعلات النووية)

اتخذت في عام 1944 خطوة رئيسية إلى الأمام وذلك مع توفر تدفقات عالية من النيوترونات الحرارية في المفاعل النووي البحثي الأول من نوع - مفاعل X-10 في مختبر أوك ريدج الوطني². حيث أصبح التدفق متوفرًا من نيوترونات حرارية قدره $5 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ (مقارنة مع أعظم تدفق $(5 \times 10^5 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s})$ كان متاحاً من منابع نيوترونية نظائرية) - مما وفر زيادة لحساسية القياس المحتملة لطريقة NAA قدرها مليون مرة. وفي وقت مبكر من هذه الفترة، لوحظ أيضاً ظهور المسرعات منبعاً³ يعطي فوتونات ذات طاقة عالية. في كلتا الحالتين، اقتصر العمل التجريبي على عمليات الفصل الكيما-إشعاعية radiochemical المضجر بالحوامل، التي يليها عد بعدادات غايغر أو العدادات التناسبية. بالإضافة إلى ذلك، كان الاستخدام الكامل للتدفقات الحرارية النيوترونية العالية للمفاعل النووي محدوداً بسبب القيود الأمنية التي فرضتها الحرب العالمية الثانية ووجود مفاعل وحيد فقط (المفاعل أورنل ORNL X-10) في العالم.

الفترة 1950-1960 (مرحلة استخدام كواشف غاما الوميضية (NaI(TI))

¹ مركبات كيميائية تتفاعل مع العنصر المراد فصله.

² في الولايات المتحدة الأمريكية.

³ مسرعات خطية للإلكترونات.

اتسمت هذه الفترة بانتشار المفاعلات البحثية على نطاق واسع وظهور كاشف يوديد الصوديوم المنشط بالثاليوم⁴ أيضاً. كانت هذه التطورات ذات أهمية كبيرة في تقديم طريقة NAA. بالمشاركة مع أجهزة تحليل النبضات التي طُوِّرت حديثاً height pulse PHAs) analyzers)، بدءاً من، دارات الأنبوب الفراغي، ودارات الترانزستور، وأصبح مطياف أشعة غاما متوفراً بسهولة وبكاشف ذي كفاءة أعلى بكثير لعد أشعة غاما مما كان ممكناً في السابق. وكان التقدم في مجال قياس طيف أشعة غاما سريعاً جداً خلال هذه الفترة، مما أدى إلى استخدامه مباشرةً من أجل NAA الآلية (INAA) Instrumental لعينات متعددة العناصر.

كان مسح كامل طيف ارتفاع النبضة في القناة الواحدة عند زمن معين، يدوياً، مملاً جداً— لذلك تم تعليق محرك متزامن بجانب الطاقة المنخفضة من إعداد نافذة المحلل. هذا جعل من الممكن مسح كامل ارتفاع طيف النبضة، مع دقة معقولة للطاقة، بحوالي 20 دقيقة.

في السنوات القليلة الآتية لهذه الفترة، أصبحت أولى أجهزة PHAs متعددة القنوات متاحة - وهي أول أداة من نوع قناة PHA، مع 20 مخرجاً، كان يتعين تسجيلها يدوياً مباشرةً، على PHAs، وأصبحت القنوات 50، 100، 128، 256، 400، و 512 متاحة، مع مخرجات رقمية للطابعة. في منتصف 1950، استخدم مفاعل أورنل ORNL X-10 في دراسات شل INAA Shell's، تليها مطيافية أشعة غاما مع 20 قناة PHA. بعد ذلك، بدأ استخدام مفاعل تريغا مارك الأول 250 kW Mark I TRIGA الذي بشكل عام من أجل دراسات INAA شل Shell's، وذلك باستخدام 256 قناة PHA. وبحلول عام 1956، استطاع الباحثون القيام بعمليات التحليل بالتنشيط النيوتروني الآلي INAA الخاص بشركة شل للتطوير مع منبع نيوتروني خاص (ذي تدفق نيوترونات حرارية قدره $10^8 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ من مسرع الإلكترون فان دي غراف 3 MeV).

يمكن تحقيق حدود الكشف باستخدام عينات حجمها 30 cm^3 على شكل حلقة حول البريليوم، في مجال 1 ppm part per million من أجل عدد قليل جداً من العناصر

⁴ أصبحت متاحة تجارياً على شكل بلورات صغيرة في عام 1950.

حتى عند هذا التدفق النيوتروني الحراري المنخفض نسبياً. استخدم من أجل طيف أشعة غاما، NaI(Tl) (3 – in \times 3 – in) في كاشف بئري NaI(Tl) (7.62 cm \times 7.62 cm) ومن أجل قناة PHA مضافة حديثاً. سرعان، ما وضعت منظومة INAA في عملية روتينية (مستخدماً فان دي غراف و PHA المعتادة)، وتحليل مجموعة كبيرة ومتنوعة للعينات من مشاريع شل Shell البحثية من أجل عدد كبير من العناصر الرئيسية والثانوية وعناصر الأثر. بحلول عام 1960، ارتفع معدل النشر السنوي لمقالات NAA إلى حوالي 100 مقالة مقارنة مع حوالي 10 فقط في عام 1950، وعدد قليل فقط في عام 1940 [2].

الفترة 1960-1970 (مرحلة استخدام كواشف أنصاف النواقل)

تعتمد طريقة INAA، على مطيافية أشعة غاما NaI(Tl) ، وعلى الرغم من أنها تقنية قوية (ممتازة)، إلا أنها كانت محدودة من خلال مقدرة الفصل للطاقة حتى مع مساعدة برامج الحاسوب المناسبة لارتفاع نبضات الطيف. في عام 1960 حدث تقدم كبير عندما تم اختراع كاشف أنصاف النواقل الجرمانيوم ليثيوم-الدخاني (Ge(Li)). هذا النوع الجديد لكاشف أشعة غاما قدم مقدرة فصل طاقي حوالي (20-30) مرة أفضل مما كان ممكناً مع الكاشف الوميضي NaI(Tl) .

على الرغم من أن مردود الكاشف Ge(Li) يكون بحدود كفاءة (مردود) كاشف NaI(Tl) من أجل إشعاع غاما - على أساس أن لهما الحجم نفسه- إلا أن كواشف Ge(Li) الكبيرة أكثر صعوبة وأكثر تكلفة بكثير مما جعل كواشف NaI(Tl) أفضل.

على سبيل المثال، إن أكبر كواشف الجرمانيوم المتاحة اليوم لديها حجوم حساسة حوالي 150 cm^3 ، في حين أنه حتى (7.62 cm \times 7.62 cm) 3 – in \times 3 – in يكون حجم بلورة NaI(Tl) حوالي 347 cm^3 . إن أول كاشف Ge(Li) ، تم شراؤه في وقت مبكر من عام 1960 حيث كان ذرياً عموماً: كان فقط الحجم الحساس 0.9 cm^3 ! مع ذلك، كانت دقة طاقتها جيدة! وبحلول عام 1970، أصبحت كواشف Ge(Li) ذات أحجام حساسة تقترب من 100 cm^3 المتاحة تجارياً، وأصبحت أنظمة PHAs متعددة القنوات لـ 4096 قناة شائعة؛ إن طريقة INAA الآن هي الشكل المهيمن لطريقة NAA، وكانت

التطبيقات في مجموعة كبيرة ومتنوعة من المجالات المتزايدة، وارتفع معدل النشر السنوي للمقالات العلمية إلى حوالي 1000 مقالة [2].

الفترة 1970 حتى 1986 (مرحلة منافسة تقنيات التحليل الأخرى)

خلال هذه الفترة، لم تحدث أي تطورات جديدة ملحوظة في قدرات طريقة NAA، ولكن استمر استخدام هذه الطريقة بشكل متنامٍ ومن ثم إلى مستوى يقابل إلى حد ما 2000 مقالة علمية سنوياً. إن جزءاً من هذا العرض يُعزى إلى المنافسة مع الأساليب غير النووية لتحديد عناصر الأثر التي تقدمت بسرعة خلال هذه الفترة: لا سيما طريقة طيف الامتصاص الذري (AAS) وطريقة البلازما الطيفية المستحثة للانبعاثات الذرية (ICP). كانت طريقة (NAA) (باستخدام تدفق المفاعلات للنيوترونات الحرارية) في الأساس هي الطريقة التحليلية الوحيدة، الكمية، طريقة تحليلية متعددة العناصر متاحة حتى منتصف 1960، لكنها تتنافس بشكل أكبر مع الطرق مثل AAS و ICP. ولا تزال طريقة NAA، ولا سيما النوع INAA، حاصلة على مزايا لا توجد في الطرق الأخرى من أجل الكثير من المشاكل التحليلية المحددة، ولكن حاجتها لاستخدام جهاز باهظ الثمن - مفاعل نووي - هو حاجز لكثير من الكيميائيين التحليليين الذين يفضلون أن يكونوا قادرين على القيام بتحليلاتهم في المختبر الخاص بهم، وذلك باستخدام معدات أقل تكلفة. بطبيعة الحال، هناك العديد من مجموعات NAA البحثية تستخدم بشكل فعال المفاعلات النووية المتوفرة لديهم.

أسهمت طريقة NAA كثيراً في معرفتنا في العديد من المجالات لا سيما مجالات البيولوجيا والطب، والصناعة، والمواد النقية، والتلوث البيئي، والفن وعلم الآثار، والكيمياء الأرضية، والكيمياء الجنائية. وقد جاء قدر كبير من معرفتنا عن عناصر الأثر الأساسية (وعناصر الأثر السامة، مثل الزرنيخ والزرنيق)، من دراسات NAA. ويعود الفضل في صناعة أنصاف النواقل كثيراً لدراسات NAA المهمة المبكرة، كالسيليكون عالي النقاء. وكانت الدراسات الرئيسية للتلوث البيئي، ولا تزال، تستند إلى طريقة NAA التي تعد طريقة مساهمة رئيسية في الدراسات في مجال علم الآثار، ولها تطبيقات في مجال الكيمياء الجنائية - مثل الكشف الأولي عن بقايا طلقة (الكشف عن الباريوم والأنتيموان) وتحليل عينات الأدلة

من طلبة الرصاص وكريات الطلقة (من أجل Sn, Sb, As, Ag, Cu) كما تستخدم على نطاق واسع في التحقيقات الجنائية.

التطورات المهمة الأخرى في مجال NAA

على الرغم من أن معظم هذا العرض قد ركز على تطورات الفصل الكيميائي الإشعاعي والأشكال الآلية لطريقة NAA، باستخدام تدفقات المفاعلات النووية للنيوترونات الحرارية، إلا أنه لم يذكر العديد من التطورات الأخرى: NAA الجسيمات المشحونة، NAA الفوتون، NAA النيوترونات فوق الحرارية، NAA مع نيوترونات ^{252}Cf ، NAA مع عد النيوترونات المتأخرة، NAA مع أشعة غاما الفورية، NAA الدورية، NAA مع المفاعل النبضي، NAA مع نيوترونات طاقتها 14 MeV، الطرق المعيارية الأحادية، المواد المرجعية المعتمدة، وبرنامج التنبؤ المسبق للحاسوب [3].

منذ عام 1986 حتى الآن (مرحلة الكودات)

لقد قاد حل بعض المشاكل التجريبية التي واجهت الباحثين أثناء تطبيقهم لطريقة NAA إلى إجراء تطورات على تقانة NAA، فكان التحليل بالتنشيط النيوتروني باستخدام إشعاع غاما الفورية (PGNAA) Prompt Gamma، والتحليل بالتنشيط النيوتروني داخل الكائن الحي (In Vivo Neutron Activation Analysis)، والتحليل بالتنشيط النيوتروني خارج الكائن الحي (Analysis In Vitro Neutron Activation)، والتحليل بالتنشيط النيوتروني لفترة قصيرة (STNAA)، والتحليل بالتنشيط النيوتروني المستعمل للكيمياء الإشعاعية (RNAA) Radiochemical، والتحليل بالتنشيط النيوتروني الذي تُستخدم فيه طرق الفصل الكيميائي قبل التشعيع pre-irradiation Chemical separation methods (CNAA)، والتحليل بالتنشيط النيوتروني الذي يستخدم نيوترونات فوق حرارية (ENAA) Epithermal Neutron، والذي يستخدم نيوترونات سريعة Fast neutrons (FNAA) في بعض الحالات الخاصة [1]. والتحليل بالتنشيط النيوتروني للعينات الكبيرة (LSNAA) Large Sample Neutron Activation Analysis [4,5] وغيرها.

دخل الحاسوب إلى التقانات التحليلية لـ NAA حيث قام الباحثون في هذا المجال وبمساعدة مبرمجين بتوظيف الحاسوب في عمليات محاكاة من أجل NAA من خلال كودات خاصة منها مثلاً الكود MCNP حيث يشير الرمز المختصر MCNP إلى "Monte Carlo N-Particles" ويجري تطوير هذا الكود في مختبرات لوس ألاموس الوطنية في الولايات المتحدة الأمريكية، يعتمد هذا الكود الذي أعد أصلاً للنيوترونات، طرائق مونتي كارلو لتتبع جسيمات فردية في الأوساط المادية. وقد جرى تعديله ليشمل محاكاة منابع أخرى كمنابع غاما والإلكترونات كما في النسخة MCNP4C2. ويشمل الكود MCNP عدداً من مكتبات المقاطع العرضية حيث تتوفر معلومات كافية لجميع العناصر من $Z = 1$ إلى $Z = 98$. ويحاكي الكود MCNP4C2 انتقال النيوترونات في مجال الطاقة من 10^{-11} إلى 20 MeV [4,5].

دُرِس تأثير تفكك النيوترونات على تدفق حزمة نيوترونية في التحليل بالتنشيط النيوتروني NAA من أجل طاقات مختلفة، وأُخِذَ بعين الاعتبار بعد أن كان مهماً من أجل عينات كبيرة [6,7].

كما دُرِس تأثير تشتت النيوترونات على تدفق حزمة نيوترونية في التحليل بالتنشيط النيوتروني NAA، وتحديد مفهوم العينة الكبيرة بشكل دقيق [8-10].

الفصل الأول

التأثيرات المتبادلة للنيوترونات مع المادة

1.1. مقدمة

نقدم في هذا الفصل توصيفاً لعمليات التأثير المتبادل للنيوترونات مع المادة، من تشتت مرن وغير مرن وامتصاص وأسّر، وقياس المقاطع العرضية للنيوترونات، ونظرية الانتشار النيوتروني، وقمنا باقتباس الدراسة الآتية من المراجع [11-20].

2.1. تصادم النيوترونات مع النوى

1.2.1. أنواع التفاعلات بشكل عام

إن عملية التشتت واحدة من أهم أنواع التصادمات. ترتبط بنوع الجسيمات القذائف ونوع الجسيمة الواردة. إذا ما اصطدم النيوترون بنواة الهدف، وبعد التصادم لوحظ بأن النيوترون يغادر المشهد، فإنه يمكن القول إن النيوترون قد تشتت بواسطة النواة الهدف. وإذا كانت الطاقة الحركية للنيوترون قبل التصادم تساوي مجموع الطاقات الحركية للنواة المرتدة وللنيوترون المتشتت بعد هذا التصادم، فإن العملية تسمى تشتتاً مرناً. وأما إذا كانت الطاقة الحركية غير مصونة، أي أن جزءاً منها يذهب إلى إثارة نووية، فإن العملية تكون تشتتاً غير مرن. وبصورة عامة يمثل التشتت غير المرن بالمعادلة، $A(n, n)A^*$ ، حيث A ترمز للنواة الهدف، و A^* ترمز للنواة المرتدة، و $*$ ترمز للإثارة، فإذا كان $A^* = A$ أي لم يكن هنالك إثارة سمي التشتت مرناً وعندها يصبح شكل المعادلة كما يلي $A(n, n)A$. إذن لا يوجد اختلاف بين النواة الناتجة المثارة أو المستقرة عموماً في التشتت المرن.

يُشار عموماً إلى التشتت بالتفاعل (n, n) من أجل عمليات التشتت البسيطة. لكن بالإضافة إلى عمليات التشتت، قد يؤدي تصادم النيوترونات بالنوى إلى طرد جسيمات أو إشعاعات أخرى، كما في، التفاعلات (n, γ) ، (n, p) أو (n, α) . وهناك أنواع أخرى من

التفاعلات التي تحدث عندما تتصادم النيوترونات مع النواة أهمها التفاعلات $(n, 2n)$ ، والانشطار $(n, \text{fission})$. يؤدي تفاعل $(n, 2n)$ النيوترون الوارد على النواة إلى طرد اثنين من النيوترونات، ونواة مرتدة تكون نظيراً للنواة الهدف. ويكون هذا التفاعل دوماً ماصاً للحرارة [11-13].

a. الميزات العامة للتصادمات

تتألف الحالة الابتدائية من الجسيمة الواردة ونواة الهدف في أي عملية تصادم، وتتألف الحالة النهائية من الجسيمة المنطلقة والنواة المرتدة. من أجل طاقة معينة للحالة الابتدائية هنالك عدد من الحالات الطاقية الممكنة للجسيمات المنطلقة، فضلاً عن عدد من الحالات الطاقية الممكنة للنواة المرتدة، شريطة أن تكون هذه الطاقات متفقة مع قانون مصونية الطاقة. إذا كان اندفاع حركة الجسيمات القذيفة واتجاهها ثابتين، فإن انحفاظ الدفع يثبت دفع الارتداد وبالتالي يثبت الطاقة الحركية للارتداد. إن قانون مصونية الطاقة يثبت حالة إثارة للنواة المرتدة. بالتالي فإن تحديد الاندفاع (مقداراً واتجاهاً) للجسيمات القذيفة، يُحدد الحالة النهائية تماماً.

لنفترض أن طاقة الجسيمة القذيفة E . عندئذ، ما هو احتمال حدوث العبور بين الحالات الابتدائية والنهائية؟ على افتراض أن مثل هذه العبورات تخضع لقوانين ميكانيك الكم العامة، وبالتالي فإن ذلك يمكن أن يُظهر أن احتمال حدوث عبور طاقي للجسيمات القذيفة بين E و $E + dE$ يمكن كتابته كجداء $M\rho$ حيث $M = |H|^2/\hbar^2$ ، و $\rho(E)$ هي كثافة الحالات النهائية الممكنة في جوار E . حيث إن H هو الهاملتوني، \hbar ثابت بلانك المختزل.

يمكن استنتاج تابع الكثافة من اعتبارات الميكانيك الإحصائي. يتبين في عدد من الحالات، أن تغير هذا العامل يكون أكثر فعالية (تغيره أسرع) من تغير M . باستخدام إحدى التقانات المألوفة في ميكانيك الكم، يتم تصور جسيمات القذيفة على أنها موجودة في صندوق كبير ذي حجم Ω . إن هذا الحجم سيكون لانهائياً في أي حالة عملية. وإن عدد الحالات للجسيمات القذيفة التي ستمتلك طاقة قدرها E ، في هذا الصندوق، يتناسب مع حجم الفضاء الطوري الموافق لهذه الطاقة. في الإحداثيات الديكارتية حيث h هو البعد الخطي للخلية في فضاء الطور (يمكن أن تحتوي الخلية على حالة واحدة)، وبالتالي فإن عدد الحالات من أجل

x تكون بين x و $x + dx$ ومن أجل y بين y و $y + dy$ ، ومن أجل z بين z و $z + dz$. ومن أجل p_x بين p_x و $p_x + dp_x$ ، ومن أجل p_y بين p_y و $p_y + dp_y$ ، ومن أجل p_z بين p_z و $p_z + dp_z$ ، يكون $dx dy dz dp_x dp_y dp_z / r^3$ ، يؤدي التكامل على فضاء التكوين (x, y, z) إلى اختزال هذه إلى $dp_x dp_y dp_z \Omega / r^3$ أو (Ω / r^3) مرات (تكرار) عنصر حجم الدفع. من الواضح عندئذ أن عدد الحالات التي تكون من أجلها كمية الحركة الكلية $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ ، بين p و $p + dp$ يكون تماماً Ω / r^3 مرة. إن عنصر الحجم هذا، يمثل قشرة كروية في فضاء الدفع، تكون $4\pi p^2 dp$. وهكذا، فإن عدد حالات الدفع التي بين p و $p + dp$ يكون:

$$dN = \left(\frac{\Omega}{r^3}\right) 4\pi p^2 dp \quad (1.1)$$

إن كثافة الحالات في واحدة مجال الطاقة، $\rho(E)$ ، يمكن أن تحسب من العلاقة (1.1) بالتغيير من متحولات الدفع إلى متحولات طاقة. إن الطاقة $E = mv^2/2 = p^2/2m$ من أجل الجسيمات (α, p, n, \dots) ، وبالتالي $dE = P dp / m = v dp$. أما من أجل الفوتونات، فإن الطاقة $E = hv = hc/\lambda$ أو $\lambda = h/p$ ، وهذا يعني $E = pc$ ، وبالتالي $dE = c dp$. في كلتا الحالتين إن dE/dp تمثل سرعة (الجسيمة أو الفوتون). باستبدال p و dp من العلاقات السابقة في العلاقة (1.1)، نحصل على عدد الحالات في واحدة مجال الطاقة مع طاقة بين E و $E + dE$:

$$\rho(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{4\pi\Omega}{r^3} \cdot \frac{p^2}{v} \quad (2.1)$$

حيث إن: $p^2/v = m^2 v$ من أجل الجسيمات.

$$= h^2 v^2 / c^3 \quad \text{من أجل الفوتونات.}$$

يبين ظهور Ω في $\rho(E)$ أنها كحجم (الذي تتخلق فيه الجسيمة المقتلعة) يكون مسموحاً أن يصبح كبيراً بشكل لا نهائي، وتصبح كثافة الحالات لا نهائية أو يمكن أن تقتلع الجسيمات بأية طاقة (بمعنى أن، هنالك تسلسلاً مستمراً من حالات الطاقة الممكنة). على كل حال، إن احتمال العبور يصبح محدداً، لأن عناصر المصفوفة تحتوي Ω بمثل هذه الطريقة تكون فيها M متناسبة مع Ω^{-1} . بالتالي فإن احتمال العبور إلى حالة تكون فيها

الجسيمات المقتلعة أو الفوتون المقتلع يمتلك دفعا قدره p ، يتناسب مع Mp_e^2/v_e . وعندئذ من أجل جسيمة وحيدة واردة بسرعة v_i يصطدم بنواة وحيدة، ينتج من **المعادلة (2.1)** أن احتمال التصادم (في وحدة الزمن) يكون σv_i ، حيث σ المقطع العرضي من أجل الجسيمات الواردة بسرعة v_i ، وللجسيمات المقتلعة تكون السرعة v_e . بكتابة معادلة الاحتمالات ودمج الثوابت المختلفة في M' ، نحصل على معادلة من أجل المقطع العرضي **[12-14]:**

$$\sigma = M' \cdot \frac{p_e^2}{v_e} \frac{1}{v_i} \quad (3.1)$$

وهذه المعادلة التي حصلنا عليها **المعادلة (3.1)** عامة جداً. سنطبق النتيجة على عدة حالات محددة ليتم فهمها:

- التشتت المرن

في حالة التشتت المرن تكون السرعات الابتدائية والنهائية متساوية، أي $v_i = v_e$. وبالتالي باستبدال هذا في **العلاقة (3.1)** تختزل **علاقة** المقطع العرضي إلى:

$$\sigma = M' m^2$$

هذا يعني أن المقطع العرضي يتناسب مع m^2 . حيث يكون مجال الطاقة صغيراً، فإن المقطع العرضي للتشتت المرن لن يعتمد كثيراً على طاقة النيوترون من أجل النيوترونات البطيئة. وتجدر الإشارة إلى أنه من أجل التشتت المرن لنوى ذات أعداد كتلية صغيرة تكون السرعات الابتدائية والنهائية متساوية في جملة مركز الكتلة فقط، وأنه في هذا الجملة يكون الاستخراج السابق صحيحاً **[15]**.

- عمليات الامتصاص

بفرض أن النواة المرتدة ثقيلةً والجسيمات المقتلعة (الخفيفة الكتلة) تمتلك تقريباً كامل الطاقة الحركية في الحالة النهائية. وهذه الحالة المبينة في **الشكل (1.1)**. نيوترون ذو كتلة m ، وسرعته v_i ، يصدم النواة الهدف، ويقتلع جسيمات خفيفة جديدة ذات كتلة m' وسرعة v_e . إن حفظ الطاقة يتطلب أن تكون الطاقة الحركية للجسيمات المقتلعة مساوية للطاقة الحركية للنيوترونات الواردة أيًا تكن الطاقة Q للتفاعل النووي:

$$\frac{m'v_e^2}{2} = \frac{m'v_i^2}{2} + Q$$

أو

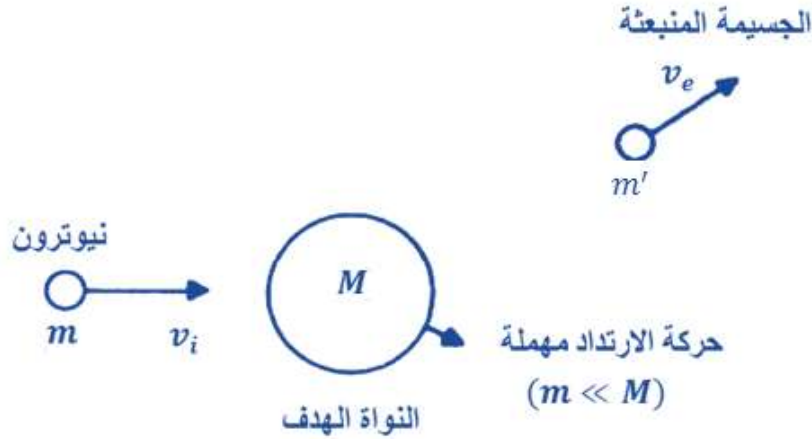
$$p_e^2 = (m')^2 \left[\left(\frac{m}{m'} \right) v_i^2 + \left(\frac{2}{m'} \right) Q \right]$$

يلاحظ أن $p_e^2/v_e = m'p_e$ وبالتعويض في العلاقة (3.1)، يُعطى المقطع

العرضي بالعلاقة الآتية:

$$\sigma = M'(m')^2 \frac{1}{v_i} \left[\left(\frac{m}{m'} \right) v_i^2 + \left(\frac{2}{m'} \right) Q \right]^{1/2}$$

عندما تكون Q موجبة (أي عندما يكون التفاعل ناشراً للحرارة) وتكون v_i صغيرة، فإن المقطع العرضي يتناسب $1/v_i$ ، الذي يدعى أيضاً بقانون $1/v$. إن القيمة السالبة لـ Q والصغيرة جداً لـ v_i ، لا تسبب تغيراً له معنى، مما يعطي مقطعاً عرضياً تخيلياً، والذي يبين أن الصيغة لا تغطي الحالة. فمن أجل مثل هذا الحالة يجب أن تكون قيمة σ صفراً [16].



الشكل (1.1): عمليات الامتصاص.

- التشتت غير المرن

نفترض نيوتروناً وارداً ذا كتلة m على نواة ذات كتلة M . إذا لم تكن النواة الهدف ثقيلة جداً بالمقارنة مع النيوترون، فإن جميع البارامترات ينبغي أن ترجع إلى جملة مركز الكتلة. وفي هذه الحالة يجب استبدال كتلة النيوترون بالكتلة المختزلة $\mu = mM/(m + M)$ (من أجل $M/m \gg 1$ ، فإن العلاقة السابقة تختزل إلى m).

حيث تكون جملة مركز الكتلة والمخبرية تقريباً متماثلتين). إذا فرضنا أن سوية الإثارة الأولى للنواة الهدف هي W_1 . عندئذ، إذا كانت الطاقة الحركية للنيوترون أصغر من طاقة الإثارة الأولى $W_1 < \mu v_i^2/2$ (جملة مركز الكتلة) فإن التشتت غير المرن لا يمكن أن يحدث. لكن إذا كانت الطاقة الحركية أكبر $W_1 < \mu v_i^2/2$ وكانت النواة مثارة إلى هذه السوية، فإن الطاقة الحركية للنيوترون الصادر بعد التصادم ستكون:

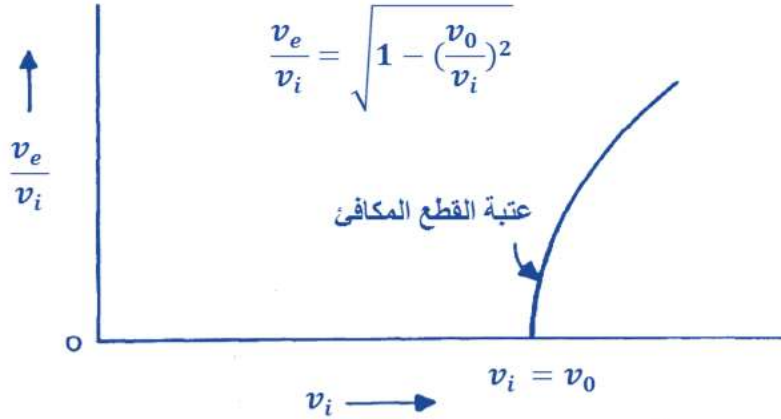
$$\left(\frac{\mu v_e^2}{2}\right) = \left(\frac{\mu v_i^2}{2}\right) - W_1$$

مما يجعل المقطع العرضي يُعطى بالعلاقة الآتية:

$$\sigma = M' \frac{(\mu v_e)^2}{v_e} \frac{1}{v_i} = M' \mu^2 \left(\frac{v_e}{v_i}\right) = M' \mu^2 \sqrt{1 - \frac{2W_1}{\mu v_i^2}}$$

بكتابة W على الشكل $\mu v_0^2/2$ ، حيث v_0 عتبة السرعة من أجل إثارة النواة إلى طاقة W ، تجعلها أسهل لرؤية كيف يمكن أن يتوقع سلوك المقطع العرضي قرب العتبة.

$$\sigma = M' \mu^2 \sqrt{1 - (v_0/v_i)^2} = M' \mu^2 \sqrt{(v_i + v_0)/v_i} \sqrt{(v_i - v_0)/v_i}$$



الشكل (2.1): تشتت النيوترونات غير المرن (v_i هي سرعة النيوترون الوارد، v_e هي سرعة النيوترون المتشتت).

يكون المقطع العرضي تقريباً $M' \mu^2 \sqrt{(2/v_i)(v_i - v_0)}$ ، من أجل $(v_i - v_0)/v_i \ll 1$ (قرب العتبة)، أي أن المقطع العرضي قرب العتبة يزداد من الصفر كجذر تربيعي لفائض السرعة، شريطة أن تُعد M' ثابتة. ونظراً لأن المقطع العرضي يتناسب مع سرعة النيوترون v_e بعد التشتت غير المرن، والنتيجة أن هذه السرعة يجب أن تزيد بطريقة

مشابهة لالتناسب مع الجذر التربيعي لفائض السرعة قرب العتبة. وهذا موضح في الشكل (2.1) [17].

- تفاعل الأسر الإشعاعي (n, γ)

إن الجسيمة المقتلعة (المنبعثة) تكون فوتوناً في تفاعل الأسر الإشعاعي، لذلك يجب استبدال p^2/v بالمقدار h^2v^2/c^3 ، انظر المعادلة (2.1). فإذا ما اصطدم نيوترون بالنواة وتم أسره، فإن هناك عموماً فائضاً في الطاقة - الطاقة المترافقة مع طاقة ارتباط النيوترون بالنواة. إن أسر النيوترون يكون بشكل تقريبي دوماً ناشراً للحرارة، باستثناء حالة واحدة هي الهيليوم، إن الطاقة اللازمة لانبعث الفوتون $W + \mu v_i^2/2$ ، حيث W هي طاقة ارتباط النيوترون. إذا كان انبعث الفوتون الأول يوافق انتقالاً إلى سوية L (ليس بالضرورة السوية الأرضية) فإنه سيمتلك طاقة قدرها $W_L + \mu v_i^2/2 = hv$. وباقترب v_i من الصفر، فإن المقدار hv يقترب من قيمة ثابتة هي W_L ، بحيث يصبح h^2v^2/c^3 ثابتاً. إن العامل الآخر في المقطع العرضي، الذي يزيد بسرعة، هو $1/v_i$. ونتيجة للعمليات (n, γ) فإن المقاطع العرضية يجب أن تزداد مع $1/v$ من أجل النيوترونات البطيئة ($v \sim 0$)، شريطة أن تكون M' بحد ذاتها ثابتة [11].

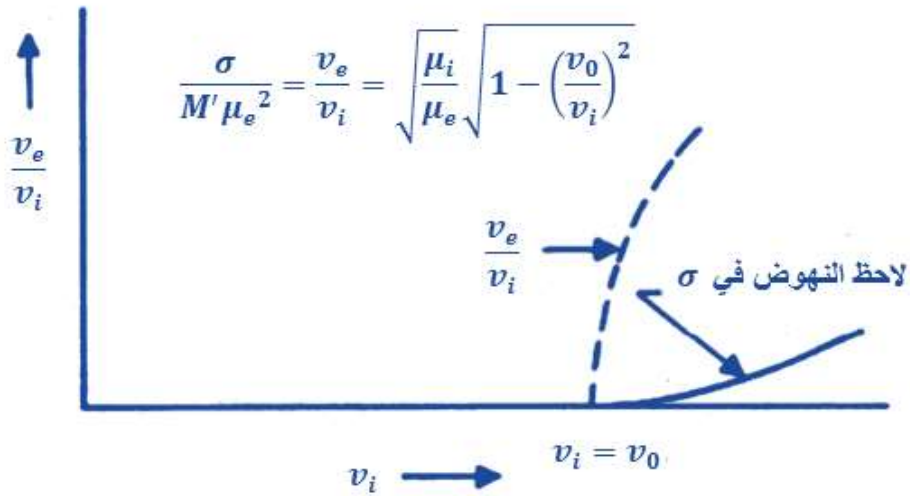
- التفاعلات (n, α)

إن هذه التفاعلات، التي يتم فيها أسر نيوترون يؤدي إلى إصدار جسيمة ألفا، يمكن أن تكون ماصة أو ناشرة للحرارة (Q موجبة أو سالبة). كما في المثال السابق لعملية الامتصاص، إن معادلة الطاقة في جملة (منظومة) مركز الثقل تكون:

$$\frac{\mu_e v_e^2}{2} = \frac{\mu_i v_i^2}{2} + Q$$

حيث μ_e الكتلة المختزلة لجسيمة ألفا المقتل، و μ_i الكتلة المختزلة للنيوترون الوارد. إذا كانت Q موجبة، عندئذ v_e^2 تكون على الأقل $(2Q/\mu_e)$ بحيث أن المقطع العرضي، الذي في المعادلة (3.1) يكون $M' \mu_e^2 v_e/v_i$ ، ويكون خاضعاً للقانون $1/v_i$ ، على الأقل من أجل v_i صغيرة. وهكذا، فإن النيوترونات البطيئة في العملية (n, α) ، من أجل $Q > 0$ ، يجب أن تمتص وفقاً لقانون $1/v$. وعلى كل حال، من أجل $Q < 0$ ، يكون الحال مختلفاً. بالإشارة إلى طاقة العتبة بـ $Q = \mu_i v_0^2/2$ ، فإن معادلة الطاقة يمكن أن تختزل إلى

المرن، يجب أن تزداد سرعة جسيمات ألفا المنبعثة بالتناسب مع الجذر التربيعي لفائض عتبة السرعة، **الشكل (2.1)**. بالنظر إلى **الشكل (3.1)**، نلاحظ أن النمو في σ ليس قطعاً مكافئاً. وهذا يعود إلى تغير M' في هذه الحالة. إن كون ألفا جسيمات مشحونة، يمكنها أن تهرب عبر حاجز الكمون الكهرستاتيكي (حاجز غامو Gamow barrier). وهذا يقلل بشكل فعال المقطع العرضي كما هو مبين في **الشكل أدناه [15,16]**.



الشكل (3.1): تفاعل (n, α) مع Q سالبة. لاحظ أن σ ليس لها نفس الشكل كما v_e/v_i عند العتبة، يظهر اختلاف M' .

2.2.1. المقاطع العرضية لتفاعل النيوترونات

a. تابعة المقاطع العرضية للنيوترونات للطاقة

يمكن وصف تصادم النيوترونات مع النواة الهدف. ويتم تحديد أبعاده بواسطة "المقطع العرضي" أو مجموعة من السنتيمترات المربعة لكل ذرة. حيث أصبح معروفاً التعبير عن المقاطع العرضية بالبارن "barns" وواحد بارن يعرف كـ $10^{-24} \text{ cm}^2/\text{atom}$. إذا كانت كثافة حزمة النيوترونات n نيوترون لكل سنتيمتر مكعب وكانت جميعها تتحرك بسرعة v سنتيمتر في الثانية، وكان التصادم يحدث على مساحة σ (المقطع العرضي) من الهدف النووي، فإن عدد النيوترونات المرتبطة بالهدف في الثانية سيكون $nv\sigma$. ويمكن تصور ذلك باعتبار أن مساحة الهدف σ تتحرك بسرعة v عبر حزمة نيوترونات. وفي حركتها هذه سوف

يندفع الهدف "ماسحاً" في الثانية حجماً $v\sigma$ ، وسيكون هناك $n v\sigma$ نيوترون، حيث يكون هنالك n نيوترون في وحدة الحجم.

إن هذا التمثيل ملائم، إلا أن هنالك أمراً يجب أن يكون مفهوماً وهو أن النواة ليست مساحة بالمعنى الهندسي المعتاد. حيث إن هذه المساحة تعتمد على طاقة الجسيمات الواردة. ويمكن فهم هذه الاعتمادية، من أجل النيوترونات، كمياً باعتبار أن طول موجة دي بروي للنيوترونات يتغير مع الطاقة. إن **العلاقة الأساسية** بين طول الموجة λ للجسيمة وكمية حركتها p هي $\lambda = h/p$ حيث h يمثل ثابت بلانك. ومن أجل طاقة النيوترون تصبح هذه الطاقة:

$$E = mv^2/2 = (mv)^2/(2m) = p^2/2m$$

أو

$$p = \sqrt{2mE} \quad (4.1)$$

وبالتالي من أجل $v \ll c$ يكون:

$$\lambda = h/p = h/\sqrt{2mE}$$

إن شرط كينونة v أقل من c (سرعة الضوء)، هو ضروري وذلك لاستخدام العبارة اللانسبوية للطاقة الحركية. (إن هذه المحدودية تكون مهمة نظراً لكون الكتلة السكونية للنيوترون 931 MeV). يعطي التعبير عن طاقة النيوترون E بالإلكترون فولت واستبدال $h = 6.61 \times 10^{-27}$ erg.sec، $m = 1.675 \times 10^{-24}$ g، $1 \text{ electron Volt (eV)} = 1.601 \times 10^{-12}$ erg، **العلاقة (4.1)**، **العلاقة التقريبية الآتية:**

$$\lambda = \frac{0.286}{\sqrt{E}} \times 10^{-8} \text{ cm} \quad (5.1)$$

إن المسافة بين الذرات في الحالة صلبة الآن، هي من رتبة الأنغستروم (3 – 4) Å وهي وسطياً حوالي 3×10^{-8} cm. إن تعويض القيم العددية في **المعادلة (5.1)** يبين أن النيوترونات التي تبلغ طاقتها حوالي 0.01 eV لها طول موجي مميز عن الأبعاد ما بين الذرات، أو أكبر بكثير من أي أبعاد نووية. حتى يكون طول الموجة مساوياً لقطر نواة متوسطة، لنقل 10^{-12} cm، فإن طاقة النيوترون يجب أن تكون حوالي 10 MeV.

إن نواة قطرها 10^{-12} cm (يمثل القطر ضعف مجال القوى النووية) سيكون لها مقطعاً عرضياً هندسياً من رتبة 10^{-24} cm² أو 1 barn. فإذا ما نظر للنيوترون على أنه جسيمة نقطية، فمن المعقول أن يُتوقع أن تكون جميع المقاطع العرضية من رتبة البارن. وعلى الرغم من ذلك، كما هو مبين في **المعادلة (5.1)**، إذا سلك النيوترون سلوكاً يتفق مع السلوك الأساسي للميكانيك الموجي، فإنه لا يمكن النظر للنيوترون على أنه جسيمة نقطية بالنسبة بالنواة؛ أي عندما يكون طول الموجة، على الأقل، أصغر من الأبعاد النووية. وهذا لا يكون صحيحاً إلا إذا كانت النيوترونات سريعة، بمعنى أن، النيوترونات ذات طاقات، على الأقل، أكبر أو تساوي 1 MeV. ومن أجل النيوترونات البطيئة يزداد طول الموجة وعلى سبيل المثال ففي النيوترونات الحرارية ذات الطاقة 1/40 eV يكون طول الموجة λ قدره حوالي 2×10^{-8} cm. وفي هذه الحالة تكون النواة جسيمة "نقطية" بالنسبة للنيوترون. وبالتالي ينبغي أن يكون σ من رتبة λ^2 من أجل النيوترونات البطيئة. وبالتالي من أجل النيوترونات الحرارية، يمكن للمرء أن يتوقع المقاطع العرضية الكبيرة 10^{-16} cm² أو 10^8 المضروبة في المقاطع العرضية للنيوترونات السريعة. ويظهر التحليل النظري في الواقع أن λ^2 أكبر، أي $\lambda^2 < \sigma$.

المقصود من المناقشة السابقة تقديم إحدى الحجج التي تبين أنه ليس من الممكن تعيين المقطع العرضي الهندسي المفرد الفعال للنواة من أجل جميع طاقات النيوترونات الواردة، حيث إنه في مجال الطاقات المعتبرة في الحالات العملية عموماً، (10^{-3} إلى 10^7 eV)، تتباين أبعاد النيوترونات من 10^{-8} إلى 10^{-12} cm. كما يمكن العثور على عوامل أخرى غير أبعاد النيوترون تؤثر في المقطع العرضي.

تماشياً مع الفكرة القائلة بأن المقطع العرضي ليس كمية هندسية بحتة ينبغي حل **العلاقة المذكورة** في الفقرة الأولى من هذا المقطع من أجل σ :

$$\sigma = \frac{\text{عدد العمليات على النواة في واحدة الزمن}}{nv} \quad (6.1)$$

حيث n عدد النيوترونات في وحدة الحجم في الحزمة الواردة، و v سرعة النيوترون. يسمى عادة المقدار nv **تدفق النيوترونات** نظراً لأنه يمثل عدد النيوترونات العابرة في وحدة المساحة من الهدف في وحدة الزمن. إن قيم σ تعطى ضمن المجال:

$$10^{-24} \text{ cm}^2 \leq \sigma < \lambda^2 \quad (7.1)$$

وتم تعريف طول موجة دي بروي λ للنيوترون في المعادلات (4.1) و (5.1) [7].

b. قياس المقاطع العرضية الكلية

يتم تحديد المقطع العرضي الكلي لمادة معينة من أجل النيوترونات الواردة عن طريق قياس عبور النيوترونات لعينة بنيتها معروفة. يبعث المنبع نيوترونات ويكون تدفق الحزمة الواردة على العينة (I_0 neutrons/sec.cm²)، انظر الشكل (4.1). ونتيجة لعمليات التشتت والامتصاص عند اجتياز المواد تتخفض شدة النيوترونات إلى I . تقاس استجابة الكاشف مع العينة "في" الحزمة و"خارج" الحزمة، بحيث يمكن تحديد I و I_0 على التوالي.

إن الترتيب الهندسي للتجربة يجب أن يكون بحيث لا يكشف أي نيوترون متشتت. وهذا يفرض أن تكون الزاوية المجسمة صغيرة جداً للامتصاص عند المنبع وعند الكاشف. يبين الخط المنكسر في الشكل (4.1) كيف يمكن الكشف عن النيوترون المتشتت إذا لم تكن حزمة النيوترونات متوازية تماماً. بتحديد الحزمة (أي جعل الحزم الواردة والعابرة متوازية) وبوجود فتحات مناسبة. إن استيفاء الشروط الهندسية المذكورة ضرورياً، وعملية التشتت المضاعف للنيوترونات الباردة المتشتتة يمكن أن تتشتت مرة أخرى في حزمة شبكة الغطاء باحتمال ضئيل. ولا يمكن أن تكون هذه دائماً عابرة من أجل عينات سميكة، حيث يكون التشتت فيها أكبر من الامتصاص.

من الواضح أنه في الامتصاص الشكل (5.1)، يوجد طبقة سمكها Δx ، تسقط عليها حزمة متوازية (I neutrons/sec.cm²). إذا كان N عدد الذرات الماصة لكل سنتيمتر مكعب، فإن $N\Delta x$ نواة لكل 1 cm² تقدم أهدافاً للحزمة النيوترونية الواردة. يتضح من المعادلة (6.1) أن عدد العمليات التي سوف تحدث في وحدة المساحة خلال وحدة الزمن هو عدد النوى في وحدة المساحة $N\Delta x$. حيث يمثل nv تدفق النيوترون الوارد تماماً I هذا يعني أن عدد التصادمات النيوترونية في وحدة المساحة خلال وحدة الزمن ضمن الطبقة هو:

$$N' = \sigma_t I N \Delta x \quad (8.1)$$

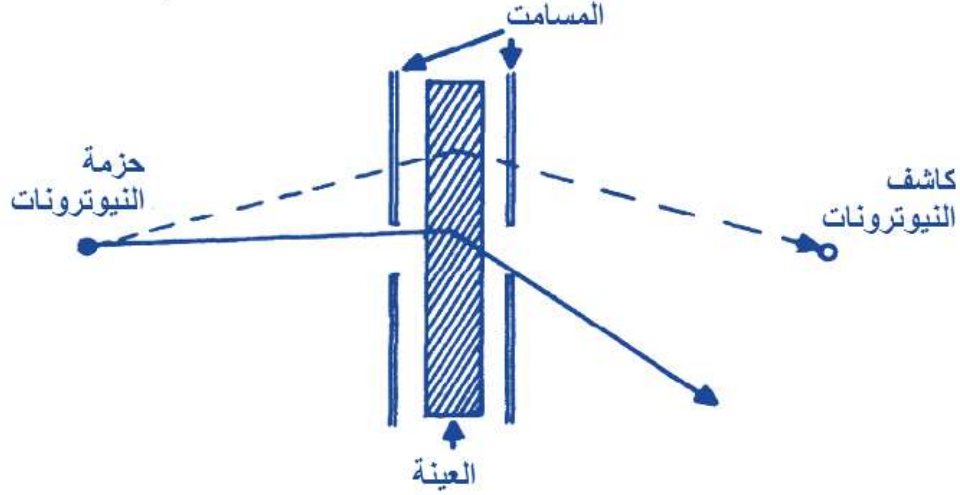
حيث إن $\sigma_t = \sigma_{\text{total}}$ المقطع العرضي من أجل جميع عمليات التصادم.

الآن، أي تصادم يزيل النيوترون من الحزمة المتوازية، $-\Delta I$ ، الانخفاض في شدة الحزمة. **علاقة القانون الأسّي المعروف:**

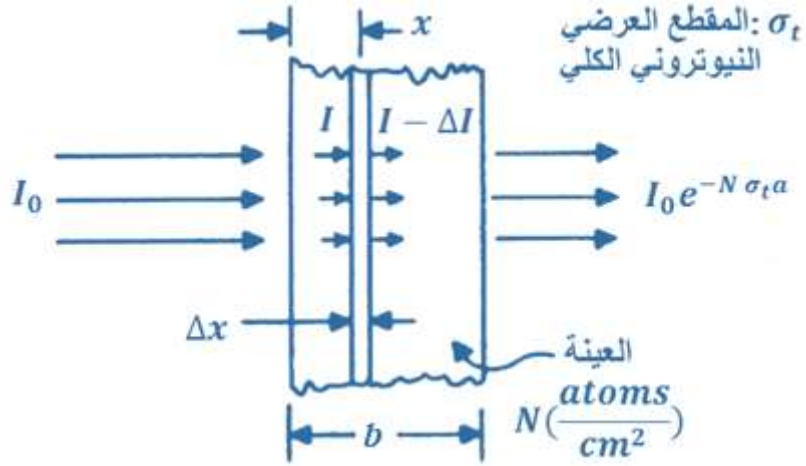
$$\begin{aligned} -\Delta I &= \sigma_t I N \Delta x \\ -\Delta I / I &= N \sigma_t \Delta x \end{aligned} \quad (9.1)$$

بالمكاملة نجد:

$$I = I_0 e^{-N \sigma_t a}$$



الشكل (4.1): الترتيب العام لتجربة عبور النيوترونات (قياس المقطع العرضي الكلي).



الشكل (5.1): قانون الامتصاص الأسّي.

أو

$$\sigma_t = \frac{\ln\left(\frac{I_0}{I}\right)}{Nb}$$

حيث I_0 هي الشدة واردة، أي كثافة الحزمة (عند $x = 0$)، و b هي سمك العينة. وتعتبر **المعادلة الأخيرة** عن المقطع العرضي الكلي في العبارة التجريبية المقاسة كميًا. يمكن تعريف المقطع العرضي الكلي σ_t على أنه:

$$\sigma_t = \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{inelastic}} + \sigma_{\text{absorption}} \quad (10.1)$$

حيث $\sigma_{\text{absorption}}$ تشمل جميع العمليات التي فيها متصااص النيوترون، أي (n, α) ، (n, p) ، (n, f) و (n, γ) إلى آخره [13-14].

3.2.1. تغيير الاتجاه والطاقة بعد التصادم

عندما يتشتت النيوترون بشكل مرن بالنواة، وتكون النواة في البداية ساكنة، تنتقل طاقة حركية من النيوترون إلى النواة. وإذا كانت النواة المتأثرة هي نواة ذرة الهيدروجين مثلاً، فإن النيوترون يفقد نصف طاقته في أثناء التصادم. في هذه العملية، تستمر التصادمات بشكل متتالٍ بحيث أن نيوتروناً طاقته 1 MeV يصبح حرارياً أي طاقته (0.025 eV) بعد حوالي 24 تصادم وسطياً.

وُجِدَ أن نظرية التصادم الكلاسيكية قابلة للتطبيق وتؤدي إلى نتائج تتفق مع التجربة، كما هو الحال في المسائل الكلاسيكية للجسيمات المتصادمة، ومن المناسب وضع إطارين مرجعيين هما:

الجملة المخبرية L - في هذه الجملة، يتم تحديد الإطار المرجعي من خلال اعتبار الجسم الهدف ساكن قبل التصادم.

جملة مركز الكتلة C - في هذه الجملة، يتم تحديد الإطار المرجعي من خلال اعتبار مركز الكتلة للهدف والقذيفة في حالة سكون.

وفي هذه الأخيرة، من الواضح أننا ننظر إلى مجموعة الجسيمات المتصادمة كلياً ونعتبر مركز كتلتها ثابتاً. من المهم أن نلاحظ أن جميع القياسات التجريبية المعمولة للتصادمات النووية تستخدم الجملة المخبرية كجملة مرجعية. بمعنى آخر، جميع الجمل المرجعية عملياً مخبرية. لأن جميع الحسابات النظرية تجري عملياً في جملة مركز الكتلة. وسوف نرى أن الجملة C تعطي وجهة نظر عن الأشياء التي هي في الأساس أبسط من ذلك في الجملة L .

لندرس في الجملة L تصادم نيوترون (عدده الكتلي مساوٍ لـ 1) وسرعته v مع نواة كتلتها A ، بدايةً في السكون. وبالتالي الكتلة الكلية لجملة الجسيمين المتصادمين $A + 1$ ودفع النيوترون الابتدائي $1 \cdot v$ ، فإن سرعة مركز الكتلة (كما تظهر في الجملة L) هي $v/(A + 1)$. 1. سرعات النواة A والنيوترون بالنسبة إلى مركز جملة الكتلة هي $v/(A + 1)$ ، 1 ، $vA/(A + 1)$ ، على التوالي. تكون اتجاهات هذه السرعات متعاكسة، حيث أن كمية الحركة الكلية للجملة فيما يتعلق بمركز الكتلة هو صفر. بعد التصادم، تبقى مقادير السرعات ثابتة، ولكن اتجاهات الحركة تكون مختلفة، انظر **الشكل (6.1)**. يجب أن تبقى المقادير دون تغيير، لأن الدفع الكلي بالنسبة لمركز الكتلة يجب أن يبقى صفرًا. وسيتوقف التغير في الاتجاه على الطبيعة الدقيقة للتصادم. إذا كانت الزاوية θ بين الاتجاه الابتدائي واتجاه التشتت (في الجملة C)، فإن $\theta = 0$ ، وهذا يعني أن التصادم يكون عرضياً، وفي حين كان $\theta = \pi$ فهذا يعني أنه رأسي.

من الواضح أن المراقب في الجملة C سيشاهد الجسيمتين المتصادمتين في البداية بشكل رأسي تتجهان إلى بعضهما البعض على طول خط مستقيم واحد، والجسيمة الأثقل تتحرك بشكل أبطء. وبعد التصادم، يشاهد مراقب الجملة C الجسيمتين تتحركان باتجاهين متعاكسين تماماً، دون تغير في سرعة المركز. ويقول مراقب الجملة C أن عملية التصادم كانت متماثلة المناحي إذا كانت جميع الزوايا θ (الزاوية بين "قبل" و "بعد") لها احتمال اتجاهات الحركة متماثلة. بما أن الجملة C ليس لها اتجاه مفضل للحركة (مركز الكتلة عند السكون)، فإننا نعتمد نفس المصطلحات ونطلق على التشتت أنه تماثل المناحي عندما تكون جميع قيم θ متساوية على حد سواء .

الآن، إن الانتقال من الجملة C إلى الجملة L يتم بسهولة إذا اعتبرنا أن C و L جمل تتحرك بالنسبة لبعضها البعض بسرعة تساوي لسرعة مركز الكتلة في الجملة المخبرية. هذه السرعة هي نفس السرعة الأولية للنواة A في الجملة C ، أو بالضبط $v/(A + 1)$. بأخذ هذا المتجه وإضافته إلى سرعة النيوترون في الجملة C "بعد" يعطينا سرعة النيوترون في الجملة L "بعد"، انظر **الشكل (7.1)**، - تكون زاوية التشتت واضحة في الجملة C ، إن الزاوية θ ، ليست نفسها زاوية التشتت في الجملة L ، ϕ ، يمكن بسهولة (من خلال قانون الجيب) أن

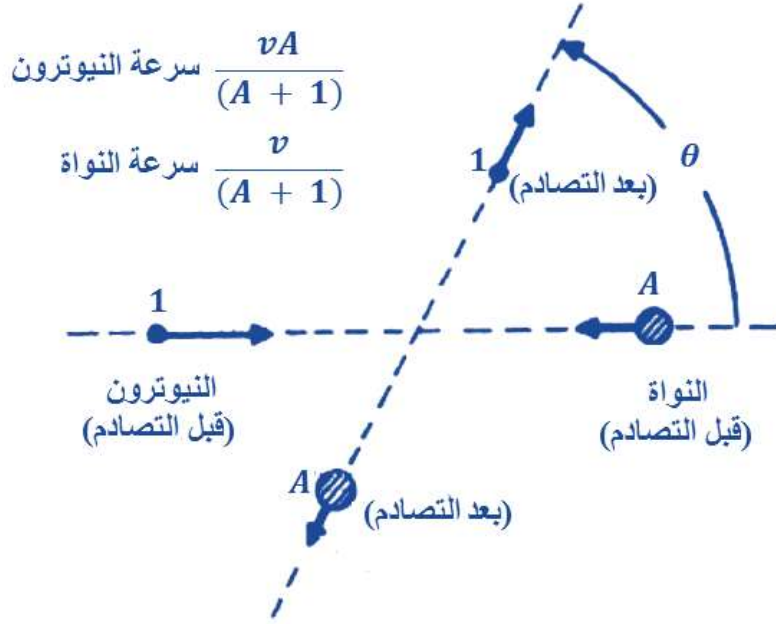
نجد:

$$A \sin(\theta - \varphi) = \sin \varphi$$

أو

$$\tan \varphi = \frac{A \sin \theta}{1 + A \cos \theta} \quad (11.1)$$

كلا العبارتين متساويتان. مع أي منهما، من الممكن تحويل زوايا التشتت من جملة إلى أخرى.



الشكل (6.1): تشتت النيوترون في جملة مركز الكتلة.

طاقة النيوترون قبل التصادم في الجملة L ، $mv^2/2$. وبعد التصادم، تكون $mv'^2/2$. وبالتالي فإن نسبة طاقات النيوترون بعد التصادم وقبله كما لوحظ في الجملة L هو $(v'/v)^2$. يمكن تحديد هذه النسبة من **الشكل (7.1)** من قانون جيب التمام:

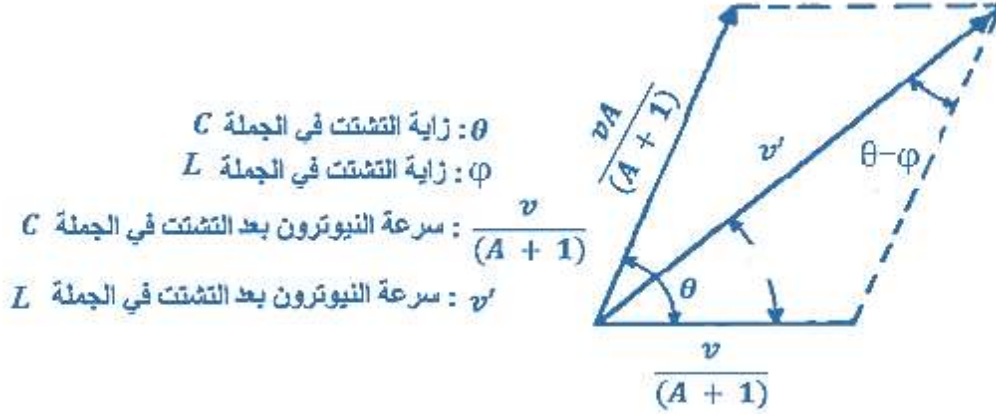
$$v'^2 = \left[\frac{v}{A+1} \right]^2 + \left[\frac{vA}{A+1} \right]^2 + 2A \left[\frac{v^2}{(A+1)^2} \right] \cos \theta$$

$$\frac{\text{الطاقة الحركية قبل التصادم}}{\text{الطاقة الحركية بعد التصادم}} = \frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A+1)^2} \quad (12.1)$$

تجدر الإشارة إلى أنه على الرغم من أن **المعادلة (12.1)** تمثل نسبة الطاقات الحركية التي لوحظت في الجملة المخبرية، إلا أن الزاوية θ تمثل زاوية التشتت الملحوظة في جملة مركز الكتلة. بالنهاية يمكن التعبير عن زاوية التشتت في الجملة المخبرية من خلال **المعادلة**

(11.1). لكن، بما أننا نرغب بتعيين متوسط جميع الزوايا، فسنبقي على زاوية تشتت الجملة C ، كما نرغب أن يكون المتوسط في الجملة C بسيطاً نسبياً. في الواقع، من أجل التشتت المتماثل المناحي، يكون متوسط التجيب صفراً:

$$(\cos \theta)_{av} = \frac{\left[\int_0^\pi \cos \theta \, 2\pi \sin \theta \, d\theta \right]}{\left[\int_0^\pi 2\pi \sin \theta \, d\theta \right]} = 0 \quad (13.1)$$



الشكل (7.1): تشتت النيوترون في الجملة المخبرية L .

من ناحية أخرى، فإن متوسط جيب التمام لزاوية التشتت المخبرية لا يساوي الصفر، ولكنه عدد موجب، يبين أن الجسيمات المتصادمة لها ميل للحفاظ على اتجاه الحركة. يتبين

من المعادلة (12.1) ما يلي [15-17]:

$$\cos \phi = 1 / \sqrt{1 + \tan^2 \phi} = \frac{A \cos \theta + 1}{\sqrt{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}}$$

متوسط الـ $\cos \phi$ كما هو قبل ذلك:

$$(\cos \phi)_{av} = \frac{\int_0^\pi \cos \phi \, 2\pi \sin \phi \, d\phi}{\int_0^\pi 2\pi \sin \phi \, d\phi} = \frac{\int_0^\pi (A \cos \theta + 1) \sin \theta \, d\theta}{2(A^2 + 1 + 2A \cos \theta)} = \frac{2}{3A}$$

3.1. نظرية الانتشار النيوتروني

يؤدي نموذج نظرية الانتشار لانتقال النيوترونات دوراً مهماً في نظرية المفاعلات نظراً لأنها بسيطة إلى حدٍ يكفي للسماح بالتحقق العلمي منها، وهي واقعية كفايةً لدراسة العديد من مشاكل التصميم المهمة للمفاعل. ونظراً لكون النيوترونات المعتبرة أحادية الطاقة أو السرعة، فإنه يمكن أن تقدم نموذجاً أو تصوراً أولياً عن التصميم. إن الطرق الرياضية المستخدمة في

تحليل مثل هذا النموذج هي نفسها المطبقة في أساليب أكثر تطوراً مثل نظرية انتشار المجموعة المتعددة، ونظرية الانتقال.

يعتمد استخراج **معادلة الانتشار** أثناء العبور على قانون فيك Fick's law، بالإضافة لذلك يمكن استخراج **معادلة الانتقال** بشكل مباشر أيضاً. تتم مناقشة استخراج **معادلة هيلمهولتز Helmholtz**، والقيود المفروضة على **معادلة الانتشار** وكذلك الشروط الحدية المستخدمة المطبقة على الهندسة الواقعية والمسائل الفيزيائية [18].

2.3.1. المقطع العرضي للانتقال

يتم أخذ تأثير التوزيع الزاوي للتشتت بناءً على حركة النيوترونات التي يمكن وصفها باستخدام المقطع العرضي للانتقال. بفرض أن:

1. الوسط لانهائي.
2. ولا يوجد امتصاص في وسط التشتت.
3. ولا تتغير طاقة النيوترونات نتيجة للتصادم مع نوى الوسط.
4. وتقطع الجسيمات بعد كل تصادم مسافة تدعى المسار الحر الوسطي للتشتت λ_s والذي يتأثر بزاوية التشتت θ .

بعد إدخال النيوترونات في المنظومة، تتحرك مسافة تعطى بالعلاقة:

$$\overline{Z_0} = \lambda_s \quad (14.1)$$

إن المسافة المتوقعة قطعها بعد الاصطدام الأول على طول المحور Z ، كما هو مبين في الشكل (8.1) تعطى بالعلاقة:

$$Z_1 = \lambda_s \cos(\theta_1)$$

القيمة المتوسطة لـ Z_1 هي:

$$\overline{Z_1} = \lambda_s \overline{\cos(\theta_1)} = \lambda_s \bar{\mu} \quad (15.1)$$

حيث إن:

$$\bar{\mu} = \frac{2}{3A}$$

و A العدد الكتلي للنواة في وسط التشتت.

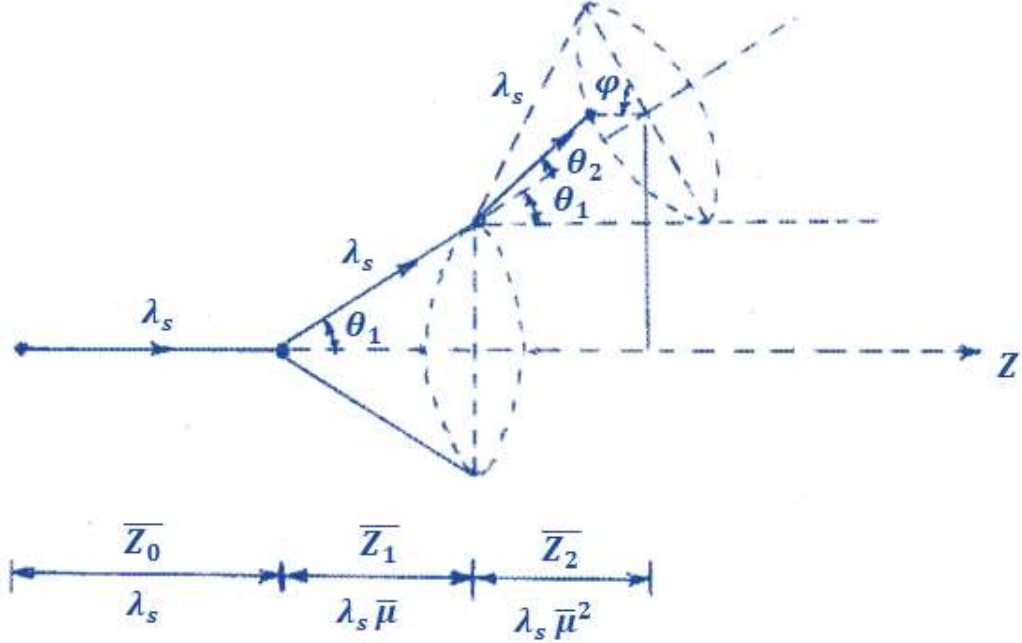
وإن المسافة المقطوعة بعد الاصطدام الثاني تكون:

$$Z_2 = \lambda_s \cos(\theta_1) \cdot \cos(\theta_2)$$

حيث إن θ زاوية السميت للتشتت متماثل المناحي.

إن القيمة المتوسطة لـ Z_2 عطي بالعلاقة:

$$\overline{Z_2} = \lambda_s \overline{\cos(\theta_1) \cdot \cos(\theta_2)} \approx \lambda_s \overline{\cos(\theta_1)^2} = \lambda_s \bar{\mu}^2 \quad (16.1)$$



الشكل (8.1): هندسة انتقال الجسيمات على امتداد ثلاث تصادمات.

بشكل عام من أجل $(n - 1)$ تصادم:

$$\overline{Z_n} = \lambda_s \bar{\mu}^n ; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (17.1)$$

حيث $\overline{Z_n} \rightarrow 0$ عندما $n \rightarrow \infty$ ، وهذا يعني أن النيوترونات يمكن أن تشتت في كافة الاتجاهات بنفس الاحتمال، في التصادم التالي (التصادم $(n + 1)$). وهذا يعني أن النيوترون يفقد الاتجاه الأصلي للحركة بعد سلسلة من التصادمات التي تتميز سلاسل ماركوف Markov، والتي تتناول مسافة ما تعبره الجسيمة خلال وحدة الزمن λ_{tr} :

$$\begin{aligned} \lambda_{tr} &= Z_0 + Z_1 + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_s \bar{\mu}^n \\ &= \lambda_s (1 + \bar{\mu} + \bar{\mu}^2 + \dots) \\ &= \frac{\lambda_s}{1 - \bar{\mu}}, \quad \forall \quad \bar{\mu} < 1 \end{aligned} \quad (18.1)$$

يعرف المقطع العرضي للانتقال كما يأتي:

$$\Sigma_{tr} = \frac{1}{\lambda_{tr}} = \Sigma_s(1 - \bar{\mu}) \quad (19.1)$$

لكن إذا حدث امتصاص، فإننا نعمم تعريف المقطع العرضي للعبور بالشكل [19]:

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_a + \Sigma_s(1 - \bar{\mu}) = \Sigma_t - \Sigma_s \bar{\mu} \quad (20.1)$$

حيث إن Σ_t المقطع العرضي الكلي الماكروسكوبي.

3.3.1. قانون فيك (FICK) وتقريب الانتشار

يتم ربط تدفق النيوترونات Φ وكثافة تيار النيوترونات \vec{J} بطريقة بسيطة في شروط محددة. إن العلاقة بين Φ و \vec{J} تكون مماثلة من حيث الشكل للقانون المستخدم في دراسة ظواهر الانتشار في السوائل والغازات أو ما يعرف بقانون فيك⁵ Fick.

كي نستطيع استخدام هذا القانون في نظرية المفاعل والذي يقود إلى تقريب الانتشار. سنقوم بالافتراضات الآتية:

1. اعتبار الوسط لانهائياً.
 2. إن المقاطع العرضية تكون ثابتة، بغض النظر عن الموضع، مما يعني أن الوسط متجانس.
 3. الانتشار متماثل المناحي في الجملة المخبرية (L).
 4. إن تدفق النيوترونات يتغير ببطء مع الموضع.
 5. يتم استخدام منظومة سرعة حيث تكون كثافة النيوترونات غير تابعة للزمن.
 6. لا يوجد منبع للانشطار في المنظومة.
- سيتم تطبيق بعض هذه الافتراضات في وقت لاحق. على سبيل المثال، سيتم أخذ وسط الانتشار باعتباره متناهيًا في الحجم، أكثر من أنه لانهائي.
- يتوجب علينا محاولة حساب كثافة التيار في مستوي الإحداثيات في الشكل (9.1).
- يعطى المتجه \vec{J} بالعلاقة:

$$\vec{J} = J_x \hat{i} + J_y \hat{j} + J_z \hat{k} \quad (21.1)$$

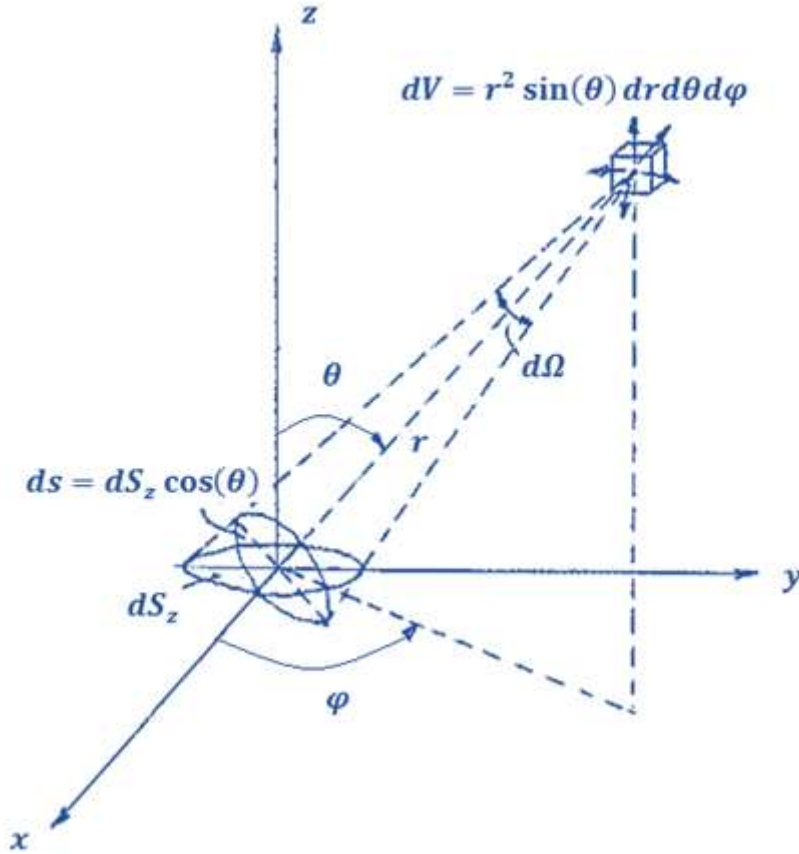
⁵ إن قانون فيك في الكيمياء الفيزيائية ينص على أن: "إذا كان تركيز المادة المذابة في منطقة معينة أكبر من أخرى في المحلول، ينتشر المذاب من منطقة ذات التركيز الأعلى إلى منطقة ذات التركيز الأقل".

لذلك يتوجب علينا حساب المركبات J_x , J_y , J_z .

يمكن أن تكتب هذه المركبات من أجل كثافة التيارات المحورية الجزئية على النحو

الآتي:

$$\begin{aligned} J_x &= J_x^+ - J_x^- \\ J_y &= J_y^+ - J_y^- \\ J_z &= J_z^+ - J_z^- \end{aligned} \quad (22.1)$$



الشكل (9.1): الهندسة الكروية من أجل استخراج تيار النيوترونات وقانون فيك.

سيتم التركيز على العبور من أجل مركبة واحدة J_z ، عبر عنصر المساحة dS_z في

مركز احداثيات الجملة وفقاً للاتجاه السالب لـ z ، كما هو مبين في **الشكل (9.1)**.

إن كل نيوترون مار خلال dS_z في المستوي $x - y$ ، يأتي من تصادمات التشتت.

وإن تشتت النيوترونات في المستوي $x - y$ يجعلها تتدفق إلى الأسفل من خلال عنصر

المساحة dS_z .

لنعتبر أن عنصر الحجم يعطى **بالعلاقة:**

$$dV = r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (23.1)$$

وبالتالي عدد تصادمات التشتت التي تحدث في وحدة الزمن من أجل عنصر الحجم dV هو:

$$\sum_s \Phi(\vec{r}) dV = \sum_s \Phi(\vec{r}) r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (24.1)$$

حيث إن $\Phi(\vec{r})$ تمثل تدفق النيوترونات، و \sum_s المقطع العرضي الجبري للتشتت إن التشتت يكون متماثل المناحي في الجملة L ، من أجل الجزء الذي يصل إلى dS_z المقابل للزاوية المجسمة $d\Omega$:

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{\frac{ds}{r^2}}{4\pi} = \frac{dS_z \cos(\theta)}{4\pi r^2} \quad (25.1)$$

بذلك يكون عدد النيوترونات المتشتتة في واحدة الزمن في عنصر الحجم dV الممتد على dS_z ، بعد أن تتوهن في الوسط، متناسباً مع العامل الأسّي $e^{-\Sigma_t r}$:

$$dN = e^{-\Sigma_t r} \sum_s \Phi(\vec{r}) r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\varphi \frac{dS_z \cos(\theta)}{4\pi r^2}$$

نستطيع كتابة كثافة التيار الجزئي J_z^- بالشكل:

$$J_z^- = \frac{\int dN}{dS_z} = \frac{\sum_s}{4\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} e^{-\Sigma_t r} \sum_s \Phi(\vec{r}) r^2 \sin(\theta) \cos(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (26.1)$$

إن $\Phi(\vec{r})$ يمثل تابعاً غير معلوم، سننشره بسلسلة تايلور Taylor بفرض أن التغير بسيط مع الموضع:

$$\Phi(\vec{r}) = \Phi_0 + x \left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_0 + y \left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_0 + z \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_0 + \dots$$

بكتابة كل من x و y و z في الإحداثيات الكروية:

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{r}) = & \Phi_0 + r \sin(\theta) \cos(\varphi) \left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_0 + r \sin(\theta) \sin(\varphi) \left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_0 \\ & + r \cos(\theta) \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_0 \end{aligned} \quad (27.1)$$

بالتعويض في المعادلة (26.1) نحصل على:

$$\begin{aligned}
& J_z^- \\
&= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} e^{-\Sigma_t r} \left[\Phi_0 + r \sin(\theta) \cos(\varphi) \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \right. \\
&+ r \sin(\theta) \sin(\varphi) \frac{\partial \Phi}{\partial y} \Big|_0 \\
&+ r \cos(\theta) \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \left. \right] \sin(\theta) \cos(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (28.1)
\end{aligned}$$

إن العلاقة السابقة تحتوي على $\cos(\varphi)$ و $\sin(\varphi)$ اللذين ينتهيان إلى الصفر من أجل $\varphi \in [0, 2\pi]$ ، لذلك:

$$\begin{aligned}
J_z^- &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} e^{-\Sigma_t r} \left[\Phi_0 \right. \\
&+ r \cos(\theta) \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \left. \right] \sin(\theta) \cos(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (29.1)
\end{aligned}$$

يمكن إيجاد الحد الأول على النحو الآتي:

$$\begin{aligned}
I_1 &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \Phi_0 \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} e^{-\Sigma_t r} \sin(\theta) \cos(\theta) dr d\theta d\varphi \\
&= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \Phi_0 \cdot 2\pi \cdot \frac{1}{\Sigma_t} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{4} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \Phi_0
\end{aligned}$$

ومن أجل الحد الثاني:

$$\begin{aligned}
I_2 &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} r e^{-\Sigma_t r} \sin(\theta) \cos^2(\theta) dr d\theta d\varphi \\
&= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \cdot 2\pi \cdot \frac{1}{\Sigma_t^2} \cdot \frac{1}{3} = \frac{1}{6} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0
\end{aligned}$$

وبالتالي تصبح العلاقة (29.1) بالشكل:

$$J_z^- = \frac{1}{4} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \Phi_0 + \frac{1}{6} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \quad (30.1)$$

بشكل مشابه، يمكن إيجاد:

$$J_z^+ = \frac{1}{4} \frac{\sum_s}{\sum_t} \Phi_0 - \frac{1}{6} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \quad (31.1)$$

بتعويض العلاقة (30.1) و (31.1) في (22.1) نجد:

$$\begin{aligned} J_x &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \\ J_y &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \Big|_0 \\ J_z &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \end{aligned} \quad (32.1)$$

بالتعويض في المعادلة (21.1)، نحصل على العلاقة المعبرة عن كثافة التيار، وذلك

بعد الإسقاط على جملة محاور الأصل، حيث أن جملة المحاور اختيارية:

$$\begin{aligned} \vec{J} &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \hat{j} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \hat{k} \right) \\ \vec{J} &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \vec{\nabla} \Phi = -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \overrightarrow{grad} \Phi \end{aligned} \quad (33.1)$$

نعرف معامل الانتشار:

$$D = \frac{\sum_s}{3 \sum_t^2} \quad (34.1)$$

لذلك يعطى قانون فيك للانتشار النيوتروني بالعلاقة:

$$\vec{J} = -D \nabla \Phi \quad (35.1)$$

وينص على أن متجهة كثافة التيار تتناسب مع تدرج التدفق السالب. لاحظ أن اتجاه متجه التدرج يشير إلى تدفق النيوترونات، الذي هو مقدار متدرج لتيار النيوترونات، وهو مقدار متجه (أي أن النيوترونات تنتقل من التراكيز العالية إلى التراكيز المنخفضة) [20].

4.3.1. قيود نظرية الانتشار

يعبر قانون فيك عن أنه إذا كان تدرج التدفق سالباً، فإن كثافة التيار تكون موجبة. هذا يعني أن الجسيمات سوف تنتشر من المنطقة ذات التدفق الأعلى إلى المنطقة ذات التدفق الأخفض خلال التصادمات في الوسط. كما إن قانون فيك يفرض بعض القيود لحل

المسائل، بسبب الافتراضات الموضوعة، والتي تصبح غير صالحة، وتحتاج إلى تصحيح، وفقاً للشروط الآتية [19,20]:

a. قربها من الحدود

يفترض الاشتقاق السابق أن الوسط لانهائي. من أجل وسط محدود، يكون قانون فيك صحيحاً فقط في النقاط التي تبعد أكثر من بضع مسارات حرة عن حواف الوسط. وهذا محقق لأن تناقص الحد الأسّي يتم بسرعة كبيرة مع المسافة، وبالتالي فإن النقاط التي تبعد بضع مسارات حرة عن النقطة التي تم حساب التدفق فيها تساهم بشكل كبير في التكامل.

b. القرب من المصادر أو المصارف

يفترض أن تكون المساهمة في التدفق معظمها من تصادمات التشتت. إلا إن المصادر يمكن أن تكون موجودة. بسبب عامل التوهين، إضافة لذلك، هناك عدد قليل من مصادر النيوترونات ستساهم في التدفق إذا كان هناك أكثر من بضع مسارات حرة من المصادر.

c. تباين خواص جملة التشتت L

يظهر التشتت متماثل المناحي في الجملة المخبرية L من أجل الطاقات المنخفضة، ولكن ذلك ليس صحيحاً بشكل عام. لكن يبقى قانون فيك ساري المفعول مع تباين متوسط في التشتت، إذا تم تعديل معامل الانتشار، على أساس نظرية العبور الذي يعبر عنه بـ D ويعطى بالشكل:

$$D = \frac{1}{3\sum_s(1 - \bar{\mu}) \left(1 - \frac{4}{5} \frac{\sum_a}{\sum_t} + \dots\right)} \quad (36.1)$$

إذا كان $\sum_a \ll \sum_t$ ، ينتج عن العلاقة (36.1) أن:

$$D = \frac{1}{3\sum_s(1 - \bar{\mu})} = \frac{1}{3\sum_{tr}} = \frac{\lambda_{tr}}{3} \quad (37.1)$$

حيث إن:

$$\sum_s(1 - \bar{\mu}) = \sum_{tr} = \frac{1}{\lambda_{tr}}$$

و λ_{tr} المسار الحر الوسطي للانتقال المعروف سابقاً.

d. الوسط عالي الامتصاص

تم نشر التدفق بسلسلة تايلور، حيث إنه يتغير ببطء في الأوساط ضعيفة الامتصاص. في حين أنه يتغير التدفق بسرعة في الوسط عالي الامتصاص. لذلك سيتم تطبيق قانون فيك في الجمل ضعيفة الامتصاص:

$$\Sigma_a \ll \Sigma_t$$

عندما يكون الامتصاص موجوداً، يجب أن تحسب D باستخدام المعادلة (36.1)

وليس (37.1) أو (34.1).

e. القرب من الواجهات

تم افتراض أن الوسط متجانس عند استخراج قانون فيك. عند الحد الفاصل بين وسطين مختلفين من حيث خصائص التشتت، ويبقى قانون فيك صالحاً، شريطة ألا يؤدي التغير الحاد إلى تغير سريع للتدفق، مما يجعل منشور سلسلة تايلور غير صالح في استخراج التدفق. في الحقيقة، إن المشتقات من المرتبة الثانية إما تنتهي إلى الصفر، أو تلغى مساهمتها في J_z . كما لا تسهم المشتقات الثالثة في التكامل من أجل J_z . لذلك يكون قانون فيك صحيحاً إذا لم يتغير المشتق الثاني للتدفق بشكل ملحوظ.

f. تغير التدفق مع الزمن

يفترض أن يكون التدفق مستقلاً عن الزمن. يمكن الاستغناء عن هذا الشرط إذا كان تغيير التدفق Φ صغيراً خلال زمن صغير من مرتبة مغادرة النيوترون لبضعة مسارات حرة. إذا كان للنيوترونات البطيئة في المفاعل سرعة $v \approx 10^5$ cm/sec، وقطعت أكثر من ثلاثة مسارات حرة للتشتت، فإنه يمكننا أن نقول إن اختلاف الزمن من أجل التدفق يجب أن يحقق الشرط:

$$\frac{\Phi}{d\Phi/dt} \gg \frac{3\lambda_s}{10^5} [\text{sec}]$$

الذي ينص على أن الزمن اللازم للنيوترون لقطع ثلاثة مسارات حرة أصغر بكثير من الزمن المميز لتغير تدفق النيوترونات.

5.3.1. استخراج معادلة انتشار النيوترونات الحرارية

لاستخراج معادلة انتشار النيوترونات نستخدم الفرضيات الآتية:

1. نأخذ نيوترونات متماثلة الطاقة.
2. نصنف توزع النيوترونات في المفاعل باستخدام الكثافة النيوترونية $n(\vec{r}, t)$ التي هي عدد النيوترونات في وحدة الحجم عند الموضع \vec{r} في اللحظة t . وتكون علاقتها بالتدفق هي:

$$\Phi(\vec{r}, t) = vn(\vec{r}, t)$$

بفرض أن الحجم V اختياري وبكتابة معادلة التوازن:

(المعدل الزمني لتغيير عدد النيوترونات في V) = (معدل إنتاج النيوترونات في V) - (معدل امتصاص النيوترونات في V) - (معدل تسرب النيوترونات الشبكي من السطح من أجل V)
يعبر عن الحد الأول رياضياً بالشكل:

$$\frac{d}{dt} \left[\int \frac{1}{v} \Phi(\vec{r}, t) dV \right] = \frac{d}{dt} \left[\int \frac{1}{v} n(\vec{r}, t) dV \right] = \frac{1}{v} \left[\int \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r}, t) dV \right]$$

يكتب معدل الإنتاج بالشكل: $\int S(\vec{r}, t) dV$

ويكتب حد الامتصاص بالشكل: $\int \Sigma_a(r) \Phi(\vec{r}, t) dV$

ويكتب حد التسرب بالشكل: $\int \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \hat{n} ds = \int \nabla \cdot \vec{J}(\vec{r}, t) dV$

تم الاعتماد على نظرية غاوس (نظرية التفرق).

باستبدال الحدود المختلفة في معادلة التوازن نحصل على:

$$\int \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} dV = \int S(\vec{r}, t) dV - \int \Sigma_a(\vec{r}) \Phi(\vec{r}, t) dV - \int \nabla \cdot \vec{J}(\vec{r}, t) dV$$

أو

$$\int \left(\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} - S + \Sigma_a \Phi + \nabla \cdot \vec{J} \right) dV = 0 \quad (38.1)$$

حيث إن الحجم V اختياري، ويمكن أن نكتب:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{J} - \Sigma_a \Phi + S \quad (39.1)$$

باستخدام العلاقة بين \vec{J} و Φ (قانون فيك) في كتابة معادلة الانتشار:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \nabla \cdot [D(\vec{r}) \nabla \Phi(\vec{r}, t)] - \sum_a (\vec{r}) \Phi(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, t) \quad (40.1)$$

هذه **المعادلة** هي الأساس الأكثر تطوراً في نظرية المفاعل المستخدمة لنظرية الانتشار [20].

6.3.1 معادلة هيلمهولتز

معادلة الانتشار (40.1) هي **معادلة تفاضلية** جزئية من نوع قطع مكافئ. إنها أيضاً، تصف الظواهر الفيزيائية مثل توصيل الحرارة، انتشار الغاز، وانتشار المواد. تبسط هذه **المعادلة** في حالة وسط متجانس حيث أن D و \sum_a لا تعتمد على الموضع على النحو الآتي:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} - D \nabla^2 \Phi(\vec{r}, t) + \sum_a (\vec{r}) \Phi(\vec{r}, t) = S(\vec{r}, t) \quad (41.1)$$

تم استخدام تفرق التدرج وصولاً إلى مؤثر لابلاس:

$$\nabla \cdot \nabla = \nabla^2$$

إن مؤثر لابلاس ∇^2 يعتمد على جملة الإحداثيات المستخدمة:

ديكارتياً:

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (42.1)$$

أسطوانياً:

$$\nabla^2 \equiv \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (43.1)$$

كروياً:

$$\nabla^2 \equiv \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (44.1)$$

في حالة التناظر حول المتغيرات الزاوية θ و φ ، تبسط هذه **المعادلة** في حالة البعد الواحد إلى:

$$\nabla^2 \equiv \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^\alpha \frac{\partial}{\partial r} \right)$$

حيث إن: $\alpha = 0$ من أجل الإحداثيات الديكارتية.

$\alpha = 1$ من أجل الإحداثيات الأسطوانية.

$\alpha = 2$ من أجل الإحداثيات الكروية.

ويتم استبدال المشتقات الجزئية بالمشتقات الكلية.

في حالة استقلالية التدفق عن الزمن، نستخدم **معادلة الحالة المستقرة** للانتشار، أو

معادلة هيلمهولتز Helmholtz المتدرجة:

$$D \cdot \nabla^2 \Phi - \sum_a \Phi + S = 0 \quad (45.1)$$

وهي **معادلة تفاضلية جزئية** تمثل إهليلجاً.

يمكن كتابة **معادلة هيلمهولتز** بالشكل:

$$\nabla^2 \Phi(\vec{r}) - \frac{1}{L^2} \Phi(\vec{r}) = -\frac{S(\vec{r})}{D} \quad (46.1)$$

حيث:

$$L^2 = \frac{D}{\sum_a}$$

و L هو طول الانتشار.

من ناحية أخرى، تكون كثافة النيوترونات مستقلة عن الموضع والتدفق أيضاً، يمكن

أن نكتب من **العلاقة (41.1)**؛ مع مراعاة $\text{div} \vec{J} = 0$:

$$\frac{1}{v} \frac{d\Phi(t)}{dt} = S(t) - \sum_a \Phi(t) \quad (47.1)$$

وهي **معادلة التدفق** التابعة للزمن [18-20].

7.3.1. الشروط الحدية لمعادلة انتشار الحالة المستقرة

رياضياً، في **معادلة هيلمهولتز** هناك حاجة إلى الشروط الحدية نظراً لأنه: لا يمكن

تعيين كل من Φ أو المشتق الطبيعي $\partial\Phi/\partial n$ بشكل مستقل من أجل كل منها. لذلك،

تُعتمد الشروط الحدية الآتية عند المناقشة الفيزيائية [19,20].

a. شروط حدية الفراغ

إن المسار الحر الوسطي للنيوترونات في الهواء أكبر بكثير مما هو عليه في المفاعل، إلا أنه من الممكن التعامل مع النيوترونات على أنها في الفراغ في حسابات المفاعل. إذا اعتبرنا أنه لا يوجد انعكاس للنيوترونات من الفراغ إلى قلب المفاعل **الشكل (10.1)**، فإننا نكتب **المعادلة (31.1)** بالشكل:

$$J_z^- = \frac{1}{4} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \Phi_0 + \frac{1}{6} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 = 0 \quad (48.1)$$

بالعودة إلى استخراج قانون فيك:

$$D = \frac{\Sigma_s}{3\Sigma_t^2}$$

نستطيع أن نكتب:

$$J^-(x) = \frac{1}{4} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \Phi_0 + \frac{D}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 = 0 \quad (49.1)$$

حيث:

$$\frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 = -\frac{1}{2D} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \quad (50.1)$$

إذا كانت المواد أكثر تشتتاً عند الحدود ($\Sigma_s \ll \Sigma_t$)، فإن $\Sigma_s/\Sigma_t \approx 1$ ، وبإمكاننا أن نستبدل من أجل $D = \lambda_{tr}/3$:

$$\frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \approx -\frac{1}{2D} \approx -\frac{3}{2} \frac{1}{\lambda_{tr}} \quad (51.1)$$

لكن من هندسة **الشكل (10.1)**، يمكن أن نكتب إذا تم استقراء نظرية الانتشار خطياً:

$$\frac{\Phi_0}{d} = \tan(\theta) = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \quad (52.1)$$

حيث d هو الطول المقدر بالاستقراء.

بمقارنة **العلاقين (51.1)** و **(52.1)**، نحصل على:

$$\frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \approx -\frac{3}{2} \frac{1}{\lambda_{tr}} = -\frac{1}{d}$$

حيث:

$$d \approx \frac{2}{3} \lambda_{tr} \quad (53.1)$$

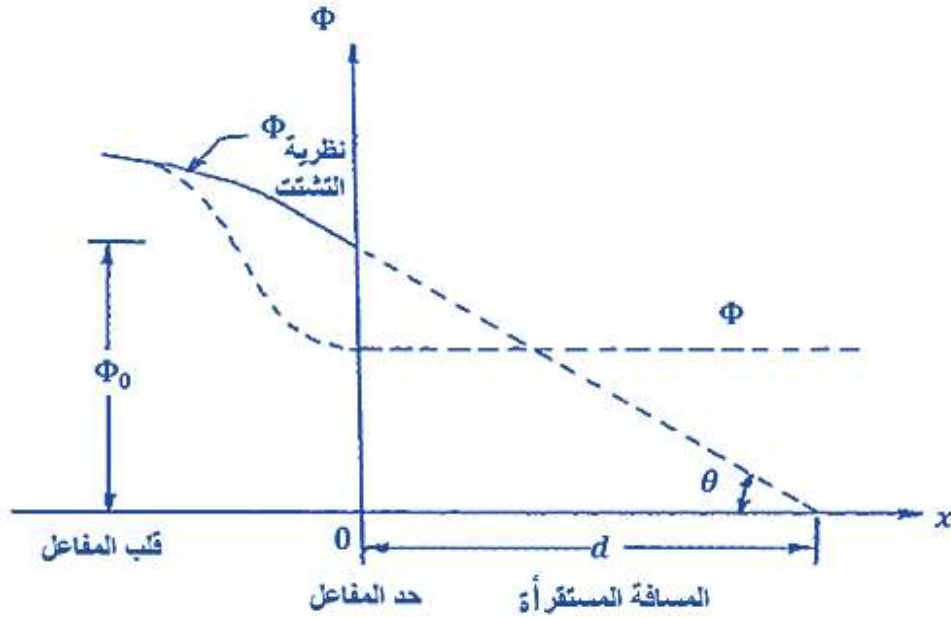
إن التحليلات الأكثر تفصيلاً تعطي تعبيرات أكثر تعقيداً لـ d في الحالة الحدية المنحنية. على سبيل المثال، من أجل الهندسة المستوية، تعطى بالشكل:

$$d = 0.7104 \lambda_{tr} \quad (54.1)$$

الشروط الحدية المنصوص عليها هي: (يزول التدفق عند مسافة مستقرأة أبعد من حافة سطح المفاعل)، أو:

$$\Phi(R + d) = 0 \quad (55.1)$$

حيث R نصف قطر المفاعل.



الشكل (10.1): الهندسة من أجل تقدير المسافة بالاستقرار في نظرية الانتشار.

b. الشروط الحدية للواجهة

التدفق مستمر من خلال الحدود بين وسطين مختلفين A و B:

$$\Phi_A|_{\text{interface}} = \Phi_B|_{\text{interface}} \quad (55.1)$$

إن المكونات القياسية لكثافة التيار عند الحدود يجب أن تساوي:

$$J_{An}|_{\text{interface}} = J_{Bn}|_{\text{interface}} \quad (56.1)$$

c. المتطلبات الفيزيائية للشروط الحدية

إن حل معادلة الانتشار يجب أن يكون حقيقياً، موجباً، وله قيمة واحدة:

$$\Phi \geq 0 \quad (57.1)$$

ويجب أن يكون حل **معادلة** الانتشار محدداً أيضاً في تلك المناطق التي تكون فيها **المعادلة** غير متوقعة، ولكن ليس بالضرورة، في نقطة شاذة لتوزع المنبع:

$$\Phi < \infty \quad (58.1)$$

يمكن استخدام هذه الشروط للتخلص من التوابع غير الضرورية في الحلول. وهذا يمهد الطريق لحسابات التدفق وقوة التوزيعات في تصميم مفاعل عملي.

الفصل الثاني

تعديلات على نظرية التحليل بالتنشيط النيوتروني NAA

1.2. مقدمة

من المسلم به أنه ما من نظرية أو طريقة قياس تبلغ منتهى الكمال ما لم يُحاط بكافة جوانبها. ولمّا كانت دقة وحساسية أي طريقة تحليل هما المعيار الأساس لأفضليتها على غيرها، وهما متعلقتان بجودة التقانة. فإنه منذ ظهور التحليل بالتنشيط النيوتروني Neutron Activation Analysis (NAA) كتقانة للتحليل النوعي والكمي للعناصر حتى الآن كان شغل الباحثين المختصين الشاغل والهمّ الأول لمطبقها هو العمل على تحسين دقتها وحساسيتها. ولهذا كان العمل طوال العقود الثمانية الماضية على نشأتها منصباً على إجراء تحسينات على التقانة المستخدمة.

إن بعض المشاكل التي واجهت الباحثين منذ وضعهم لنظرية (NAA)، جعلتهم يحددون الظروف التجريبية التي يجب أن يُجرى عندها التنشيط للعينات. لهذا عند وضعهم لنظرية (NAA) كانوا قد قيدوها بشروط، هي: أن تكون العينة المحللة رقيقة، وأن تكون النيوترونات المشع بها أحادية الطاقة، وأن يكون تدفقها كبيراً، وبناء عليه أمكنهم اعتبار أن معدل التفاعل التنشيطي ثابتاً.

وبناء على هذا الاعتبار اشتقوا **العلاقة الرياضية** التي توصف كميّاً عملية التنشيط، والتي ما تزال معتمدة إلى يومنا هذا.

عوداً على بدء يمكن القول: لقد واجه الباحثون في أثناء قياساتهم كثيراً من المشاكل التجريبية التي تتعلق بدقة وحساسية القياس، فوجدوا أنه يفضل بأن يُجرى التنشيط بالنيوترونات مع أنه يمكن التنشيط بغيرها، وأن تكون النيوترونات حرارية، وأن تكون أحادية الطاقة، مما يجعل معدل التنشيط أكثر ثباتاً. كما يفضل أن يكون تدفق الحزمة النيوترونية أكبر ما يمكن ليكون معدّل التنشيط أكبر ما يمكن، وهذا ما يجعل دقة وحساسية القياس أعلى. كما وجدوا أنه يُفضل جعل الخلفية الإشعاعية الطبيعية أقل ما يمكن حتى تصبح نسبة الإشارة إلى

الضجيج أكبر ما يمكن، فتكون دقة وحساسية القياس أكبر. ثم وجدوا أنه يُفضل جعل العينة متجانسة لتكون نتائج التحليل أدق، ثم وجدوا أنه من المستحسن إجراء عدة قياسات على العينة الواحدة بأزمنة تشعيع مختلفة، لأن النظائر النشطة إشعاعياً الناتجة تمتلك أعماراً نصف مختلفة، ثم تحديد أزمنة التبريد (القياس) اللازمة لكل نظير في العينة، ثم إجراء فصل كيميائي للعناصر المكونة للعينة قبل بدء التشعيع من أجل التقليل من التداخلات الطاقية لبعض العناصر التي لها طاقات غاما متقاربة، وبالتالي ترتفع الحساسية. ثم يفضل أن يُجرى الفصل بعد عملية التشعيع، وبهذا تكون نتائج التحليل أدق لخلوها من التلوث بعناصر المعالجة الكيميائية. وكذلك عند تعيين تراكيز العناصر طُبقت الطريقة المطلقة، ثم وجدوا أن الطريقة النسبية أفضل، ثم وجدوا أنه يفضل استخدام الطريقتين معاً، المطلقة أولاً ثم النسبية من أجل نتائج أكثر دقة، ثم وجدوا أنه يفضل زيادة مردود الكشف باستخدام كواشف ذات مردود أكبر، ثم ذات فصل طاقي أعلى، وذلك من أجل زيادة دقة وحساسية القياس. إن حل هذه المشاكل وغيرها حسن كثيراً نتائج التحليل النوعي والكمي لـ NAA [21].

من خلال البحث المرجعي لم نجد أن أحداً من الباحثين قد درس في نظرية NAA تغير تدفق الحزمة النيوترونية Φ أثناء عبورها للعينة مع سمكها x من أجل عينات كبيرة- بسبب تشتت النيوترون وعلى ضوء ذلك أعدنا صياغة النظرية واستنتاج **العلاقة** التي توصف كمياً عملية التنشيط.

عندما تكون العينة كبيرة⁶ سمكة فإن تغير التدفق Φ يصبح غير مهم. إن تغير التدفق هذا ينتج عن العمليات الآتية، وهي: أسر النيوترونات وتفككها وتشتتها، حيث إن عملية الأسر دُرست في حالة يمكن معها إهمال التشتت، كما تم دراسة تأثير التفكك. لم نلاحظ أن أحداً من الباحثين في كافة البحوث والدراسات المُجراة مؤخراً نوه من قريب أو بعيد إلى تأثير تشتت النيوترون على تدفق الحزمة النيوترونية العابرة للعينة المحللة بواسطة التحليل بالتنشيط النيوتروني (NAA)، وكأن هذا المقدار بالنسبة لهم مهم بدهاءة [22,25]. في هذا الفصل قمنا بدراسة نظرية التحليل بالتنشيط النيوتروني وتعديلاتها، وسنقوم باستنتاج **العلاقة التحليلية** التي تعطي احتمال عدم تشتت النيوترون الحر في الفصول اللاحقة، والتي

⁶ $x \approx 1 \text{ m}$ (أكبر من العينات التي كانت تستخدم عادةً في التحليل التي هي من رتبة الـ cm وما دون).

تظهر تأثير عدم تشتت النيوترون الحرّ على تدفق الحزمة النيوترونية ومن ثمّ مقارنته مع احتمال عدم تفاعل واحتمال عدم التفكك، للتحقق فيما إذا كان هذا المقدار مهماً أم لا في NAA.

2.2. نظرية التحليل بالتنشيط النيوتروني [26]

لدى وضع عينة هدف مساحة مقطعها 1cm^2 ودرجة حرارتها ثابتة وعدد نوى أحد النيوكليدات AX المستقرة فيها هو N_A ، في طريق حزمة متوازية واسعة من النيوترونات الحرارية والوحيدة الطاقة، فإنه يمكن لأي من نيوترونات هذه الحزمة أن يتفاعل مع أي من نوى الهدف.

إن معدل التفاعل R لنيوترونات الحزمة مع نوى عينة مقطعها 1cm^2 ، يساوي احتمال تفاعل أحد نيوترونات هذه الحزمة مع إحدى نوى العينة P مضروباً بتدفق الحزمة النيوترونية $\Phi(\text{neut./cm}^2\text{s})$ ؛ أي:

$$R = \Phi \cdot P$$

لكن احتمال تفاعل أحد نيوترونات الحزمة مع إحدى نوى العينة P يساوي نسبة عدد الحالات الممكنة إلى عدد الحالات الكلية؛ أي نسبة التفاعل الممكنة S_r إلى مساحة التفاعل الكلية 1cm^2 ؛ أي:

$$P = \frac{S_r}{1\text{cm}^2} = S_r$$

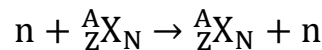
لكن مساحة التفاعل الممكنة S_r تساوي مساحة تفاعل نيوترون من الحزمة مع نواة من النوكليد AX ؛ أي المقطع العرضي الفعال $\sigma(\text{cm}^2)$ ، مضروباً بعدد النوى N_A للنوكليد AX الموجود في العينة؛ أي:

$$S_r = \sigma \cdot N_A$$

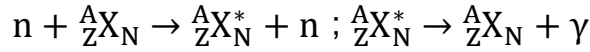
وبناءً عليه يُعطى معدل التفاعل بالعلاقة:

$$R = \Phi N_A \sigma (\text{reac./s}) \quad (1.2)$$

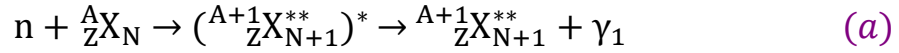
لكنّ التفاعل الحاصل إما أن يكون تشتتاً مرناً من النوع (n, n) ؛ أي:



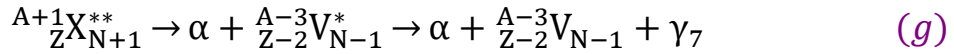
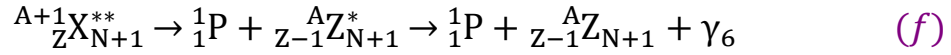
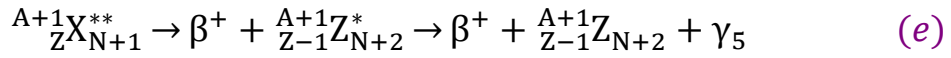
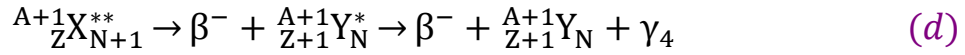
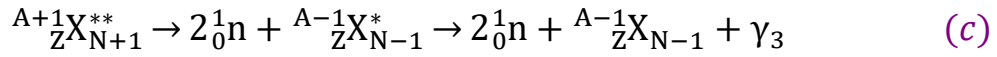
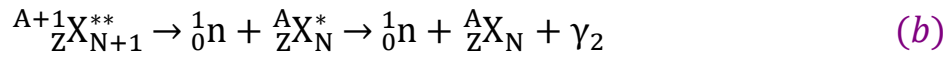
أو غير مرين من النوع $(n, n)^*$ ؛ أي:



أو أن يكون تفاعل امتصاص أو أسر للنيوترون من قبل النواة، فينتج عن ذلك نواة مركبة مثارة $({}^{A+1}_Z X_{N+1}^{**})^*$ ، والتي تتخلص مباشرة من خلال عملية التفاعل من جزء من طاقة الإثارة على شكل إشعاع غاما بعمر نصف من رتبة 10^{-12} sec، الذي يسمى بإشعاع غاما الفوري، انظر الشكل (1.2)، ونعبر عن ذلك بالمعادلة الآتية:



حيث إن النواة ${}^{A+1}_Z X_{N+1}^{**}$ الناتجة عن تفكك النواة المركبة على الأغلب لا تتخلص من كامل طاقة الإثارة؛ أي أنها ما تزال نشيطة إشعاعياً. تنتقل هذه النواة إلى حالة أكثر استقراراً بفصل أحد مكوناتها، فتتخلص من جزء ثانٍ من طاقة الإثارة، ثم ما تبقى من طاقة الإثارة تصدره على شكل إشعاع غاما مرافق كما هو مبين في المعادلات الآتية:



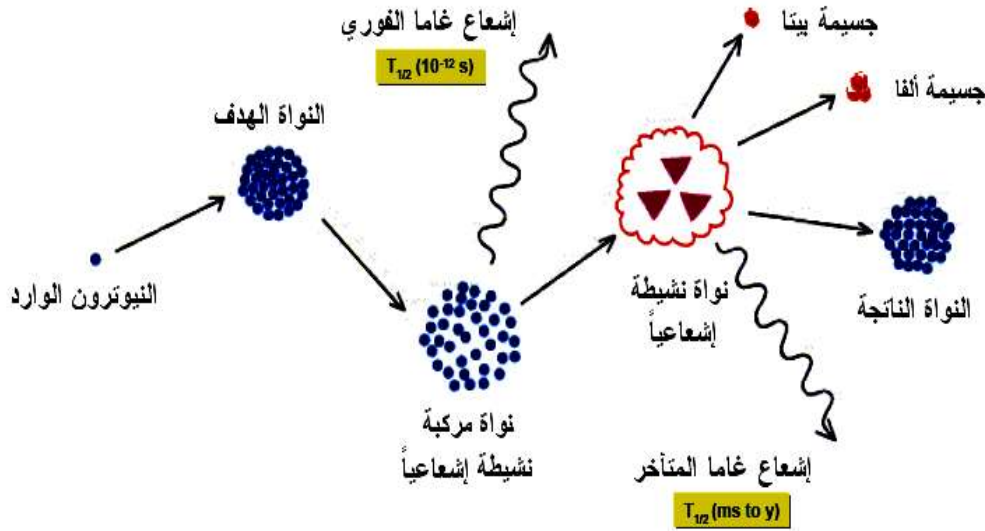
إن إشعاع غاما $\gamma_i (i = 2, 3, \dots)$ المرافق هذا يكون له طاقة محددة مميزة للنواة المصدرة له. يسمى عادة هذا الإشعاع بإشعاع غاما المتأخر، لأنه ينتج بعد زمن طويل من صدور إشعاع غاما الفوري. إن عمر النصف لإشعاع غاما المتأخر يتراوح بين الملي ثانية وآلاف السنين، انظر الشكل (1.2).

في طريقة NAA، باستخدام مطيافية غاما يتم تسجيل طيف إشعاع غاما المرافق المتأخر، ثم يتم التعرف على هوية العنصر المصدر من تحديد طاقته، وتحدد كمية العنصر من تعيين شدته.

لقد تأخر استخدام إشعاع غاما الفوري في التحليل بالتنشيط النيوتروني - رغم أنه مميز - بسبب صعوبات تقنية تتعلق بالقياس خلال عملية التنشيط. وبعد التغلب على تلك الصعوبات، سميت الطريقة بالتحليل بالتنشيط النيوتروني لإشعاع غاما الفوري PGNAA.

ما يهمنا من كافة تفاعلات النيوترونات الحرارية السابقة، الممكنة فقط تلك التي تساهم في الطيف الطاقوي لإشعاعات غاما؛ أي تلك التي تجعل النوى نشيطة إشعاعياً وتصدر أشعة غاما، وبالتالي باستبدال المقطع العرضي الفعال الذي هو لكافة التفاعلات σ بالمقطع العرضي الفعال للتفاعل التنشيطي σ_A في **العلاقة (1.2)**؛ نحصل على معدل التفاعل التنشيطي بنيوترونات حرارية؛ أي:

$$R_A = \Phi N_A \sigma_A \quad (2.2)$$



الشكل (1.2): رسم تمثيلي لعملية التنشيط النيوتروني وفيه يظهر: تشكل النواة المركبة التي تصدر إشعاع غاما الفوري. فينتج عن ذلك نواة نشيطة إشعاعياً تصدر إشعاعاً مثل ألفا أو بيتا وغيرها يرافقها عادةً إشعاع غاما المتأخر، وتتحول النواة أخيراً إلى نواة مستقرة.

وإذا جعلنا كلاً من Φ و N_A كبيرين جداً في عينة رقيقة، فإنه بتقريب جيد يمكن اعتبار أن معدل التنشيط R_A بنيوترونات حرارية يكون ثابتاً، وذلك لأن التغير النسبي في كل من Φ و N_A يكون مهماً.

بفرض أن $N_{A+1}(t_i)$ هو عدد نوى نظير البنت $A+1X$ النشط إشعاعياً الناتج عن تشعيع النيكلويد المستقر الأم AX بنيوترونات حرارية بعد مضي زمن تشعيع t_i ، وبفرض أن $\lambda_{A+1}(s^{-1})$ هو ثابت التفكك للنظير البنت فإن معدل تفكك النظير البنت يكون:

$$\lambda_{A+1} N_{A+1}(t_i) \quad (3.2)$$

بناءً على ما سبق، إن التغير في عدد النوى $N_{A+1}(t_i)$ للنظير البنت $A+1X$ النشط إشعاعياً الناتج عن تشعيع النيكوليد A^X بنيوترونات حرارية مع زمن التشعيع؛ أي: $dN_{A+1}(t_i)/dt_i$ ، يساوي معدل الزيادة في عدد نوى النظير البنت $A+1X$ ؛ أي معدل التفاعل التنشيطي بنيوترونات حرارية R_A ، مطروحاً منه معدل التناقص في عدد نوى النظير البنت $A+1X$ ؛ أي معدل تفككه $\lambda_{A+1}N_{A+1}(t_i)$ ، وبناءً على ذلك يكون:

$$\frac{dN_{A+1}(t_i)}{dt_i} = R_A - \lambda_{A+1}N_{A+1}(t_i) \quad (4.2)$$

يمكن الحصول على عدد نوى النظير المستقر الأم بعد مضي زمن تشعيع t_i بحل المعادلة التفاضلية (4.2). وحل هذه المعادلة هو:

$$N_{A+1}(t_i) = \frac{R_A}{\lambda_{A+1}} \{1 - \exp(-\lambda_{A+1}t_i)\} \quad (5.2)$$

بتعويض قيمة R_A من العلاقة (2.2) في المعادلة (5.2) ينتج:

$$N_{A+1}(t_i) = \frac{\Phi\sigma_A N_A}{\lambda_{A+1}} \{1 - \exp(-\lambda_{A+1}t_i)\} \quad (6.2)$$

أما بعد إخراج العينة من حزمة النيوترونات الحرارية وإنهاء عملية التشعيع، فإن عدد النوى $N_{A+1}(t_i)$ للنظير البنت $A+1X$ النشط إشعاعياً سيتوقف عن الزيادة بسبب انتهاء التنشيط، لكنه يستمر بالتناقص بسبب التفكك، وهذا العدد يكون خاضعاً لقانون التناقص الأسّي مثله مثل أي منبع طبيعي نشيط إشعاعياً:

$$N_{A+1}(t_d) = N_{A+1}(0) \exp(-\lambda_{A+1}t_d) \quad (7.2)$$

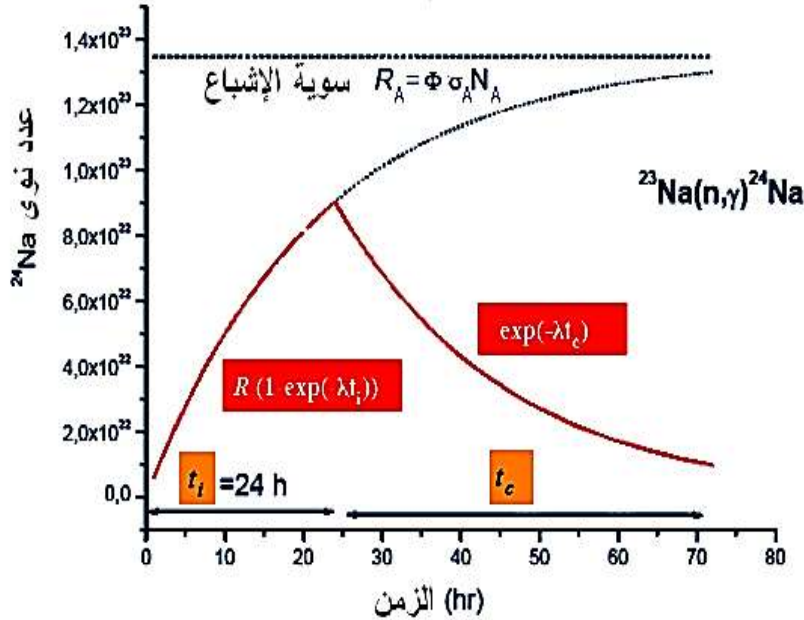
حيث $N_{A+1}(0)$ يمثل عدد النوى للنظير البنت النشط إشعاعياً لحظة إنهاء التشعيع؛ أي $N_{A+1}(t_i)$ ، أما t_d فيمثل زمن التفكك الذي يبدأ من لحظة انتهاء التشعيع، أو زمن تبريد t_c للعينة.

وبالتالي فإن عدد النوى للنظير البنت $A+1X$ بعد مرور زمن t_d من انتهاء عملية التشعيع يكون:

$$N_{A+1}(t_i, t_d) = \frac{\Phi\sigma_A N_A}{\lambda_{A+1}} \{1 - \exp(-\lambda_{A+1}t_i)\} \exp(-\lambda_{A+1}t_d) \quad (8.2)$$

يبين الشكل (2.2) مثلاً لتابعية عدد نوى نظير الصوديوم ^{24}Na للزمن، من أجل تفاعل التنشيط بنيوترونات حرارية مع نظير الصوديوم ^{23}Na . وعليه يكون النشاط $A_{A+1}(t_i, t_d)$ للنظير البنت $A+1X$ بعد مضي زمن t_d على انتهاء التشعيع معطى بالعلاقة:

$$A_{A+1}(t_i, t_d) = \Phi \sigma_A N_A \{1 - \exp(-\lambda_{A+1} t_i)\} \exp(-\lambda_{A+1} t_d) \quad (9.2)$$



الشكل (2.2): تابعية عدد نوى ^{24}Na للزمن.

شرح آلية التفاعل النووي: بعد اقتراح جورج غامو George Gamow نموذج النواة كقطرة سائل، وبعد أن صاغ بناء على ذلك كارل فريدريتش فون واييسكر Carl Friedrich von Weizsäcker في 1935م معادلة الكتلة نصف التجريبية للنوى الذرية، في عام 1936م طور نيلز بور Niels Bohr معادلة الكتلة نصف التجريبية بإدخاله فرضية مفادها أنه قبل انتهاء التفاعل يمر بمرحلة النواة المركبة. وبناء على ذلك وعلى ضوء أعمال رذرفورد وهايزنبرغ Werner Karl Heisenberg عن بنية النواة اقترح بور نظرية تشرح آلية التفاعلات النووية. وهنا سنوضح ذلك من خلال شرحه للتفاعل (α, p) : إن النواة-الهدف بمجرد أن تبتلع النواة-القذيفة تتشكل لوقت قصير جداً ما سماه نواة مركبة مكونة من النواتين المتفاعلتين. هذه النواة تكون في حالة إثارة شديدة بسبب اختلال التوازن الطاقي فيها نتيجة لمحاولة استيعابها للطاقة الحركية التي قدمتها النواة-القذيفة. لهذا ما تلبث النواة المركبة بالتخلص بعد وقت قصير جداً من الطاقة الفائضة من خلال التفكك. إن عملية التفكك هذه هي عملية معقدة جداً، تجري

خلالها سلسلة من العمليات المتزنة تتركز من خلالها طاقة الإثارة على أحد نوكلونات النواة المركبة (البروتون في تفاعل رذرفورد) التي تنتهي بإقصائه من النواة المركبة أو تتركز على مجموعة نوكلونات فتنتهي بإقصائها من النواة المركبة. حيث يمكن مشابهة هذه الظاهرة بظاهرة تبخر جزيئة من سائل. فالطاقة الحركية للجسيمة القذيفة المستوعبة تتسبب برفع درجة حرارة النواة-السائل، وعندها يصير من الممكن أن تتركز الطاقة على أحد نوكلونات النواة-السائل أو على مجموعة منها مما يتسبب بفصله أو فصلها؛ أي إلى تبخره أو تبخرها من النواة-السائل. بهذه الطريقة تنفصل الجسيمة المنبعثة. لكن تبقى مسألة أي من نوكلونات النواة سينفصل نتيجة التفاعل أو أي مجموعة منها وهي مسألة إحصائية احتمالية. فليس احتمال انفصال بروتون في تفاعل ما مساوياً لاحتمال انفصال نيوترون أو جسيمة ألفا أو غيرها [27].

3.2. نقائص في نظرية NAA [21]

A- في نظرية NAA الأصلية المعتمدة، يُفترض:

- ضمناً بأن العينة لا تحتوي على النظير البنت $A+1X$ الذي ينتج عن تنشيط النوكليد الأم؛ أي أن $N_{A+1}(0) = 0$. وأنها تشع بحزمة متوازية من نيوترونات أحادية الطاقة. وأن العينة يجب أن تكون رقيقة، وأن تدفق الحزمة النيوترونية Φ كبير، وبالتالي فإن معدل التفاعل التنشيطي يكون ثابتاً؛ $R_A = \Phi \sigma_A N_A = const$ ، وذلك لأن عدد نوى النوكليد الأم والمقطع العرضي الفعّال التنشيطي وتدفق الحزمة النيوترونية تعتبر ثابتة؛ أي $N_A = const$ ، $\sigma_A = const$ ، $\Phi = const$. وبناء على ذلك، تم استنتاج **العلاقة** التي توصف كمياً عملية التنشيط؛ أي **العلاقة** التي تعطي النشاط $A_{A+1}(t_i, t_d)$ للنظير البنت $A+1X$ بعد زمن تشعيع t_i وزمن تبريد أو قياس أو تفكك t_d ، انظر **العلاقة (9.2)**.

B- بعد مناقشة شروط ثبات معدّل التنشيط، تبين لنا أنه ليس بالضرورة أن يكون عدد نوى النظير البنت الناتج عن تنشيط النوكليد الأم معدوماً؛ أي أن $N_{A+1}(0) \neq 0$ ، وأن عدد نوى النوكليد الأم ليس بالضرورة أن يكون ثابتاً، بل هو تابع لزمن التشعيع؛ أي $N_A = N_A(t_i)$ وبالتالي فإن:

$$R_A(t_i) = \Phi \sigma_A N_A(t_i)$$

وعلى ضوء ذلك أُعيد استنتاج **العلاقة** التي تصف كميّاً عملية التنشيط فوجدوا أن:

$$\begin{aligned}
 A_{A+1}(t_i, t_d) &= \lambda_{A+1} N_{A+1}(t_i, t_d) \\
 &= \frac{\lambda_{A+1} \gamma_{A+1}}{\gamma_{A+1} + \lambda_{A+1}} N_A(0) \{1 \\
 &\quad - \exp(-(\gamma_{A+1} + \lambda_{A+1}) t_i) \} \exp(-\lambda_{A+1} t_d) \\
 &\quad + \frac{\lambda_{A+1} \gamma_{A+1}}{\gamma_{A+1} + \lambda_{A+1}} N_{A+1}(0) \{1 - \exp(-(\gamma_{A+1} + \lambda_{A+1}) t_i) \} \exp(-\lambda_{A+1} t_d) \\
 &\quad + \lambda_{A+1} N_{A+1}(0) \exp(-(\gamma_{A+1} \\
 &\quad + \lambda_{A+1}) t_i) \exp(-\lambda_{A+1} t_d)
 \end{aligned} \tag{10.2}$$

حيث $\gamma_{A+1} = \Phi \sigma_A$ هو ثابت يدعى ثابت التشكّل للنظير البنت $A+1X$ بنيوترونات أحادية الطاقة.

C- بعد مناقشة تأثير التفاعلات التسلسلية للنظائر مع النيوترونات تبين أن:

أيّ عنصر كيميائي X في الطبيعة يتكوّن عادة من عدة نظائر يكون بعضها مستقرّاً والبعض الآخر قد يكون نشيطاً إشعاعياً. وأنّ نظائر عنصر ما هي على الترتيب:

$${}^A_ZX, {}^{A+1}_ZX, {}^{A+2}_ZX, \dots, {}^{A+n}_ZX, {}^{A+n+1}_ZX$$

وهنا يمكن القول إنه يحق لنا اعتبار أن جميع هذه النظائر نشيطة إشعاعياً، إذا ما نظرنا إلى النظائر المستقرة منها على أنها ذات ثوابت تفكك معدومة. عندئذ، بفرض أن ثوابت التفكك لنظائر هذا العنصر هي على الترتيب:

$$\lambda_A, \lambda_{A+1}, \lambda_{A+2}, \dots, \lambda_{A+n}, \lambda_{A+n+1}$$

وبفرض أن عدد نوّي كل منها عند بدء التشعيع غير معدوم، وهو على الترتيب:

$$N_A(0), N_{A+1}(0), N_{A+2}(0), \dots, N_{A+n}(0), N_{A+n+1}(0)$$

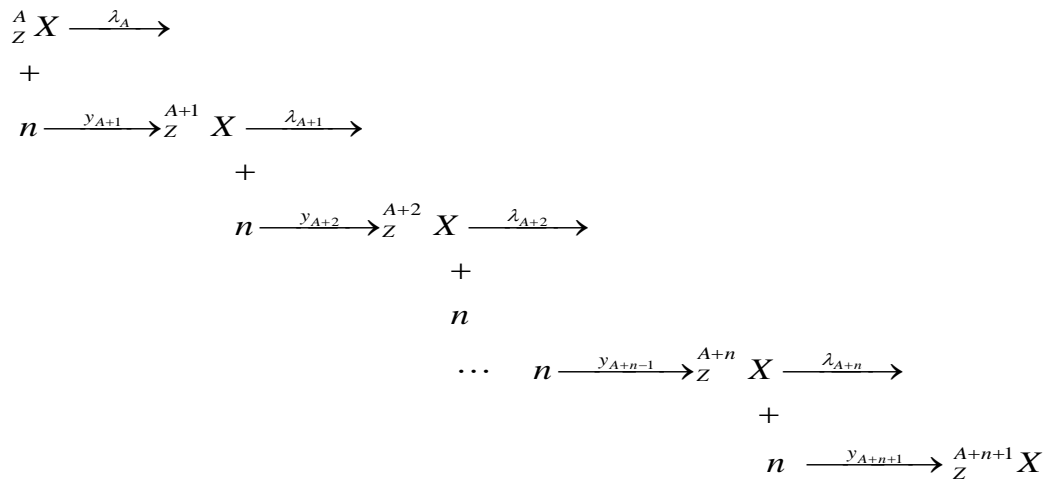
وبفرض أن العينة رقيقة ومتجانسة، وأن درجة حرارتها ثابتة. وبفرض أن تشعيع هذه العينة جرى بحزمة نيوترونية حرارية أحادية الطاقة لمدة زمنية t_i ، عندئذ:

النظير الأول A_ZX (ذا العدد الكتلي الأصغر): إذا كان نشيطاً إشعاعياً يتفكك بثابت تفكك

λ_A ، ويتفاعل قسم من نواه مع النيوترونات بثابت تشكل γ_{A+1} متحولاً إلى النظير ${}^{A+1}_ZX$.

النظير الثاني $^{A+1}_Z X$: يتحول إليه قسم من نوى $^A_Z X$ التي تفاعلت مع النيوترونات بثابت تشكل y_{A+1} ، وإذا كان نشيطاً إشعاعياً يتفكك بثابت تفكك λ_{A+1} ، ويتفاعل قسم من نواه مع النيوترونات بثابت تشكل y_{A+2} متحولاً إلى النظير $^{A+2}_Z X$.

النظير الثالث $^{A+2}_Z X$: يتحول إليه قسم من نوى $^{A+1}_Z X$ التي تفاعلت مع النيوترونات بثابت تشكل y_{A+2} ، وإذا كان نشيطاً إشعاعياً يتفكك بثابت تفكك λ_{A+2} ، ويتفاعل قسم من نواه مع النيوترونات بثابت تشكل y_{A+3} متحولاً إلى النظير $^{A+3}_Z X$.



بالأسلوب نفسه تستمر العملية حتى آخر نظير. وهذا بالتحديد ما سُمي بالتفاعل التسلسلي للنظائر مع النيوترونات، وعبرت عنه بالتمثيل الرمزي أعلاه. وسيكون معدل تغير عدد النوى N_{A+n} للنظير رقم $n-1$: $^{A+n}_Z X$ مع زمن التشعيع t_i موصوفاً بالمعادلة:

$$\frac{dN_{A+n}(t_i)}{dt_i} = y_{A+n} N_{A+n+1}(t_i) - (\lambda_{A+n} + y_{A+n+1}) N_{A+n}(t_i) \quad (11.2)$$

حيث $y_{A+n} = \Phi \sigma_{A+n+1}$ هو ثابت التشكل للنظير $^{A+n}_Z X$ ، و y_{A+n+1} هو ثابت التشكل للنظير $^{A+n+1}_Z X$. إن حل المعادلة التفاضلية (11.2) يأخذ الشكل الآتي:

$$\begin{aligned}
N_{A+n}(t_i) = & \{N_{A+n}(0) - \frac{y_{A+n} N_{A+n-1}(0)}{(\lambda_{A+n} + y_{A+n+1}) - (\lambda_{A+n-1} + y_{A+n})} \\
& + \dots \\
& - \dots \\
& + \dots \\
& - \frac{y_{A+2} N_{A+1}(0)}{(\lambda_{A+2} + y_{A+3}) - (\lambda_{A+1} + y_{A+2})} \dots \frac{y_{A+n} N_{A+n-1}(0)}{(\lambda_{A+n} + y_{A+n+1}) - (\lambda_{A+n-1} + y_{A+n})} \\
& + \frac{y_{A+1}}{(\lambda_{A+1} + y_{A+2}) - (\lambda_A + y_{A+1})} \cdot \frac{y_{A+2} N_A(0)}{(\lambda_{A+2} + y_{A+3}) - (\lambda_{A+1} + y_{A+2})} \\
& \dots \frac{y_{A+n} N_A(0)}{(\lambda_{A+n} + y_{A+n+1}) - (\lambda_{A+n-1} + y_{A+n})} \\
& - \frac{y_{A+1}}{(\lambda_{A+1} + y_{A+2}) - (\lambda_A + y_{A+1})} \cdot \frac{y_{A+2}}{(\lambda_{A+2} + y_{A+3}) - (\lambda_A + y_{A+1})} \\
& \dots \frac{y_{A+n} N_A(0)}{(\lambda_{A+n} + y_{A+n+1}) - (\lambda_A + y_{A+1})} \} \exp[-(\lambda_{A+n} + y_{A+n+1})t_i] \\
& \dots \\
& + \{ \frac{y_{A+2}}{(\lambda_{A+2} + y_{A+3}) - (\lambda_{A+1} + y_{A+2})} \dots \frac{y_{A+n} N_{A+1}(0)}{(\lambda_{A+n} + y_{A+n+1}) - (\lambda_{A+n-1} + y_{A+n})} \\
& - \frac{y_{A+1}}{(\lambda_{A+1} + y_{A+2}) - (\lambda_A + y_{A+1})} \cdot \frac{y_{A+2}}{(\lambda_{A+2} + y_{A+3}) - (\lambda_{A+1} + y_{A+2})} \\
& \dots \frac{y_{A+n} N_A(0)}{(\lambda_{A+n} + y_{A+n+1}) - (\lambda_{A+n-1} + y_{A+n})} \} \exp[-(\lambda_{A+1} + y_{A+2})t_i] \\
& \dots \\
& \frac{y_{A+1}}{(\lambda_{A+1} + y_{A+2}) - (\lambda_A + y_{A+1})} \cdot \frac{y_{A+2}}{(\lambda_{A+2} + y_{A+3}) - (\lambda_A + y_{A+1})} \\
& \dots \frac{y_{A+n} N_A(0)}{(\lambda_{A+n} + y_{A+n+1}) - (\lambda_A + y_{A+1})} \exp[-(\lambda_A + y_{A+1})t_i]
\end{aligned}$$

وهو يعطي عدد نوى النظير $^{A+n}_Z X$ بعد انقضاء زمن t_i على التشعيع بحزمة النيوترونات. ويكون النشاط $A_{A+n}(t_i, t_d)$ لهذا النظير بعد انقضاء زمن تفكك t_d من إنهاء التشعيع معطى بالعلاقة: $A_{A+n}(t_i, t_d) = \lambda_{A+n} N_{A+2}(t_i, t_d)$.

D- ثم تبين لنا أنه في العلاقة (9.2) يفترض ضمناً بأن النوكليد الأم $^A X$ مستقر. وهذا الافتراض - كما سيتضح - ليس بالضرورة أن يكون دائماً صحيحاً. ثم بالعودة إلى مناقشة ثبات معدل التنشيط $R_A = \Phi \sigma_A N_A = \text{const}$ تبين لنا أنه حتى يكون معدل التنشيط ثابتاً يجب أن يكون:

1. تغير عدد النوى N_A للنوكليد الأم AX مع زمن التشعيع t_i - بسبب تحول النوكليد AX إلى نظيره البنت $A+1X$ نتيجة تفاعله مع النيوترون - معدوماً، لكن عندما يكون التدفق صغيراً جداً فقط، والمقطع العرضي الفعال للأسر النيوتروني صغيراً جداً، وعدد نوى هذا النوكليد في العينة الهدف كبير جداً فيمكننا اعتبار أن تغير عدد نوى النوكليد الأم مع زمن التشعيع (بسبب تفاعله مع النيوترون) مهملاً.

2. تغير عدد النوى N_{A+1} للنوكليد $A+1X$ مع زمن التشعيع t_i - بسبب تحول نظيره السابق AX إليه نتيجة لتفاعل الأخير مع النيوترون - معدوم. وتغير عدد النوى N_{A+2} للنظير $A+2X$ مع زمن التشعيع t_i - بسبب تحول النظير $A+1X$ إلى النظير $A+2X$ نتيجة تفاعله مع النيوترون - معدوم. وهكذا تستمر العملية إلى آخر نظير. وهذا ما سميناه تأثير التفاعل التسلسلي للنظائر مع النيوترونات. لكن هذا يتحقق فقط عندما تكون الوفرة للنظير $A+1X$ معدومة أو المقطع العرضي لعملية أسر هذا النظير لنيوترون حراري معدومة. وهذا - مع اعتبار أن النوى المشعة يمكن أن تكون بالأصل في الطبيعة نشيطة إشعاعياً.

3. تغير تدفق الحزمة النيوترونية Φ أثناء عبورها للعينة مع سمكها x - بسبب أسر النيوترون وتفككه - معدوم. ويكون ذلك عندما تكون العينة الهدف ذات سمك صغير نسبياً، ويكون تدفق الحزمة النيوترونية كبيراً جداً، فيمكننا اعتبار أن تغير تدفق الحزمة أثناء عبورها للعينة مع سمكها (بسبب تفاعل النيوترون مع نوى العينة، وبسبب تفكك النيوترون، وبسبب تشتته) مهملاً وليس معدوماً. وهنا يجب أن يؤخذ بعين الاعتبار تأثير الامتصاص الذاتي لإشعاع غاما في العينة بسبب حجمها الكبير.

4.2. احتمال عدم حدوث تفاعل أسر للنيوترون الحر⁷ في العينة وخروجه منها بصورة مباشرة [6,7,28]

نفترض عينة أسطوانية نصف قطر قاعدتها r وسمكها x ، ترد بصورة عمودية على قاعدتها حزمة من النيوترونات أحادية الطاقة بتدفق $\Phi(0)$. إن احتمال أن يتفاعل أي نيوترون حرّ تفاعل أسر في أثناء مروره خلال هذه العينة يتناسب فقط مع حجم السماكة التي يجتازها

⁷ يقصد بالنيوترون الحرّ أنه النيوترون غير المرتبط بالنواة.

في العينة، فكلما كانت هذه السماكة أكبر كان احتمال أن يتفاعل النيوترون تفاعل أسر أكبر. من أجل إيجاد هذا الاحتمال نقسم العينة الأسطوانية ذات السماكة x إلى أسطوانات صغيرة متساوية سماكة كل منها Δx . عندئذ، فإن احتمال أن يتفاعل النيوترون خلال السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى يكون متناسباً مع كبر هذه السماكة Δx ؛ أي:

$$P'_{\Delta x} \propto \Delta x \Rightarrow P_{\Delta x}' = \sum_c \Delta x$$

حيث \sum_c هو ثابت التناسب، وهو يمثل احتمال أن يتفاعل نيوترون خلال وحدة السماكة من العينة. وبالتالي فإن احتمال ألا يتفاعل النيوترون خلال نفس السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى سيكون:

$$P_{\Delta x} = 1 - \sum_c \Delta x \quad (12.2)$$

فإذا ما اجتاز النيوترون الحر السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى من دون أن يتفاعل، فإن احتمال ألا يتفاعل النيوترون خلال السماكة الثانية Δx للأسطوانة الصغيرة الثانية سيكون أيضاً $(1 - \sum_c \Delta x)$. وبالتالي، بحسب قانون الاحتمال المركب، فإن احتمال ألا يتفاعل النيوترون في السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى ولا في السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الثانية سيكون جداء الاحتمالين:

$$P_{2\Delta x} = (1 - \sum_c \Delta x)^2 \quad (13.2)$$

وهكذا، بالاستقراء يمكن أن نجد أن احتمال ألا يتفاعل نيوترون لدى اجتياز سماكة x مكونة من n سماكة صغيرة متماثلة Δx ؛ أي: $x = n\Delta x$ ، سيكون:

$$P_{n\Delta x} = (1 - \sum_c \Delta x)^n = \left(1 - \frac{\sum_c}{n} x\right)^n \quad (14.2)$$

لكن بما أنه كلما كانت السماكة x مكونة من عدد أكبر n من السماكات الصغيرة Δx ؛ أي كلما كانت السماكة Δx أصغر، كانت عبارة الاحتمال أدق؛ وبالتالي فإنه بجعل n تسعى إلى اللانهاية سوف نحصل على أدق عبارة للاحتمال. وبناء عليه، فإن احتمال ألا يتفاعل نيوترون خلال السماكة x سيكون:

$$P_{r'}(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\sum_c}{n} x\right)^n = e^{-\sum_c x} \quad (15.2)$$

وبما أن $\sum_c = n\sigma_c$ ، حيث n هو تركيز النوى في العينة، و σ_c هو المقطع العرضي الفعال للأسر، فإن:

$$P_r(x) = e^{-n\sigma_c x} \quad (16.2)$$

5.2. احتمال عدم تفكك النيوترون الحر في العينة وخروجه منها بصورة

مباشرة [6,7,28]

لقد أجرى سنيل Snell وميلر Miller في 1948 [29] تجربة من أجل قياس عمر-النصف $T_{1/2}$ للنيوترون الحر. على فرض أن النيوترون يتفكك بإصدار بيتا وفق النموذج المقترح من قبل يوكاوا Yukawa، حيث إن عملية التفكك هذه تلي الحالة-البينية التي هي الميزون π^- كما يأتي:

$$n \rightarrow p + \pi^- \quad \pi^- + \nu \rightarrow e^-,$$

أو الميزون π^+ كما يأتي:

$$\nu \rightarrow e^- + \pi^+ \quad \pi^+ + n \rightarrow p$$

فوجد أنه:

$$T_{1/2} = (20 - 30)\text{min}$$

ثم، عين روبسون Robson وزملاؤه في عام 1951 [30] عمر-النصف للنيوترون الحر كما يأتي:

من أجل إمكانية التعامل مع الحزمة النيوترونية على أنها منبع مشع تنطبق عليه قوانين المنابع المشعة أجرى روبسون من أجل تعيين عمر-النصف $T_{1/2}$ للنيوترون الحر ما يأتي:

إن **العلاقة** التي تربط بين النشاط الإشعاعي A لمنبع مشع مع عدد النوى المشعة N هي:

$$A = \lambda N$$

حيث λ هو ثابت التفكك. ويتقسم طرفي **العلاقة** على الحجم V ؛ حجم الحيز حيث توجد النيوترونات التي تنطلق منها الإلكترونات والبروتونات نحو المطيافين، ينتج:

$$\frac{A}{V} = \lambda \frac{N}{V} \Rightarrow a = \lambda n_0$$

حيث $a = A/V$ هو عدد التفككات في وحدة الحجم خلال وحدة الزمن، و

$n_0 = N/V$ وهو تركيز النيوترونات، الذي يُعين من القياسات الإشعاعية. وبالاتي:

$$a = \frac{0.693}{T_{1/2}} n_0$$

بناءً على ما سبق، وجد روبسون أن عمر-النصف للنيوترون الحر هو:

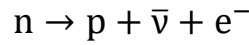
$$T_{1/2} = (12.8 \pm 2.5) \text{ min}$$

لقد كانت أفضل قيمة لعمر-النصف للنيوترون الحر قاسها سوسنوفسكي Sosnovsky

وزملائه قُدمت في 1959 [31] هي:

$$T_{1/2} = 11.7 \text{ min}$$

وذلك على اعتبار أن التفكك يتم كما يأتي:



ثم أجرى كرسنتسين Christensen وزملائه قياساً جديداً لعمر-النصف للنيوترون الحر

قُدم في 1967 [32] فحصل على قيمة أخفض إلى حد ما من القيم المعينة سابقاً وهي:

$$T_{1/2} = 10.8 \text{ min}$$

على الرغم من أن هنالك من أجرى قياسات أخرى مقبولة قبل هذه النتيجة، إلا أن أهم

ما أشير إليه في وقت سابق خلال 1967 من بلين-ستويل وتين Blin-Stoyle و Tin [33]

وهو أن هناك أسباباً نظرية تدعو للاعتقاد بأن القيمة 11.7 min هي كبيرة جداً.

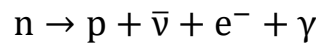
على كل حال، إن القيمة الحالية الأفضل للعمر الوسطي للنيوترون [34]؛ أي الزمن

الوسطي اللازم لتفكك النيوترون الحر، هي:

$$\tau_n = \frac{T_{1/2}}{0.693} = 885.7 \pm 0.8 \text{ sec}$$

وذلك على اعتبار أن النيوترون يتفكك وفق المعادلة أدناه، بحسب خافيزوف Khafizov

(2010) [35]:



نفترض عينة أسطوانية نصف قطر قاعدتها r وسماكتها x ، ترد بصورة عمودية على

قاعدتها حزمة من النيوترونات أحادية الطاقة بتدفق $\Phi(0)$. ولنفرض أن سماكتها من رتبة

المسار الحر للنيوترون فيها. إن احتمال أن يتفكك أي نيوترون حر يمر خلال هذه العينة

يتناسب فقط مع طول الفاصل الزمني الذي يمضيه النيوترون في العينة. فكلما كان الفاصل

الزمني الذي يمضيه النيوترون في العينة أكبر كان احتمال أن يتفكك هذا النيوترون أكبر.

ولنقسم العينة الأسطوانية هذه إلى أسطوانات صغيرة سماكاتها متساوية وكل منها $\Delta x = v\Delta t$ ، حيث Δt هو الفاصل الزمني اللازم للنيوترون لكي يجتاز السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة. عندئذٍ، فإن احتمال أن يتفكك النيوترون خلال السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى؛ أي خلال الزمن Δt اللازم لكي يجتاز النيوترون السماكة Δx يكون متناسباً مع Δt ؛ أي:

$$P'_{\Delta t} \propto \Delta t \Rightarrow P_{\Delta t}' = \lambda \Delta t$$

حيث λ هو ثابت التناسب، وهو يمثل احتمال أن يتفكك نيوترون خلال وحدة الزمن. وبالتالي فإن احتمال ألا يتفكك النيوترون خلال الزمن Δt اللازم لكي يجتاز السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى سيكون: $P_{\Delta t} = 1 - \lambda \Delta t$. فإذا ما اجتاز النيوترون السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى من دون أن يتفكك، فإن احتمال ألا يتفكك النيوترون خلال السماكة الثانية Δx للأسطوانة الصغيرة الثانية سيكون أيضاً $(1 - \lambda \Delta t)$. وبالتالي، بحسب قانون الاحتمال المركب، فإن احتمال ألا يتفكك النيوترون في السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى ولا في السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الثانية سيكون جداء الاحتمالين:

$$P_{2\Delta t} = (1 - \lambda \Delta t)^2 \quad (17.2)$$

وهكذا، بالاستقراء يمكن أن نجد أن احتمال ألا يتفكك نيوترون لدى اجتياز سماكة x مكونة من n سماكة صغيرة متماثلة Δx ، يستغرق عبورها زمناً قدره t مكون من n زمن صغير متماثل Δt ؛ أي: $x = n\Delta x$ ، $t = n\Delta t$ ، سيكون:

$$P_{n\Delta t} = (1 - \lambda \Delta t)^n = \left(1 - \lambda \frac{t}{n}\right)^n \quad (18.2)$$

لكن بما أنه كلما كان الزمن t مكون من عدد أكبر n من الفواصل الزمنية Δt ؛ أي كلما كان الفاصل الزمني Δt أصغر، كانت عبارة الاحتمال أدق؛ وبالتالي فإنه بجعل n تسعى إلى اللانهاية سوف نحصل على أدق عبارة للاحتمال. وبناء عليه، فإن احتمال ألا يتفكك نيوترون خلال الزمن t اللازم لاجتياز السماكة x سيكون:

$$P_t = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \lambda \frac{t}{n}\right)^n = e^{-\lambda t} \quad (19.2)$$

وبما أن الزمن $t = x/v$ هو الزمن اللازم للنيوترون لكي يجتاز عينة سماكتها x (بمسار مستقيم)، فإن احتمال ألا يتفكك نيوترون في أثناء عبوره عينة سماكتها x سيكون [15,16]:

$$P_{d'}(x) = e^{-\frac{\lambda}{v}x} \quad (20.2)$$

6.2. التدفق بعد الأخذ بعين الاعتبار عدم تفكك النيوترون الحر [6,7,28]

إن علاقة التدفق بعد أخذ عدم تفكك النيوترون الحر تُعطى بالشكل:

$$\Phi(x) = \Phi(0)e^{-\left(\frac{\lambda}{v}+n\sigma_c\right)x} \quad (21.2)$$

واضح من هذه العلاقة إن كان عمر النصف للنيوترون كبيراً (أي النيوترون الحر لا يتفكك)، فإن ثابت التفكك λ سيكون صفراً، وعندئذ تؤول العلاقة (21.2) إلى الشكل:

$$\Phi(x) = \Phi(0)e^{-n\sigma_c x} \quad (22.2)$$

7.2. علاقة النشاط بعد أخذ تغير التدفق بعين الاعتبار [6,7,28]

تصبح علاقة النشاط بعد أخذنا تغير التدفق بعين الاعتبار الناتج عن عدم تفكك النيوترون الحر بالشكل:

$$A_{A+1}(x, t_i, t_d) = \Phi(0)e^{-\left(\frac{\lambda}{v}+n\sigma_c\right)x} \sigma_A N_A \{1 - e^{(-\lambda_{A+1}t_i)}\} e^{(-\lambda_{A+1}t_d)} \quad (23.2)$$

إن علاقة النشاط أصبحت أكثر دقة بعد أخذنا تغير التدفق الناتج عن عدم تفكك النيوترون الحر في العينة.

8.2. تطبيقات NAA [36]

لقد تكلل استخدام الكواشف نصف الناقلة في المنظومات الطيفية وما رافق ذلك من تحسينات في بُنى المفاعلات النووية باتساع النطاق التطبيقي لطريقة التحليل بالتنشيط النيوتروني ليشمل مجال تحليل عينات من الفضاء الكوني. فقد طلب من مستخدميها - قبل إجراء التحليل - تقديم تعهدات قاطعة عن موثوقيتها ودقتها وذلك من أجل تطبيقها في تحليل عينات قمرية بالغة الأهمية كانت قد جُلبت في أثناء رحلات أبولو إلى القمر. والإصرار في الطلب على الحفاظ على سلامة تلك العينات بسبب أهميتها وتكلفتها، إضافة إلى التعهد بأن

الطرق التي ستستخدم في تحليلها كطريقة التحليل بالتنشيط النيوتروني الآلية ليست تخريبية للعينات فضلاً عن كونها ذات حساسية عالية [36].

إن أهم ما يميز طريقة التحليل بالتنشيط النيوتروني الآلية INAA قدرتها على تحليل عينات صغيرة نسبياً (بقدر بضعة ميكروغرامات) لـ 30 إلى 35 من العناصر الموجودة بكثرة والموجودة بقلّة وذات الوجود الضئيل. وعلى الرغم من أن طريقة التحليل بالتنشيط النيوتروني الكيميائية الإشعاعية (RNAA) radiochemical neutron activation analysis ذات حساسية أعلى إلا أنها مخربة للعينات، لكن ما يميزها أكثر هو أنها زادت من عدد العناصر القابلة للكشف إلى حوالي 50 عنصر [38].

ولقد استخدمت أيضاً طرق NAA بنجاح منقطع النظير في بحوث أخرى متنوعة منها تحديد المواد المغذية التي تمتصها النباتات وتحديد المواد في مستحاثات لوضع نماذج وراثية لمتحجرات جيولوجية وتعيين هوية الشوائب في معظم المعادن وخلائطها المستحدثة، وتعيين المواد الملوثة من أجل الرقابة البيئية. كما استخدمت في تحليل أدلة جنائية أخذت من مواقع الجرائم والجنح وغيرها، واستخدامها في عملية التحقيق بقضية اغتيال الرئيس الأمريكي جورج كندي مثال جليّ على ذلك [39].

ومن أجل إظهار الأهمية التطبيقية لطريقة NAA نقدم مثلاً عن دورها في الدراسات التاريخية الجيولوجية وهو استخدامها في قياس الإيريديوم في التربة. لقد أدى هذا القياس للتوصل إلى نظرية مفادها أن انقراض الديناصورات قبل 65 مليون سنة كان بسبب اصطدام كويكب أو مذنب في مكان ما بالأرض. في العام 1979، صرح جماعة من العلماء من ضمنهم العالم الفيزيائي الحاصل على جائزة نوبل لويس إلفاريس Nobel Laureate physicist Luis Alvarez، وابنه العالم الجيولوجي والتر إلفاريس his son geologist Walter Alvarez والكيميائيون النوويون إسادور بيرلمان وفرانك أسارو وهيلين ميشيل Isadore Perlman, Frank Asaro and Helen Michel reported بأن طريقة NAA بيّنت وجود كمية ضئيلة جداً من عنصر الإيريديوم على حدود رواسب العصر الجيولوجي الطباشيري الثالث بإيطاليا. ولما كان الإيريديوم معدناً غير متوفر بكثرة على سطح الأرض فقد نسبت كثرة وجوده في تلك الأماكن إلى تأثير كويكب (شهاب) ذي قطر يساوي

10 km على الأرض. ومنذ ذلك الوقت تم العثور على كميات هائلة من هذا العنصر في أكثر من 100 موقع عند حدود العصر الطباشيري الثالث في مختلف أنحاء العالم. لقد أكدت العديد من التجارب والدراسات الأخرى أيضاً الأصل الاصطناعي للإيريديوم [37].

لقد استثمرت حقيقة توهين إشعاع غاما لدى عبوره المادة في أنواع عديدة من قياسات السماكة، التي استفيد منها في العديد من التطبيقات مثل:

1. صناعة السيارات - لاختبار جودة الفولاذ الذي يستعمل في صناعة السيارة وللحصول على السماكة المناسبة للقصدير والألمنيوم.

2. صناعة الطائرات - لفحص الصدوع في المحركات النفاثة.

3. العمران - لقياس مدى سمك سطوح الطرقات الجزئية والكلية.

4. مكونات خط الأنابيب - لاختبار قوة اللحام.

5. مكونات التتقيب المعدني والنفطي والغازي - لرسم مخططات للجدران والأكر المعدنية.

6. صناعة الكابلات - لفحص كابلات مصاعد التزلج لكشف الشقوق.

يستخدم نظير الأميريسيوم الصناعي Am^{241} في كواشف الدخان المستخدمة في المنازل والمعامل؛ وفي تحديد سماكة الرقائق المعدنية خلال عمليات تصنيعها والتحكم به؛ وفي مقاييس السمية التي تقيس مستويات الرصاص السام في عينات الدهان المجفف، وفي كواشف المواقع التي تساعد في تحديد الأماكن التي يجب أن يجري فيها حفر آبار النفط.

ويستخدم نظير الكاليفورنيوم Cf^{252} (المصدر للنيوترونات) في التحليل بالتنشيط النيوتروني للكشف عن المتفجرات المخبأة في حقائب السفر في المطارات، وفي تحديد درجة الرطوبة في التربة وفي مواد أخرى، وفي الأحافير الجيولوجية، وفي معالجة سرطان العنق عند الإنسان.

وفي البحوث الزراعية هناك استخدامات كثيرة لهذه الطريقة. فالإشعاع يستخدم في بحوث النباتات من أجل استحداث أنواع جديدة من النباتات لتسريع عملية نمو أصناف مُحسنة منها. هناك تطبيق قيم آخر لهذه الطريقة يكمن في السيطرة على تكاثر الحشرات لإنقاص عددها بشكل كبير، وفي بعض الأحيان في القضاء المبرم عليها، وذلك بتعريض الحشرات المُذكَرة لجرعات معقمة (قاتلة) من الإشعاع. لقد لوحظ أن داء السل الخصب (القوي) أخذ بالتناقص

في أثناء دراسة تأثير الإشعاع عليه. أيضاً تستخدم حبيبات مشعة في صوامع الحبوب لقتل الحشرات والقوارض. وكذلك يطيل التشعيع عمر الأغذية، وذلك بسبب إبادته للجراثيم والفيروسات والفطور التي تتطفل عليها.

لقد توسعت تطبيقات النظائر المشعة لتشمل أيضاً الأعمال الفنية والإنسانية. فقد استخدم التحليل بالتنشيط النيوتروني بشكل هائل من أجل تعيين هوية العناصر الكيميائية الموجودة في النقود والأواني الفخارية ومصنوعات إنسانية أخرى من الماضي. إن بقعة دهان صغيرة جداً غير قابلة للملاحظة بالعين من لوحة فنية قيّمة أو هبأة فخارية دقيقة تكفي في هذه الطريقة للكشف عن حقيقة التركيب الكيميائي لهما. وهكذا فإنه بواسطة NAA أمكن تمييز أعمال الرسامين المشاهير عن أعمال سواهم.

نشرت دراسات عديدة لعينات خزفية أخذت من كشوفات أثرية [40,43]، ولقد أنجزت دراسات على فخاريات رومانية اشتملت على استخدام التحليل بالتنشيط النيوتروني كانت قد عُينت فيها أصول الفخاريات [44]؛ وأنجزت مناقشة لنوعين من دراسات أصول فخار عتيق بهدف تعيين المجموعات البشرية المصنعة له وتقني تنقلاتها [45]، وتقييم نقاوة معادن كريمة كالذهب والفضة [46]، ومعادن مصكوكة نقدية أيضاً [47,48]. هنالك عدد قليل من الدراسات التي تطرقت لدراسة الشحم [49]. أيضاً جرى استخدام منظومة تحليل متنقلة تعتمد على التحليل بالتنشيط النيوتروني لإشعاع غاما الفوري، من أجل تعيين لا تخريبي لهوية أدوات حربية كيميائية ومتفجرات تستعمل في بعض أنواع الذخيرة [50]، وفي كشف آثار 52 عنصر في أدوية صينية [51]، إن التقرير نفسه يُصرّح بأن استخدام النيوترونات غير الحرارية يُنقص من عد الخلفية الإشعاعية في مجال الطاقات المنخفضة لإشعاع غاما، مما يرفع من نسبة الإشارة إلى الضجيج S/N عند تعيين آثار بعض العناصر مثل As و Cd و Hg و Cr و Zn.

لقد ثبت أن تشتت النيوترونات هي أداة قيّمة في دراسة البنية الجزيئية وحركة الجزيئات التي تدخل في التصنيع وفي العمليات الحيوية. تولّد السرعات والمفاعلات النووية نيوترونات ذات سرع منخفضة أطوال أمواجها ملائمة لمشاهدة البنية الحجمية للمناطق المغناطيسية الدقيقة وجزيئات الـ DNA. تتغلغل النيوترونات عميقاً في باطن المادة، وبفعل عزمها

المغناطيسي وقوى التأثير المتبادل الشديد تنتشت بصورة تفصيلية عن المناطق المغناطيسية أو عن ذرات الهيدروجين في الجسيمات النووية التسلسلية الطويلة. يستخدم أيضاً النيوترون - اعتماداً على خصائصه الانعكاسية - في دراسات سطوح المواد وداخلها. من المنابع الغزيرة للنيوترونات: منبع IPNS في مخبر أرغون الوطني في إيلينوس، ومنبع LANSCE في مختبر لوس ألوس الوطني في نيومكسيكو [37]. ويبين **الجدول (1.2)** قائمة ببعض المواد التي يمكن تحليلها باستخدام طرق NAA في مختلف التطبيقات العلمية والهندسية والصناعية [38].

الجدول (1.2): بعض التطبيقات لـ NAA [38].

زراعة	لب شمندر، لبيدات (شحوم)، تبن، زيت، سمك
علم الآثار القديمة وعلم الإنسان	آنية خزفية، زجاج بركاني، أسنان، هياكل عظمية
علم الأحياء	مواد كيميائية، سكر، أنزيمات، محاليل، نمل
علم النبات	بذور قمح
علم الكيمياء	أكاسيد، أملاح، بلورات نقية، معادن
الهندسة والصناعة	معادن نقية، مركبات كيميائية، زيوت، رسابات فلمية رقيقة، أفلام لدائنية (بلاستيكية)، خلائط، صخور
السمكيات	أسماك، أصداف
علم الحراجة	خشب، لحاء، أشواك شجرية، تربة
علم الأرض	صخور، نيازك، عينات قمرية، جواهر، مواد معدنية
الطب	ماء، جلد، شعر، أظافر، مركبات طبية بديلة
علم المحيطات	مستحاثات، رواسب، بازلت
الصيدلة	مواد كيميائية
الجنايات الشرعي	رصاصات، دهان، زجاج، معادن، بقايا إطلاق نار

تطبيقات مستقبلية: إن التعرف على هوية الألغام الأرضية وتوليد القدرة من النظائر المشعة هما تطبيقان مستقبليان لطريقة NAA [38]. كشف الألغام الأرضية: في كافة أنحاء الكرة الأرضية، يقدر عدد المناجم المهجورة التي يمكنها أن تتسبب بإعاقة وقتل المدنيين الأبرياء بـ 100 مليون منجم. إن تقانة التجاوب الرباعي النووي - المشابهة لكواشف الأسلحة الجوية- مناسبة تماماً من أجل كشف المواد المتفجرة في هذه المناجم وتحييدها. حيث تمتلك نواة الأزوت الذي هو عنصر أساسي شائع في المتفجرات شكلاً إهليلجياً، يتسبب الاختلاف في الوسط المحيط بالشبكات البلورية بتشويه للإهليلج بدرجات مختلفة. وينتج عن ذلك مجموعة وحيدة من سويات الطاقة ذات مسافات ضيقة جداً تكون مميزة لبلورة الجسم الصلب نفسه. باستخدام هذه الخاصية يمكن تحديد هوية المادة المتفجرة من خلال التأثير الدقيق لذرات الأزوت الداخلة في تركيبها. ويكون من الممكن أيضاً عندئذ التمييز بين القذائف المتفجرة من خلال بقاياها [37].

الفصل الثالث

دراسة تحليلية لاحتمال تشتت نيوترون على نواة وتعيين طول

التشتت

1.3. مقدمة

عندما يتم تتبع مسيرة الدراسات المجرة على النيوترونات منذ اكتشافها ومعرفة خصائصها نلاحظ أنه بالإضافة إلى التحليل بالتنشيط النيوتروني NAA للعناصر كان تشتتها أيضاً هو أداة مهمة جداً في دراسة بنية المواد؛ أي في تعيين النظائر التي تتكون منها العناصر، وذلك من خلال الاختلاف في طول التشتت المرن لها. من هنا وجدنا أنه من المفيد جداً أن نقوم باستنتاج **علاقة** تعطي احتمال تشتت النيوترون على نواة ما، تمكننا من تعيين المقطع العرضي للتشتت، نظراً لأن المقطع العرضي للتشتت يرتبط بطول التشتت. فإذا ما استطعنا تعيين المقاطع العرضية لنظائر عنصر ما في عينة، فإنه سيمكننا تعيين أطوال التشتت، وبالتالي تعيين النظائر المكونة لها. وهذه أداة قيمة لإحدى أهم الدراسات التي يمكن إجراؤها على تطور الوقود النووي للمفاعل في أثناء التشغيل.

تعدّ دراسة تشتت النيوترونات ذات أهمية كبيرة من أجل دراسة بنية الشبكة البلورية للأجسام الصلبة والمواد العضوية والبوليمرات، حيث إن معرفة طول التشتت يفيد في تعيين أنصاف أقطار النوى، وبالتالي الذرات، ومنه تحديد العناصر المكونة وأبعاد الشبكة البلورية. إن نصف قطر التشتت يمثل نصف قطر التأثير المتبادل عندما ينتهي الطول الموجي λ للجسيمة القذيفة (النيوترون) إلى اللانهاية أو عندما ينتهي العدد الموجي $k = 2\pi/\lambda$ إلى الصفر. وعند ذلك يكون عملياً طول التشتت موافقاً لنصف القطر الهندسي للجسيمة المصدومة. وبالتالي فإن دراسة احتمال التشتت يمكن أن تقدم طريقة نظرية وتجريبية لتعيين المقطع العرضي للتشتت، الذي بدوره يقود إلى تعيين طول التشتت. ولهذا لا بد من اشتقاق **علاقة** تعطي احتمال أن يتشتت نيوترون على نواة في عينة.

2.3. احتمال عدم حدوث تشتت للنيوترون الحر في العينة وخروجه منها بصورة مباشرة [8]

لعل من السهل علينا المبالغة أو الإساءة في عرضنا لمسيرة الأحداث التي كانت قد سبقت الاكتشافات العلمية المهمة في حديثنا عن الماضي، لكن في الحقيقة، عند اكتشاف النيوترون في عام 1932، كان من الواضح أن هذا الاكتشاف كان مطلوباً ومتوقعاً. فلقد تنبأ رذرفورد Rutherford اعتماداً على شواهد تجريبية بوجود النيوترون من قبل أن يتم اكتشافه الفعلي باثني عشر عاماً. أما من الناحية النظرية، فقد كان في ذلك الحين وصف النواة الذرية بدلالة البروتونات والإلكترونات يصطدم بصعوبات وتناقضات عديدة، سيتم حلها إذا ما تم إيجاد نيوترونات رذرفورد فقط. أما مسيرة الأحداث بعد هذا الاكتشاف، فسندمها بإيجاز شديد جداً قدر الامكان، ولذلك نرجو من قرائنا الأعزاء الاطلاع على مراجع أخرى من أجل الحصول على الوصف التفصيلي لتلك الأحداث [52].

كان من المعروف أن الإلكترونات ذات شحنة سالبة، قبل اكتشاف النيوترون، منذ السنوات الأولى للقرن العشرين، وأن ذرات العناصر الكيميائية جميعاً معتدلة كهربائياً. وأن طومسون Thomson، في عام 1904، اقترح ما عُرف باسم "نموذج الحلوى بالبرقوق (أو الزبيب) plum pudding" للذرة، حيث إن "... ذرة أي عنصر تتكون من عددٍ من الجسيمات المشحونة سلباً (الزبيب) محاطة بكرة مشحونة بانتظام ذات شحنة موجبة ... كقالب من الحلوى بالزبيب" [53].

ولقد أظهرت تجربة غايغر-مارسدن Geiger-Marsden في عام 1909 [54]، عند مراقبتهم لتوزيع جسيمات ألفا المنحرفة عن مسارها الابتدائي نتيجة لمرورها خلال صفيحة رقيقة من الذهب، وجود طبيعة مركزية للذرات (نووية). ثم اعتماداً على ملاحظات مماثلة ودقيقة على تجربة مشابهة، اقترح رذرفورد Rutherford، في عام 1911، [55] نموذجاً جديداً للذرة، وصف فيه الذرة على أنها عبارة عن نواة مركزية صغيرة ذات شحنة موجبة محاطة بسحابة من الإلكترونات السالبة الشحنة التي لها نصف قطر أكبر بكثير من نصف قطر النواة.

ثم في عام 1920، من جديد اقترح رذرفورد Rutherford [56] نموذجاً أكثر تفصيلاً للذرة، افترض فيه أن النواة تتكون من بروتونات موجبة الشحنة، ومن جسيمات محايدة (غير مشحونة) كل منها عبارة عن بروتون وإلكترون-نووي مترابطين بطريقة ما سماها رذرفورد Rutherford بالنيوترونات.

ثم في عام 1932، وجد بوث Bothe وبيكر Becker [57] أن جسيمات ألفا الطاقة التي تسقط على بعض العناصر الضوئية تنتج إشعاعاً ذا قدرة اختراق عالية بشكل غير اعتيادي، فافترضوا أنه إشعاع غاما لكونه لا يتأثر بالحقل الكهربائي. لكن وفي نفس العام وجدت كوري-جوليت Joliot-Curie وزوجها جوليت Joliot [58] أن هذا الإشعاع عندما يتبادل التأثير مع شمع البارافين paraffin، فإنه يتسبب باقتلاع بروتونات ذات طاقة عالية جداً منه. وأيضاً في نفس العام، أجرى تشادويك Chadwick [59,60] تجارب مماثلة لتجارب كوري-جوليت على البريليوم وغيره، بين من خلالها أن الإشعاع؛ الذي يتميز بالاختراقية العالية، ما هو إلا سيل من الجسيمات المحايدة التي كتلة الواحدة منها تكون قريبة من كتلة البروتون. لقد كانت هذه الجسيمات بالفعل هي النيوترونات التي كان قد توقعها رذرفورد Rutherford قبل عقد من الزمن. ونتيجة لهذا الاكتشاف حصل تشادويك Chadwick في عام 1935 على جائزة نوبل في الفيزياء.

بعد اكتشاف النيوترونات بأربع سنوات تم التعرف على أن النيوترونات تمتلك خصائص موجية، وأنه يمكن تحويلها من سريعة إلى حرارية من خلال التصادمات المتتالية في البارافين، وأنها؛ أي النيوترونات، يمكن أن تتعرج على مساحيق مواد صلبة بلورية، كما بينت الدراسة التي قام بها هالبان Halban وبريسويرك Preiswerk [61]. وأنها تتعرج على البلورات المفردة، كما بينت الدراسة التي قام بها ميتشيل Mitchell وبورز Powers [62]. وفي الحقيقة ليس انعراج الموجة النيوترونية سوى تشتت حزمة النيوترونات على النوى الذرية في الشبكة البلورية للجسم الصلب.

وفي الفترة نفسها، تنبأ بلوخ Bloch [63] بوجود عزم مغناطيسي magnetic moment للنيوترون، ثم قدم بإيجاز العديد من تطبيقات التشتت المغناطيسي للنيوترونات magnetic neutron scattering، التي أمكن تحقيقها خلال العقود المتتالية. لقد استخدمت

في التجارب الأولى على النيوترونات منابغ البريليوم-الراديوم التي إشعاعها النيوتروني "أبيضاً" white radiation radium-beryllium sources، لذلك لم تكن هذه المنابغ كافية من أجل إجراء تجارب تشتت كمية quantitative scattering دقيقة، ولذلك انتظر الباحثون حتى أواخر الأربعينيات إلى أن ظهرت المفاعلات النووية التي تعطي حزمًا نيوترونية بيضاء قوية جداً، التي كان بالإمكان ترشيحها والحصول على حزم نيوترونية لونية كافية كميًا. وفي عام 1948 نشر ولان Wollan وشول Shull [46] عدداً من نماذج الانعراج للنيوترونات على مساحيق، استخدمها فيها بداية نيوترونات ذات مجال طاقي واسع full-scale nuclear، من مفاعل نووي هو "مفاعل كلينتون-بل Clinton pile في أوك ريدج Oak Ridge. وربما يكون المعلم milestone الأكثر أهمية في مسيرة التطور في دراسة تشتت النيوترونات هو ما تم نشره من بيانات عن طول التشتت scattering length لحوالي 60 عنصراً ونظيراً في عام 1951 [56].

في ميكانيك الكم [66]، إن طول التشتت a ، الذي يصف لنا التشتت عند طاقة منخفضة للجسيمة القذيفة، يعرف **بالعلاقة**:

$$\lim_{k \rightarrow 0} k \cot \delta(k) = -\frac{1}{a}$$

حيث a هو طول التشتت، و k هو العدد الموجي، و $\delta(k)$ هو الانزياح الطوري للموجة الكروية الخارجة. ويتم تعيين المقطع العرضي للتشتت المرن σ_e ، عند طاقات منخفضة فقط بطول التشتت:

$$\sigma_e = 4\pi a^2$$

وبناء على **العلاقة الأخيرة**، فإنه لإيجاد طول التشتت يجب إيجاد المقطع العرضي للتشتت المرن $\sigma_s = \sigma_e$ تجريبياً، ولذلك قمنا باشتقاق **علاقة نظرية** لاحتمال تشتت النيوترون لحزمة ذات طاقة منخفضة والتي يحصل عندها فقط التشتت المرن.

بما أنه لا يمكننا حساب أطوال التشتت النووي nuclear scattering lengths (أنصاف-أقطار كرات التأثير المتبادل) من نظرية التشتت، فإن التقديرات الكمية التجريبية للتأثيرات المتبادلة هذه يمكن أن تساعدنا في إجراء دراسات أكثر انتظاماً عن طول التشتت نظراً لما يوفره تشتت النيوترونات من فرصة في تحقيق ذلك. حيث إنه في وقت مبكر تم

استخدام النيوترونات من أجل الدراسة على المنظومات حين لم يكن سوى تشتت أشعة اكس مناسباً لمثل هذه الدراسة، وعلى سبيل المثال استخدمت الدراسة بأشعة اكس للهيدروجين الموجود في المواد، من أجل تمييز العناصر التي تمتلك عوامل شكل متشابهة (ثابت الشبكة البلورية). ولقد كان لبروكهاوس Brockhouse وستيوارت Stewart دور رائد في مجال دراسة طول تشتت النيوترونات غير المرنة عن طريق تعيين منحني تشتت الفونون بواسطة مطياف بدائي ثلاثي المحاور في عام 1955 [67]. ولقد اضطر بروكهاوس Brockhouse وشل Shull إلى الانتظار حتى عام 1994 قبل منحهما جائزة نوبل لمساهمتهما في تشتت النيوترونات. إن تطور الطرق المتعلقة بالمواد اللينة كان قد حدث في وقت متأخر، بتعيين تشتت النيوترونات عند زوايا صغيرة SANS (Small Angle Neutron Scattering) لبنية البروتين [68] والبوليمر [69]، والتشكيلات السلسلية في باطن البوليمرات [70]، وتجارب قياس الانعكاس الأولى بعد عقد آخر لاحق من الزمن [71]. إن التطبيق الأكثر أهمية كما أسلفنا هو استخدام طول التشتت من أجل التحليل النظائري؛ أي من أجل معرفة نسب النظائر لعنصر ما في العينة، فمثلاً، في عينة ماء طبيعي يوجد H_2O و D_2O ، وكل منهما له مقطع تشتت عرضي مختلف $\sigma_s(H_2O)$ و $\sigma_s(D_2O)$ ، وبالتالي يكون لهما طولاً تشتت مختلفان؛ $a(H_2O)$ و $a(D_2O)$. وبالتالي بتعيين المقطع العرضي للتشتت بالدقة الكافية يمكن تعيين طول التشتت وبالتالي تحديد نسبة كل من النظيرين في العينة، والتي تجد تطبيقات مهمة لها في المفاعلات النووية.

1.2.3. الدراسة التحليلية [8]

عندما تكون العينة كبيرة لا يجوز لنا إهمال تأثير احتمال تشتت النيوترون على تدفق الحزمة العابرة بصورة مباشرة، لذلك فإننا سنقوم الآن باستنتاج احتمال ألا يتشتت النيوترون الحر أثناء عبوره لعينة سماكتها x ؛

نفترض عينة أسطوانية نصف قطر قاعدتها r وسماكتها x ، ترد بصورة عمودية على قاعدتها حزمة من النيوترونات أحادية الطاقة بتدفق $\Phi(0)$. إن احتمال أن يتشتت أي نيوترون في أثناء مروره خلال هذه العينة يتناسب فقط مع حجم السماكة التي يجتازها في العينة، فكلما كانت هذه السماكة أكبر كان احتمال أن يتشتت النيوترون أكبر. من أجل إيجاد هذا الاحتمال

لنقسم العينة الأسطوانية ذات السماكة x إلى أسطوانات صغيرة متساوية سماكة كل منها Δx . عندئذ، فإن احتمال أن يتشتت النيوترون خلال السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى يكون متناسباً مع كبر هذه السماكة Δx ؛ أي:

$$P'_{\Delta x} \propto \Delta x \Rightarrow P'_{\Delta x} = \beta \Delta x$$

حيث β هو ثابت التناسب، وهو يمثل احتمال أن يتشتت نيوترون خلال وحدة السماكة من العينة. وبالتالي فإن احتمال ألا يتشتت النيوترون خلال نفس السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى سيكون:

$$P_{\Delta x} = 1 - \beta \Delta x$$

فإذا اجتاز النيوترون الحر السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى من دون أن يتشتت، فإن احتمال ألا يتشتت النيوترون خلال السماكة الثانية Δx للأسطوانة الصغيرة الثانية سيكون أيضاً $(1 - \beta \Delta x)$. وبالتالي، بحسب قانون الاحتمال المركب، فإن احتمال ألا يتشتت النيوترون في السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الأولى ولا في السماكة Δx للأسطوانة الصغيرة الثانية سيكون جداء الاحتمالين:

$$P_{2\Delta x} = (1 - \beta \Delta x)^2$$

وهكذا، بالاستقراء يمكن أن نجد أن احتمال ألا يتشتت نيوترون لدى اجتياز سماكة x مكونة من n سماكة صغيرة متماثلة Δx ؛ أي: $x = n\Delta x$ ، سيكون:

$$P_{n\Delta x} = (1 - \beta \Delta x)^n = \left(1 - \frac{\beta}{n}x\right)^n$$

لكن بما أنه كلما كانت السماكة x مكونة من عدد أكبر n من السماكات الصغيرة Δx ؛ أي كلما كانت السماكة Δx أصغر، كانت عبارة الاحتمال أدق؛ وبالتالي فإنه بجعل n تسعى إلى اللانهاية سوف نحصل على أدق عبارة للاحتمال. وبناء عليه، فإن احتمال ألا يتشتت نيوترون خلال السماكة x سيكون:

$$P_{s'}(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\beta}{n}x\right)^n = e^{-\beta x}$$

وبما أن $\beta = n\sigma_s$ ، حيث n هو تركيز النوى في العينة، و σ_s هو المقطع العرضي الفعال للتشتت، فإن:

$$P_{s'}(x) = e^{-n\sigma_s x} \quad (1.3)$$

وبما أن احتمال خروج النيوترون بصورة مباشرة من العينة بعد اجتيازه مسافة قدرها x هو احتمال مركب من ثلاث احتمالات: هي احتمال ألا يتفاعل النيوترون تفاعل أسر مضروب باحتمال ألا يتفكك النيوترون مضروب باحتمال ألا يتشتت النيوترون؛ فبناءً على ما سبق يمكننا الكتابة:

$$P_{r,d,s'}(x) = e^{-(n\sigma_c + \frac{\lambda}{v} + n\sigma_s)x}$$

وبالتالي فإن تدفق الحزمة العابرة بصورة مباشرة من أجل عينة كبيرة سيكون:

$$\Phi(x) = \Phi(0)e^{-(n\sigma_c + \frac{\lambda}{v} + n\sigma_s)x} \quad (2.3)$$

حيث $\Phi(x)$ هو تدفق حزمة النيوترونات العابرة بصورة مباشرة من عينة كبيرة سماكتها x .

2.2.3. تطبيق (1) [8]

فيما يلي نقدم مثلاً تطبيقياً لتعيين طول التشتت من خلال تعيين المقطع العرضي للتشتت. من أجل عينة سماكتها $x = 1 \text{ m}$ ، تحتوي على نظير الحديد Fe^{56} ، بالتحليل بالتنشيط النيوتروني والنظائري للعينات الكبيرة غالباً ما تستخدم فيه عينات أسطوانية ذات سماكة (ارتفاع) حوالي $x = 1 \text{ m}$ [22]. حيث قمنا بحساب المقطع العرضي للتشتت من العلاقة (2.3) مع إهمال تأثير احتمال عدم التفكك من أجل النيوترونات الواقعة في المجال الحراري، من أجل الطاقة $E_n = 0.025 \text{ eV}$ ، والتي توافق مقطعاً عرضياً للأسر $\sigma_c = 2.56 \times 10^{-28} \text{ m}^2$ [72]. وعند تعريض العينة لتدفق نيوتروني حراري قدره $\Phi(0) = 2 \times 10^{11} \text{ neut/sec} \cdot \text{m}^2$ [73]، فإن التدفق ينخفض إلى $\Phi(1 \text{ m}) = 6.64 \times 10^{-37} \text{ neut/sec} \cdot \text{m}^2$ بعد اجتياز عينة ذات سماكة قدرها $x = 1 \text{ m}$. ومن أجل تركيز للنظير ^{56}Fe قدره $n = 7.77 \times 10^{28} \text{ nuclei/m}^3$.

بالتعويض في العلاقة (2.3) نجد:

$$\sigma_s = 11.51 \times 10^{-28} \text{ m}^2$$

ويمكن حساب طول التشتت من العلاقة الآتية:

$$\sigma_s = 4\pi a^2 \Rightarrow a = \sqrt{\frac{\sigma_s}{4\pi}} = \sqrt{\frac{11.51 \times 10^{-28}}{4\pi}} = 0.957 \times 10^{-14} \text{ m}$$

بمقارنة القيمة السابقة مع القيمة الموجودة في المرجع $a = 0.96 \times 10^{-14} \text{ m}$ [74] نجد هناك تطابقاً كبيراً في النتائج.

إن التطبيق الأكثر أهمية هو استخدام طول التشتت من أجل التحليل النظائري؛ أي من أجل معرفة نسب النظائر لعنصر ما في العينة. وبالتالي بتعيين المقطع العرضي للتشتت بالدقة الكافية يمكن تعيين طول التشتت وبالتالي تحديد نسبة كل نظير في العينة. التي تجد تطبيقات مهمة في المفاعلات النووية.

3.2.3. تطبيق (2) [9]

الزرنـيـخ هو عنـصـر كـيـمـيائي رمـزه As وعدده الذري 33. يوجد الزرنـيـخ في العـديـد من المـوـاد غير العـضـوية، عـادـة يـوجـد مـتـحـدّاً في المـركـبـات مع الكـبريت والمـعـادن، وأيضاً يـوجـد على شـكـل بـلـوري صـرف نـقي. الزرنـيـخ هو فـلز، يـحتـوي على مـتـأـصـلات مـخـتـلـفة، وـلـكـن الزرنـيـخ الرماـدي اللـون هو المـهم في الصـنـاعـة فـقـط. إن الـاسـتـخـدام الأـسـاسـي للزرنـيـخ المـعـدني هو في سـبـائك الرصـاص. على سـبـيل المـثـال، في بطاريات السـيـارات والذخيرة. إن الزرنـيـخ الشائع هو المـسـتـخـدم في أنصاف النواقل من النوع n في الأجهـزة الإلـكـتـرونية، والمركب الإلـكـتـروني الضوئي زرنـيـخيد الغاليوم هو ثاني أكثر أنصاف النواقل شيوعاً بعد السيليكون المعالج. يستخدم الزرنـيـخ ومركباته وخاصة ثالث أكسيد الزرنـيـخ في إنتاج المبيدات الحشرية ومنتجات الخشب المعالج ومبيدات الأعشاب الضارة ومبيدات الحشرات. ومع ذلك، فإن هذه التطبيقات آخذة في الانخفاض [75]. تستطيع أنواع قليلة من البكتيريا استخدام مركبات الزرنـيـخ كمستقلبات في الجهاز التنفسي. تعد الكميات الضئيلة من الزرنـيـخ عنصراً غذائياً أساسياً لدى الجرذان والهامستر والماعز والدجاج، ويفترض العديد من الأنواع الأخرى، بما في ذلك البشر. ومع ذلك، يحدث التسمم بالزرنـيـخ في الكائنات الحية متعددة الخلايا إذا كانت الكميات أكبر من الطبيعية. يعد تلوث المياه الجوفية بالزرنـيـخ مشكلة تؤثر في ملايين الأشخاص في جميع أنحاء العالم. صرحت وكالة حماية البيئة الأمريكية أن جميع أشكال الزرنـيـخ تشكل خطراً جسيماً على صحة الإنسان [76]. صنفت وكالة الولايات المتحدة لسجل المواد السامة والأمراض، الزرنـيـخ في المرتبة الأولى في قائمة أولوياتها لعام 2001 للمواد الخطرة في المواقع الأكثر انتشاراً [77]. تم تصنيف الزرنـيـخ على أنه مادة مسرطنة من المجموعة A [76].

إن تأثير احتمال عدم تشتت النيوترون على تدفق الحزمة النيوترونية لا يمكن إهماله بالنسبة للطاقات الحرارية. من المفيد التحديد الدقيق للعناصر في أي عينة. نظراً لأهمية عنصر الزرنيخ. سنطبق العلاقات (16.2) و (20.2) و (1.3) من أجل عينة أسطوانية سماكتها x ، ونصف قطرها r مصنوعة من خليط يحوي على عنصر الزرنيخ، يتم تشيع العينة بحزمة نيوترونات حرارية. من خلال حساب تأثير احتمالات عدم التفتك، عدم الأسر، عدم التشتت للنيوترون على أحد نظائر العينة، على سبيل المثال ^{75}As ، لسماكات مختلفة للعينة من أجل الطاقة الحرارية.

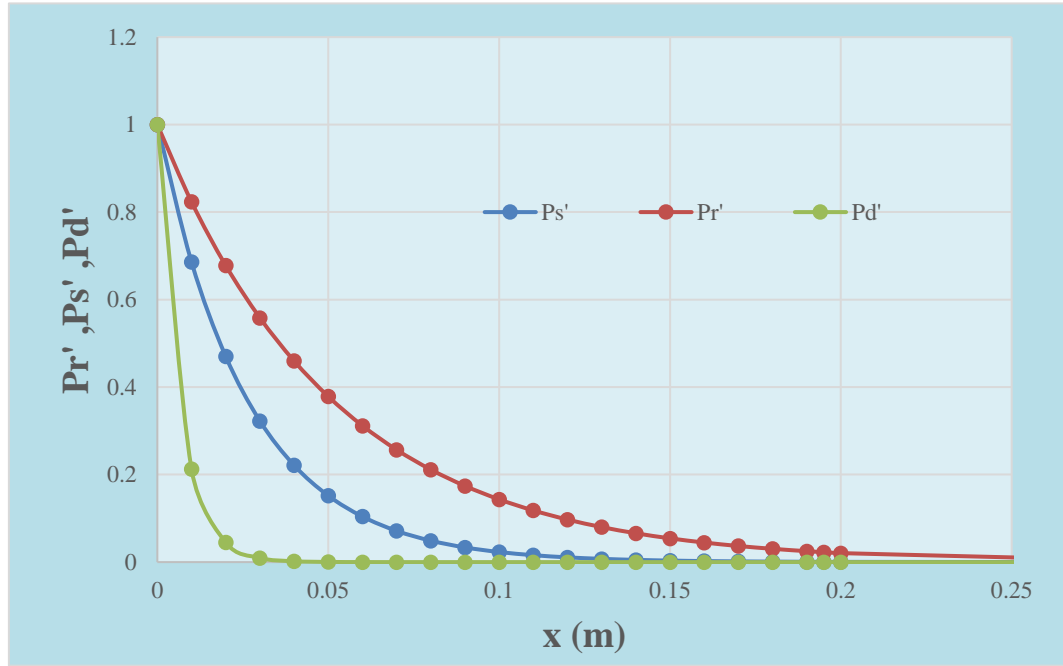
الجدول (1.3): الاحتمالات المحسوبة $P_{r'}(x)$ و $P_{s'}(x)$ و $P_{d'}(x)$ لسماكات

مختلفة للعينة من أجل الطاقة الحرارية.

x (m)	$P_{r'}(x)$	$P_{s'}(x)$	$P_{d'}(x)$	$P_{r',d',s'}(x)$	$P_{r,d,s}(x)$
0	1	1	1	1	0
0.01	0.823513	0.685964	0.21246	0.120018903	0.879981097
0.02	0.678173	0.470547	0.045139	0.014404537	0.985595463
0.03	0.558484	0.322778	0.00959	0.001728817	0.998271183
0.04	0.459919	0.221414	0.002038	0.000207491	0.999792509
0.05	0.378749	0.151882	0.000433	2.49028E-05	0.999975097
0.06	0.311905	0.104186	9.2E-05	2.98881E-06	0.999997011
0.07	0.256858	0.071468	1.95E-05	3.58713E-07	0.999999641
0.08	0.211526	0.049024	4.15E-06	4.30524E-08	0.999999957
0.09	0.174194	0.033629	8.82E-07	5.1671E-09	0.999999995
0.1	0.143451	0.023068	1.87E-07	6.2015E-10	0.999999999
0.11	0.118134	0.015824	3.98E-08	7.44297E-11	~1
0.12	0.097285	0.010855	8.46E-09	8.93297E-12	~1
0.13	0.080115	0.007446	1.8E-09	1.07213E-12	~1
0.14	0.065976	0.005108	3.82E-10	1.28675E-13	~1
0.15	0.054332	0.003504	8.11E-11	1.54435E-14	~1
0.16	0.044743	0.002403	1.72E-11	1.85351E-15	~1
0.17	0.036846	0.001649	3.66E-12	2.22456E-16	~1
0.18	0.030344	0.001131	7.78E-13	2.66989E-17	~1
0.19	0.024988	0.000776	1.65E-13	3.20438E-18	~1

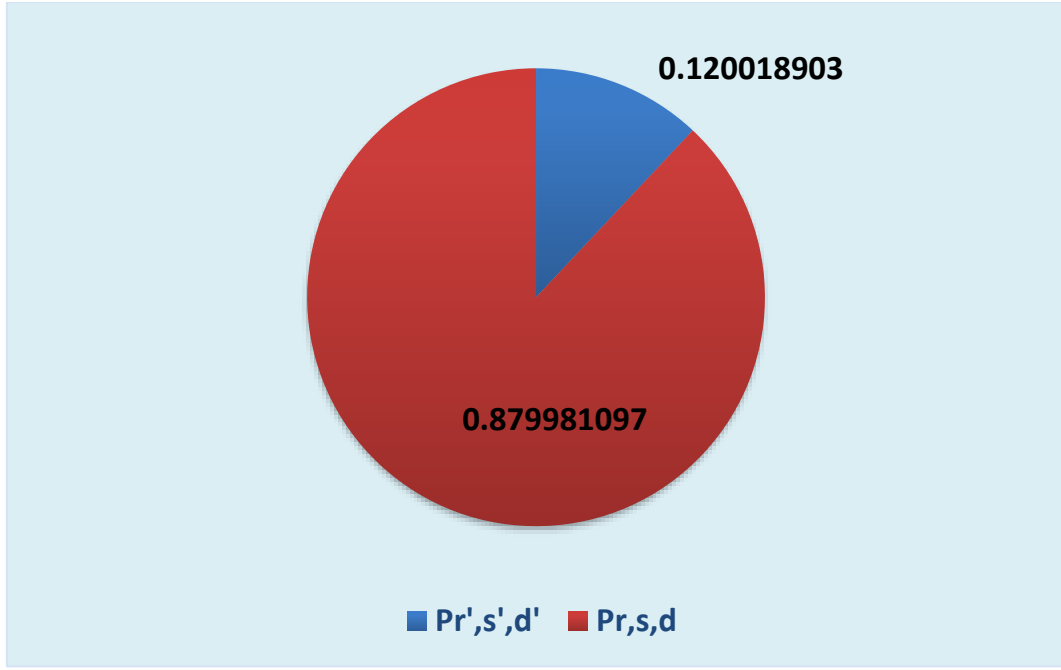
0.195	0.022676	0.000643	7.62E-14	1.11012E-18	~1
0.2	0.020578	0.000532	3.51E-14	3.84586E-19	~1

يبين الشكل (1.3) احتمالات العمليات الثلاث (عدم الأسر، عدم التشتت، عدم التفكك) ونلاحظ أنها تتناقص مع زيادة سماكة العينة؛ أي أن احتمال العبور يتناقص مع زيادة السماكة.



الشكل (1.3): الاحتمالات المحسوبة $P_{r'}(x)$ و $P_{s'}(x)$ و $P_{d'}(x)$ كتابع لسماكة العينة.

يبين الشكل (2.3) مخطط دائري لاحتمال العبور $P_{r',s',d'}(x)$ وعدم العبور $P_{r,s,d}(x)$ من أجل السماكة $x = 0.01$ m. لاحظ أن مجموع الاحتمالين $P_{r',s',d'}(x)$ و $P_{r,s,d}(x)$ يساوي الواحد.



الشكل (2.3): مخطط دائري لاحتمال العبور $P_{r',s',d'}(x)$ وعدم العبور $P_{r,s,d}(x)$ من أجل السماكة $x = 0.01$ m.

نلاحظ من **الجدول (1.3)** أن $P_{r'}(x) > P_{s'}(x) > P_{d'}(x)$ عند السماكة $x = 0.01$ m. مما يدل على أن احتمال عدم الأسر يكون أكبر من احتمالي عدم التشتت وعدم التفكك، بالمقابل لا يمكن إهمال عدم التشتت وعدم التفكك من أجل عينة سماكتها مأخوذة من **الجدول (1.3)**.

بالتالي نجد أنه لا يمكن إهمال تأثير احتمال عدم تشتت وعدم تفكك النيوترون في تدفق الحزمة النيوترونية من أجل الطاقة الحرارية. من خلال أخذ هذا التأثير في الاعتبار، يمكن تحديد تركيز عنصر الزرنيخ بشكل أكثر دقة لضمان سميته، خاصة في مجال طب الأسنان والصناعات الدوائية.

3.3. علاقة النشاط بعد أخذ تغير التدفق الناتج عن عدم التشتت بعين الاعتبار

تصبح **علاقة النشاط** بعد أخذ تغير التدفق الناتج عن عدم تشتت النيوترون بعين الاعتبار بالشكل:

$$A_{A+1}(x, t_i, t_d) = \Phi(0)e^{-\left(\frac{\lambda}{v} + n\sigma_c + n\sigma_s\right)x} \sigma_A N_A \{1 - e^{(-\lambda_{A+1}t_i)}\} e^{(-\lambda_{A+1}t_d)} \quad (3.3)$$

تبين العلاقة السابقة أن علاقة النشاط تزداد دقة بعد أن أخذنا تغير التدفق بعين الاعتبار، والتحسين في الدقة يعود إلى أننا أخذنا بعين الاعتبار احتمال عدم تشتت النيوترون الذي لم يكن مأخوذاً في علاقة النشاط (23.2).

الفصل الرابع

معادلة تحليلية عامة وجديدة لتدفق الحزمة النيوترونية العابرة لعينة ذات أبعاد كبيرة

1.4. مقدمة

إن العينة الكبيرة مصطلح يستخدم في التحليل بالتنشيط النيوتروني Neutron Activation Analysis NAA لن يكون ذا معنى ما لم يوضع له تعريف واضح يمكن من خلاله تحديد أبعاد هذه العينة. لكن من المؤسف أنه في البحوث المنشورة حول التحليل بالتنشيط النيوتروني للعينات الكبيرة LSNAALarge Sample Neutron Activation Analysis كافة لم نجد أياً من الباحثين قد وضع تعريفاً للعينة الكبيرة، ولهذا نعتقد بأن هذا هو السبب في عدم القدرة على استنتاج المعادلة التحليلية العامة القابلة للتطبيق لتدفق حزمة النيوترونات التي تخرج من جوانب العينة كافة.

فمثلاً في بحث لـ دي بروين De Bruin [78] يقول فيه إن التقانة التي تستخدم للتعين الدقيق لآثار العناصر عن طرق تحليل بالتنشيط النيوتروني لعينات كبيرة LSNAALاستخدمنا فيها حجوماً للعينة كانت كتلتها من رتبة الكيلوغرامات. أما هيندريك ويليم Hendrik Willem [22] فقد أطلق الوصف “عينات كبيرة” على عينات أسطوانية ذات حجوم 13 dm^3 (بطول 100 cm، ونصف قطر 13 cm)، ثم علق قائلاً إن تأثير اللاتجانس effect of inhomogeneity يظهر في العينات الكبيرة التي تقع حجومها بين 1 liters وبين 15 liters، أو من $1 - 15 \text{ dm}^3$. أما بالنسبة للعينات التي قام بتحليلها خليفه Khelifi وزملاؤه [23] بواسطة LSNAALوالتي وصفوها بالكبيرة فقد كانت حجومها 125 liters، وهي أيضاً ذات شكل أسطواني مكوّنة من ماء وبوليثلين polyethylene. وبالنسبة لتريكا Tzika وزميله [24] اللذين قدما طريقة لإنجاز تحليل LSNAALمتعدد العناصر لا تخريبي عميق فقد كانت حجوم العينات التي وصفوها بأنها كبيرة لا يتجاوز 1 liters. يتضح من الدراسة المرجعية بسهولة أن هنالك تفاوتاً كبيراً في

أبعاد العينات الموصوفة بالكبيرة، إضافةً لذلك، لم نلاحظ أن أياً من هؤلاء الباحثين قدم تعريفاً يتم على أساسه تحديد أبعاد العينات المحللة. لكن على الأرجح حينما يقولون عينة كبيرة إنما يقصدون أنها أكبر من تلك العينات التي تستخدم في طريقة التحليل بالتنشيط النيوتروني NAA الاعتيادية التي تكون فيها العينة صغيرة نسبياً.

لقد بنينا هذا البحث على مشكلة ذات أهمية كبيرة وهي عدم وضع أي من الباحثين الذين يعملون في التحليل بالتنشيط النيوتروني للعينات الكبيرة LSNA تعريفاً واضحاً لمصطلح العينة الكبيرة. وبناءً عليه، فقد كان هدفنا من هذا البحث بدايةً هو أن نضع تعريفاً واضحاً لمصطلح العينة الكبيرة لكي نحوله إلى مفهوم يمكن الاعتماد عليه في استنتاج **معادلة تحليلية** عامة لتدفق حزمة النيوترونات التي تخرج من كافة جوانب عينة كبيرة الحجم. لكننا وجدنا أن وضع هذا التعريف لم يكن كافياً لجعل تلك **المعادلة** قابلة للتطبيق لذلك وجدنا أنفسنا مضطرين لكي ندخل مصطلحاً جديداً آخر هو **العينة الكبيرة للغاية**، الذي وضعنا أيضاً له تعريفاً واضحاً لكي نحوله إلى مفهوم. ثم بناءً على كلٍ من هذين المفهومين يتبين أننا قد وضعنا أساساً نظرياً وتجريبياً لتعيين المقطع العرضي للأسر نتوقع أنه سيمكننا من التعيين التجريبي لتابعية المقطع العرضي للأسر لطاقة النيوترون بصورة أدق. وباستنتاجنا **معادلة** احتمال ألا يتشتت النيوترون سكون قادرين على استنتاج **المعادلة العامة لتدفق الحزمة النيوترونية التي تخرج من كافة جوانب العينة** التي ستكون صالحة من أجل كافة العينات مهما تكن حجوماً، وحزمة نيوترونية أحادية الطاقة، وستكون النتائج التي تعطيها أدق. علماً أننا في هذا البحث، من أجل تبسيط الدراسة، سنفترض عينة مؤلفة من عنصر واحد يتكون من نظير واحد.

2.4. المعادلة العامة لتدفق الحزمة النيوترونية [10]

1.2.4. العينة الكبيرة (Λ, Λ)

اعتماداً على مفهوم المسار الحر الوسطي لتشتت نيوترون حر في مادة العينة التي يمر خلالها النيوترون، نعرف **العينة الكبيرة** بأنها عينة أسطوانية ذات سماكة ونصف قطر يساوي كل منهما إلى المسار الحر الوسطي للنيوترون Λ في هذه العينة.

يعطى المسار الحر الوسطي للنيوترون Λ من أجل عينة تحتوي على عنصر واحد مكون من نظير واحد **بالعلاقة [79]:**

$$\Lambda = 1/\sigma_s n$$

حيث إن n هو تركيز ذرات أو نوى نظير العنصر الذي تتكون منه العينة، و σ_s هو المقطع العرضي الفعال لتشتت النيوترون على نوى هذا النظير.
وبما أن تركيز النوى في مادة يعطى **بالعلاقة الآتية [80]:**

$$n = \frac{\rho}{\mu} N_A$$

حيث N_A هو عدد أفوكادرو، و ρ الكثافة المطلقة (كتلة وحدة الحجم) لهذه العينة، و μ هي الكتلة المولية للعينة، وهي في هذه الحالة تكون مساوية للعدد الكتلي للنظير؛ أي $\mu = A$ ، وبالتالي فإن:

$$\Lambda = \frac{A}{\sigma_s \rho N_A} \quad (1.4)$$

2.2.4. العينة الكبيرة للغاية (X, X)

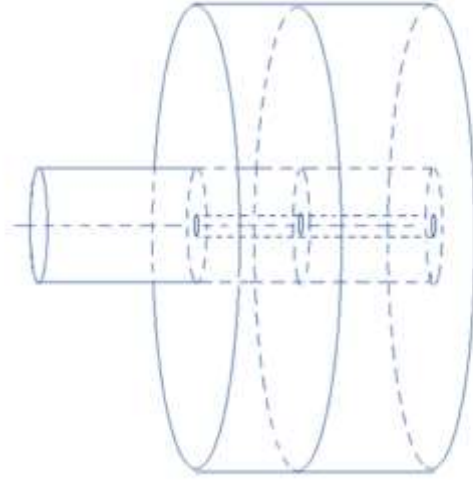
واعتماداً على المسافة القصوى التي يمكن أن يجتازها نيوترون حر في مادة (العينة) ما، نعرف **العينة الكبيرة للغاية** بأنها عينة لا تسمح لأي نيوترون يدخل فيها من الخروج منها، وبكلام آخر، إن أي نيوترون يدخل إلى هذه العينة فإنه إما أن يؤسر فيها من قبل أحد نواها أو أنه يتفكك فيها سواء كان قد عانى تشتتاً أم لا.

لكن عملياً بسبب الهندسية المفروضة على عملية التشعيع، نفترض بأنه التشعيع يجري بحزمة نيوترونية متوازية ترد عمودياً على قاعدة عينة أسطوانية، وعندئذ يمكن لبعض النيوترونات التي تعاني تشتتاً خلفياً مفرداً أن تخرج من العينة من دون أن تتفكك أو تؤسر. عملياً، إن عدد النيوترونات التي تشتت للخلف هو عدد صغير للغاية. لذلك، فإنه يمكننا إهماله.

إذن فيما يلي سنفترض أن للعينة الكبيرة للغاية شكلاً أسطوانياً، وسنرمز لها بالرمز (X, X) ، حيث يمثل الرمز X الذي على الجهة اليسرى نصف قطر قاعدة الأسطوانة، والرمز X الذي على الجهة اليمنى ارتفاع أو سماكة هذه العينة.

3.2.4. تحديد أبعاد العينة الكبيرة للغاية (X, X)

من أجل تعيين أبعاد العينة الكبيرة للغاية سوف ننطلق من التعريف الذي وضعناه للعينة الكبيرة للغاية. ومن أجل التبسيط، كما ذكرنا، نفترض بأن للعينة الكبيرة للغاية شكلاً أسطوانياً، وأنها مكوّنة من عنصر كيميائي واحد وهذا العنصر مكوّن من نظير واحد، وأن سماكتها (ارتفاعها) هو X وأن نصف قطر قاعدتها هو X ، وأن الكثافة المطلقة لهذه العينة هي ρ ، وأن الكتلة المولية لها هي $A = \mu$ ، وأن تركيز الذرات (النوى) فيها هو n ، وأن المقطع العرضي الفعّال لأسر النيوترون من قبل هذه النوى هو σ_c . ولنفرض أن حزمة نيوترونية ترد عمودياً على مساحة صغيرة نسبياً من قاعدة هذه الأسطوانة نصف قطرها r بتدفق $\Phi(0)$. لنأخذ حول محور العينة الكبيرة للغاية أسطوانة مقطوعها πr^2 ؛ أي نصف قطر قاعدتها r ، وطولها مساو لسماكة العينة الكبيرة للغاية X ، ولنسمها أسطوانة محورية، الشكل (1.4)،



الشكل (1.4): عينة أسطوانية كبيرة للغاية أبعادها (X, X) .

عندئذ، فإن حجم الأسطوانة المحورية هذه سيكون:

$$V_C = X\pi r^2$$

ويكون عدد النوى فيها N_C هو:

$$N_C = n V_C = n X\pi r^2$$

لكن بما أن تركيز النوى في مادة يعطى بالعلاقة [80]:

$$n = \frac{\rho}{A} N_A$$

حيث N_A هو عدد أفوكادرو، فإن:

$$N_C = \frac{\rho}{A} N_A X \pi r^2$$

وعندئذ سيكون مجموع المقاطع العرضية الفعالة لكافة النوى الموجود في الأسطوانة المحورية $(\sigma_c N_C)$ ⁸ مساوياً بالضبط لمقطع الأسطوانة المحورية $(\pi r^2 \text{ cm}^2)$ ⁹، لأن أي نيوترون يعبر بصورة مباشرة (بدون تشتت) مسافة قدرها X ، فإنه لن يتمكن من الخروج من هذه الأسطوانة، لأنه حتماً سيؤسر ما لم يكن قد تفكك أو تشتت، وأن النيوترون المتشتت أيضاً سيؤسر حتماً ما لم يكن قد تفكك، باستثناء حالات التشتت الخلفي باتجاه قاعدة الورود التي تكون على الأغلب هي تشتت مفرد، وهذا التشتت، كما ذكرنا سنهمله لندرته، وبالتالي فإن:

$$\sigma_c N_C = \pi r^2 \Rightarrow \sigma_c \frac{\rho}{A} N_A X \pi r^2 = \pi r^2$$

وبالتالي فإن:

$$X = \frac{A}{\sigma_c \rho N_A} \quad (2.4)$$

من العلاقة (2.4) إذا ما عرفت سماكة العينة الكبيرة للغاية X فإنه يمكن معرفة المقطع العرضي للأسر σ_c ، لأن المقادير الأخرى كافة إما أنها معلومة أو أنها قابلة للقياس. وبالتالي إذا ما استطعنا تعيين X ، فإنه سيمكننا تعيين σ_c . وعلى الرغم من أن عدد النيوترونات التي تعاني تشتتاً مفرداً في الأسطوانة المحورية، والتي تخرج من سطحها الجانبي يكون كبيراً جداً، إلا أنها جميعاً بدورها إما أن تؤسر أو تتفكك حتى ولو عانت تشتتاً مضاعفاً ضمن العينة الكبيرة للغاية، لأن نصف قطر العينة الكبيرة للغاية هو أيضاً X . لكن، على كل حال، يبقى عددٌ نادرٌ من النيوترونات المتشتتة يمكنه أن يخرج من قاعدة العينة الكبيرة للغاية التي ترد عليها النيوترونات نتيجة لتشتت خلفي مفرد.

⁸ يجب التفريق بين الدليلين في العلاقة $\sigma_c N_C$ ، فدليل المقطع العرضي الفعال للأسر c يعود لكلمة أسر capture، بينما دليل عدد النوى C فيعود لكلمة أسطوانة Cylinder.

⁹ في هذه الدراسة يجب أن يقدر المقطع العرضي الفعال بالمتري المربع m^2 ، وأن تقدر أبعاد العينة بالمتري m ، وتقدر الكثافة المطلقة بالكيلوغرام على المتر المكعب (kg/m^3) .

إذن بناء على تعريف العينة الكبيرة للغاية السابق، يمكن من جديد أن نعرف **العينة الكبيرة للغاية بأنها عينة أسطوانية ذات سماكة ونصف قطر يُعين كل منهما بالعلاقة (2.4)**، حيث إن أي نيوترون يتشتت ولو كان هذا التشتت تشتتاً مرناً مفرداً وحتى لو كان اتجاهه معامداً للسطح الجانبي للأسطوانة المحورية، فإنه حتماً سيؤسر خلال اجتيازه مسافة تساوي على الأكثر نصف قطر الأسطوانة الكبيرة X ما لم يكن قد تفكك أو تشتت ثانياً. فإذا كان التشتت المفرد الوحيد الذي عاناه النيوترون هو تشتت مرن فسيكون طول مساره مساوياً لـ X ، وإذا كان التشتت المفرد الوحيد الذي عاناه النيوترون هو تشتت غير مرن فسيكون طول مساره أصغر من X .

من الواضح من **العلاقة (2.4)** أنه، كلما كان العدد الكتلي A أكبر (كلما كان العنصر أثقل) كان حجم العينة الكبيرة للغاية أكبر، وكلما كانت كثافة العينة أصغر كان حجم العينة الكبيرة للغاية أكبر، وكلما كان المقطع العرضي الفعال للأسر σ_c أصغر، كان حجم العينة الكبيرة للغاية أكبر. وبالتالي كان احتمال خروج النيوترون من العينة سواء العابر مباشرة أو الذي يتشتت أصغر.

3.4. العلاقة بين المقطع العرضي للتشتت σ_s والمقطع العرضي للأسر σ_c

بنسب **المعادلة (1.4)** إلى **المعادلة (2.4)** ينتج:

$$\frac{X}{\Lambda} = \frac{\sigma_s}{\sigma_c} \quad (3.4)$$

ملاحظة: لم نتحدث عن دور استقطاب النيوترونات بفعل الحقول الكهربائية للعينة في تعيين أبعاد العينة أولاً لضعف هذه الحقول وثانياً لأن النيوترونات جميعاً تستقطب بشكل متماثل تقريباً وثالثاً لأن تأثير مثل هذا الاستقطاب ينحصر في زيادة المقطع العرضي الفعال للأسر σ_c بشكل صغير جداً.

4.4. استنتاج معادلة التدفق من أجل عينة (X, X)

ليكن لدينا عينة كبيرة للغاية نصف قطر قاعدتها هو X وسماكتها (ارتفاعها) X (أي أكبر بكثير من المسار الحر الوسطي للنيوترون $(\Lambda = 1/\sigma_s n)$ في هذه العينة)، ولنفرض أن حزمة من النيوترونات ذات مجال طاقي ضيق معين تسقط عمودياً على قاعدة

الأسطوانية المحورية. كما ذكرنا إن احتمال خروج أي نيوترون منشئت من العينة الكبيرة للغاية سيكون معدوماً، وذلك لأن النيوترون المنشئت إما أنه سيتفاعل تفاعل أسر أو أنه سيتفكك، فإن لم يتفاعل تفاعل أسر أو لم يتفكك، فإنه سيتشتت من جديد، وهكذا تستمر عملية التشتت السابقة (تشتت مضاعف)، وكلما كان التشتت أكبر صار احتمال أن يتفاعل النيوترون تفاعل أسر واحتمال أن يتفكك أكبر، وذلك بسبب طول المسافة التي يجتازها في العينة وطول الزمن الذي يستغرقه فيها، مما يجعل احتمال خروج النيوترون المنشئت من العينة، من قاعدتي العينة الأسطوانية أو من سطحها الجانبي، معدوماً.

1.4.4. استنتاج معادلة التدفق للحزمة النيوترونية من أجل عينة (X, x)

لنفرض أننا أبقينا نصف قطر العينة الكبير للغاية X كما هو، لكننا جعلنا سماكتها (ارتفاعها) x أصغر بكثير من X . ولنفرض مرة أخرى أن حزمة من النيوترونات ذات مجال طاقي ضيق معين ترد عمودياً على قاعدة الأسطوانة الكبيرة للغاية التي سنسميها من الآن فصاعداً قاعدة الورود، وبالتحديد ترد على قاعدة الأسطوانة المحورية. عندئذ، فإنه من الممكن للنيوترونات الداخلة إلى هذه العينة أن تخرج فقط من القاعدة الثانية للعينة الأسطوانية (X, x) المقابلة لقاعدة الورود.

وإن الجزء من النيوترونات التي لم تخرج من العينة المذكورة إما أنها قد تفاعلت تفاعل أسر أو أنها تفككت، سواء أ عانت تشتتاً أم لا.

وإن الجزء من النيوترونات التي تخرج من العينة المذكورة إنما تخرج فقط من القاعدة المقابلة لقاعدة الورود، وهي إما أن تخرج بصورة مباشرة متعامدة مع قاعدة العينة المقابلة لقاعدة الورود من دون أن تكون قد عانت أسراً أو تفككاً أو تشتتاً، أو أنها تخرج من القاعدة المقابلة لقاعدة الورود بصورة غير مباشرة من دون أن تكون قد عانت أسراً أو تفككاً لكنها قد عانت تشتتاً مفرداً أو مضاعفاً.

وبالتالي فإن تدفق النيوترونات الخارجة (العابرة) لسطح القاعدة المقابلة لقاعدة الورود $\Phi(x)$ سيكون مجموع تدفقين؛

أولاً تدفق النيوترونات التي تخرج بصورة مباشرة متعامدة مع سطح القاعدة المقابلة لقاعدة الورود $\Phi'(x)$ دون أن تعاني أسراً أو تفككاً أو تشتتاً،

ثانياً تدفق النيوترونات التي تخرج بصورة غير مباشرة غير متعامدة مع سطح القاعدة المقابلة لقاعدة الورود $\Phi''(x)$ لكونها لم تعاني أسراً أو تفككاً لكنها كانت قد عانت تشتتاً سواءً أكان مفرداً أو مضاعفاً، أي أن:

$$\Phi(x) = \Phi'(x) + \Phi''(x) \quad (4.4)$$

2.4.4. إيجاد التدفق $\Phi'(x)$

إن تدفق النيوترونات التي تخرج بصورة مباشرة متعامدة مع القاعدة المقابلة لقاعدة الورود $\Phi'(x)$ يساوي إلى تدفق الحزمة النيوترونية الواردة على قاعدة الورود $\Phi(0)$ مضروباً باحتمال عبور النيوترون مسافة قدرها x بصورة مباشرة وعمودية على القاعدة المقابلة لقاعدة الورود من دون أن يتفكك أو يؤسر أو يتشتت؛ أي باحتمال ألا يتفكك النيوترون وألا يتفاعل تفاعل أسر وألا يتشتت في أثناء عبوره مسافة قدرها x ؛ أي:

$$P_{d,r,s'}(x) \text{؛ أي:}$$

$$\Phi'(x) = \Phi(0)P_{d',r',s'}(x) \quad (5.4)$$

إذن لدينا ثلاثة أحداث، الحدث الأول هو عدم حدوث تفكك للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل d' ، والحدث الثاني هو عدم حدوث تفاعل أسر للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل r' ، والحدث الثالث هو عدم حدوث تشتت للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل s' .

وبما أن هذه الحوادث مستقلة عن بعضها البعض، فإن احتمال عبور النيوترون مسافة قدرها x بصورة مباشرة من دون أن يتفكك أو يتفاعل أو يتشتت $P_{d',r',s'}(x)$ سيكون احتمالاً مركباً من جداء ثلاثة احتمالات هي: احتمال ألا يتفكك النيوترون عند عبوره عينة سماكتها x ؛ أي $P_{d'}(x)$ واحتمال ألا يتفاعل النيوترون تفاعل أسر عند عبوره عينة سماكتها x ؛ أي $P_{r'}(x)$ واحتمال ألا يتشتت النيوترون عند عبوره عينة سماكتها x ؛ أي $P_{s'}(x)$ ؛ أي:

$$P_{d',r',s'}(x) = P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x) \cdot P_{s'}(x) \quad (6.4)$$

وبما أن $x \ll X$ ، فيمكننا، بتقريب جيد، اعتبار أن النيوترونات المتشتتة وغير المتشتتة تتوزع بصورة منتظمة في الحيز (X, X) ، وبالتالي فإن هذا الاحتمال يمثل نسبة حجم الأسطوانة $(r, X - x)$ إلى حجم الأسطوانة الكلية (X, X) ؛ أي:

$$P_{d',r',s'}(x) = \frac{\pi r^2(X-x)}{\pi X^2 X} = \frac{r^2 X - r^2 x}{X^3} \quad (7.4)$$

وبالتالي من المعادلتين (6.4) و (7.4) نجد أن:

$$P_{s'}(x) = \frac{\frac{r^2 X - r^2 x}{X^3}}{P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x)} \quad (8.4)$$

3.4.4. إيجاد التدفق $\Phi''(x)$

إن تدفق النيوترونات التي تخرج بصورة غير مباشرة غير متعامدة مع القاعدة المقابلة لقاعدة الورود $\Phi''(x)$ يساوي إلى تدفق الحزمة النيوترونية الواردة على قاعدة الورود $\Phi(0)$ مضروباً باحتمال عبور النيوترون مسافة قدرها x بصورة غير مباشرة وغير عمودية على القاعدة المقابلة لقاعدة الورود؛ أي باحتمال أن يتشتت دون أن يتفاعل تفاعل أسر أو يتفكك في أثناء عبوره مسافة قدرها x ويخرج بصورة غير متعامدة مع القاعدة المقابلة لقاعدة الورود؛ أي: $P_{d',r',s}(x)$ ؛ أي:

$$\Phi''(x) = \Phi(0)P_{d',r',s}(x) \quad (9.4)$$

إذن لدينا ثلاثة أحداث، الحدث الأول هو عدم حدوث تفكك للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل d' ، والحدث الثاني هو عدم حدوث تفاعل أسر للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل r' ، والحدث الثالث هو حدوث تشتت للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل s .

إن احتمال عبور النيوترون سماكة قدرها x بصورة غير مباشرة من دون أن يتفكك أو يتفاعل وأن يتشتت $P_{d',r',s}(x)$ سيكون احتمالاً مركباً من جداء احتمال ألا يتفكك النيوترون عند عبوره سماكة x ؛ أي $P_{d'}(x)$ ، مضروباً باحتمال ألا يتفاعل النيوترون تفاعل أسر عند عبوره سماكة x ؛ أي $P_{r'}(x)$ ، مضافاً إليهما احتمال أن يتشتت النيوترون عند عبوره سماكة x ؛ $P_s(x)$ ؛ أي:

$$P_{d',r',s}(x) = P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x) + P_s(x) \quad (10.4)$$

نقول ثانية، بما أن $x \ll X$ ، فيمكننا، بتقريب جيد، اعتبار أن النيوترونات تتوزع بصورة منتظمة في الحيز (X, X) ، وبالتالي فإن هذا الاحتمال يمثل نسبة حجم الماسورة الأسطوانية $(X - r, X - x)$ إلى حجم الأسطوانة الكلية (X, X) ؛ أي:

$$P_{d',r',s}(x) = \frac{\pi X^2(X-x) - \pi r^2(X-x)}{\pi X^2 X}$$

$$= \frac{X^3 - X^2 x - r^2 X + r^2 x}{X^3} \quad (11.4)$$

من المعادلتين (10.4) و (11.4) نجد أن:

$$P_s(x) = \frac{X^3 - X^2 x - r^2 X + r^2 x}{X^3} - P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x) \quad (12.4)$$

أخيراً فإن تدفق الحزمة النيوترونية التي تخرج من العينة (X, x) من قاعدتها المقابلة لقاعدة الورود يكون:

$$\Phi(x) = \Phi'(x) + \Phi''(x) = \Phi(0) \{P_{d',r',s'}(x) + P_{d',r',s}(x)\}$$

$$= \Phi(0) \left\{ \frac{r^2 X - r^2 x}{X^3} + \frac{X^3 - X^2 x - r^2 X + r^2 x}{X^3} \right\}$$

$$= \Phi(0) \left\{ \frac{X^3 - X^2 x}{X^3} \right\} = \Phi(0) \left\{ 1 - \frac{x}{X} \right\} \quad (13.4)$$

تبيين العلاقة السابقة أن التدفق لا يتغير عندما x تسعى إلى الصفر وذلك من أجل العينات الرقيقة.

4.4.4. الاحتمال الأكيد من أجل العينة (X, x)

إن مجموع احتمال ألا يخرج نيوترون من العينة (X, x) من قاعدتها المقابلة لقاعدة الورود؛ أي $P'(X, x)$ واحتمال أن يخرج نيوترون من العينة (X, x) من القاعدة المقابلة لقاعدة الورود؛ $P(X, x)$ هو الاحتمال الأكيد؛ أي أن:

$$P'(X, x) + P(X, x) = 1 \quad (14.4)$$

(1-) إن احتمال ألا يخرج نيوترون من العينة (X, x) من القاعدة المقابلة لقاعدة الورود؛ أي احتمال أن يتفكك النيوترون أو يتفاعل تفاعل أسر (يمتص) ضمن العينة (X, x) يمثل مجموع احتماليين: احتمال أن يتفكك النيوترون أو يتفاعل تفاعل أسر في الأسطوانة (r, x) وألا يتشتت فيها؛ أي $P_{d,r,s'}(x)$ واحتمال أن يتفكك النيوترون أو يتفاعل تفاعل أسر في الماسورة الأسطوانية $(X - r, x)$ بعد أن تشتت ضمن الأسطوانة (r, x) ؛ أي $P_{d,r,s}(x)$. وبآلاتي:

$$P'(X, x) = P_{d,r,s'}(x) + P_{d,r,s}(x) \quad (15.4)$$

(a)- إن احتمال أن يتفكك النيوترون أو يتفاعل تفاعل أسر في الأسطوانة (r, x) وألا يتشتت فيها يمثل نسبة حجم الأسطوانة (r, x) إلى حجم الأسطوانة الكلية (X, X) ؛ أي أن:

$$P_{d,r,s'}(x) = \frac{\pi r^2 x}{\pi X^2 X} = \frac{r^2 x}{X^3} \quad (16.4)$$

(b)- إن احتمال أن يتفكك النيوترون أو يتفاعل تفاعل أسر في الماسورة الأسطوانية $(X - r, x)$ بعد أن تشتت ضمن الأسطوانة (r, x) يمثل نسبة حجم الماسورة الأسطوانية $(X - r, x)$ إلى حجم الأسطوانة الكلية (X, X) ؛ أي أن:

$$P_{d,r,s}(x) = \frac{\pi X^2 x - \pi r^2 x}{\pi X^2 X} = \frac{X^2 x - r^2 x}{X^3} \quad (17.4)$$

وبالتالي، فإن احتمال ألا يخرج النيوترون من العينة (X, x) يكون:

$$P'(X, x) = P_{d,r,s'}(x) + P_{d,r,s}(x) = \frac{X^2 x}{X^3} \quad (18.4)$$

(2)- إن احتمال أن يخرج نيوترون من العينة (X, x) من القاعدة المقابلة لقاعدة الورود؛ أي احتمال ألا يتفكك النيوترون وألا يتفاعل تفاعل أسر (يتمص) ضمن العينة (X, x) يمثل مجموع احتمالين: احتمال ألا يتفكك النيوترون وألا يتفاعل تفاعل أسر في الأسطوانة (r, x) وألا يتشتت فيها؛ أي $P_{d',r',s'}(x)$ ، واحتمال ألا يتفكك النيوترون وألا يتفاعل تفاعل أسر في الماسورة الأسطوانية $(X - r, x)$ بعد أن تشتت ضمن الأسطوانة (r, x) ؛ أي $P_{d',r',s}(x)$. وبالتالي:

$$P(X, x) = P_{d',r',s'}(x) + P_{d',r',s}(x) \quad (19.4)$$

(a)- إن احتمال ألا يتفكك النيوترون وألا يتفاعل تفاعل أسر في الأسطوانة (r, x) وألا يتشتت فيها يمثل نسبة حجم الأسطوانة $(r, X - x)$ إلى حجم الأسطوانة الكلية (X, X) ؛ أي أن:

$$P_{d',r',s'}(x) = \frac{\pi r^2 (X - x)}{\pi X^2 X} = \frac{r^2 X - r^2 x}{X^3} \quad (20.4)$$

(b)- إن احتمال ألا يتفكك النيوترون وألا يتفاعل تفاعل أسر في الماسورة الأسطوانية $(X - r, x)$ بعد أن تشتت ضمن الأسطوانة (r, x) يمثل نسبة حجم الماسورة الأسطوانية $(X - r, X - x)$ إلى حجم الأسطوانة الكلية (X, X) ؛ أي:

$$P_{d',r',s}(x) = \frac{\pi X^2(X-x) - \pi r^2(X-x)}{\pi X^2 X}$$

$$= \frac{X^3 - X^2 x - r^2 X + r^2 x}{X^3} \quad (21.4)$$

وبالتالي، فإن احتمال أن يخرج النيوترون من العينة (X, x) هو:

$$P(X, x) = P_{d',r',s'}(x) + P_{d',r',s}(x) = \frac{X^3 - X^2 x}{X^3} \quad (22.4)$$

بجمع المعادلتين (18.4) و (22.4):

$$P'(X, x) + P(X, x) = \frac{X^2 x}{X^3} + \frac{X^3 - X^2 x}{X^3} = 1 \quad (23.4)$$

يتبين بوضوح أن مجموع الاحتمالين هو الاحتمال الأكيد.

5.4. علاقة النشاط بعد أخذ تغير التدفق من أجل العينة الكبيرة

تصبح **علاقة النشاط** بعد أخذ تغير التدفق المعطي في **العلاقة (13.4)** بعين

الاعتبار بالشكل الآتي:

$$A_{A+1}(x, t_i, t_d) = \Phi(0) \left\{ 1 - \frac{x}{X} \right\} \sigma_A N_A \{ 1 - e^{(-\lambda_{A+1} t_i)} \} e^{(-\lambda_{A+1} t_d)} \quad (24.4)$$

تبين **العلاقة السابقة** أن دقة **علاقة النشاط** تزداد مقارنة **بالعلاقة (3.3)** بعد أخذ تغير

التدفق من **العلاقة (13.4)** بعين الاعتبار، وتؤول هذه **العلاقة** عندما x تسعى إلى الصفر

إلى **علاقة النشاط** من أجل عينات رقيقة.

6.4. تطبيق

نقدم فيما يأتي مثلاً تطبيقاً لتعيين التدفق الذي يجتاز عينة أسطوانية أبعادها

(X, x) ، تحتوي على نظير الزرنيخ ^{75}As ، حيث في هذا المثال قمنا بحساب السماكة X ،

العلاقة (2.4)، من أجل الطاقة $E_n = 1 \text{ MeV}$ ، والتي توافق مقطعاً عرضياً للأسر

$\sigma_c = 0.1 \text{ barn}$ [72]، علماً أن كثافة هذا النظير هي $\rho = 5.75 \text{ gr/cm}^3$ [81]،

وعدد أفوغازو $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ nucl/mol}$. عندئذ، تكون $X = 2.17 \text{ m}$.

وعند تعريض العينة لتدفق نيوتروني قدره $\Phi(0) = 2.6 \times 10^{13} \text{ neut/sec. m}^2$ [73]،

فإن التدفق، وفقاً **للعلاقين (13.4) و (23.2)**، سينخفض من أجل سماكات مختلفة للعينة

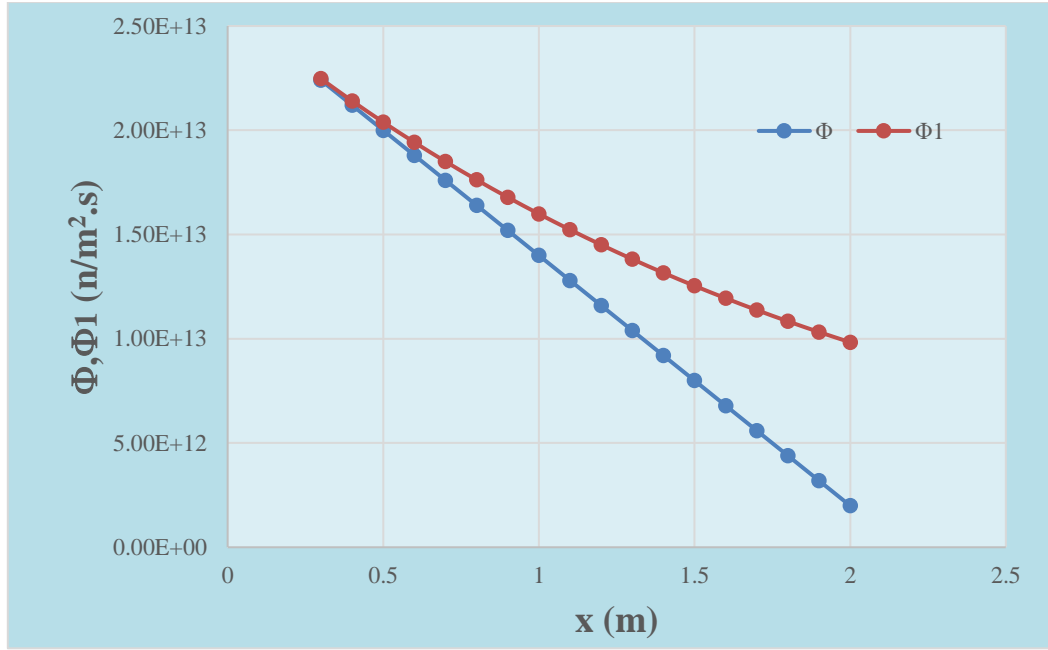
كما هو مبين في **الجدول (1.4)**.

الجدول (1.4): قيم التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)^{10}$ من أجل سماكات x مختلفة للعينة:

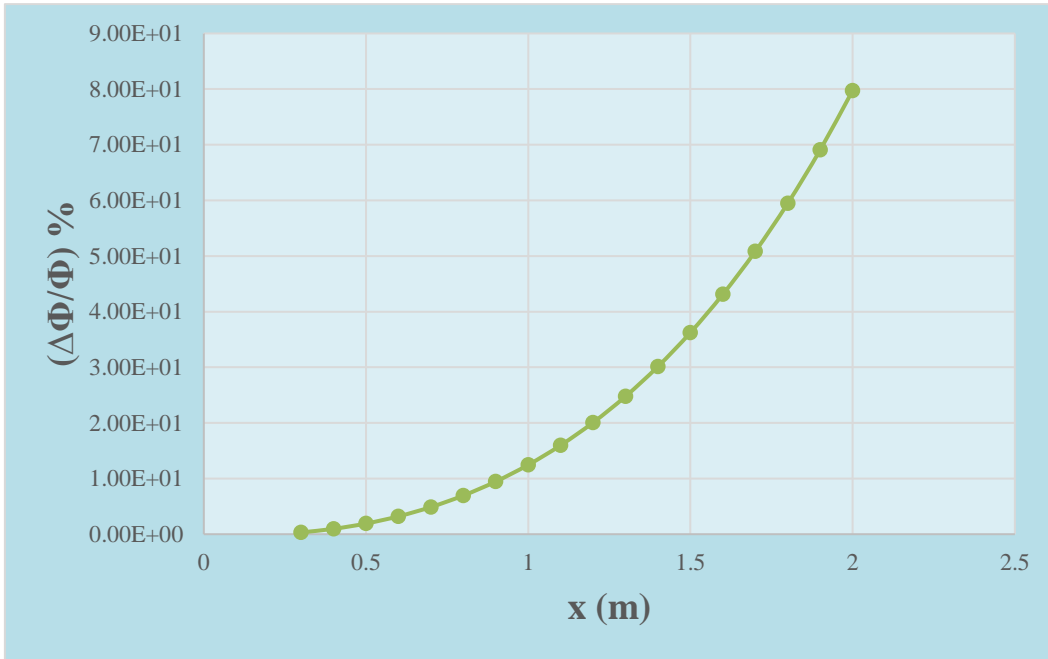
$(\Delta\Phi/\Phi)\%$	$\Phi_1(x)$ (neut/sec. m ²)	$\Phi(x)$ (neut/sec. m ²)	x (m)
3.23E-01	2.25E+13	2.24E+13	0.3
9.65E-01	2.14E+13	2.12E+13	0.4
1.92E+00	2.04E+13	2.00E+13	0.5
3.21E+00	1.94E+13	1.88E+13	0.6
4.88E+00	1.85E+13	1.76E+13	0.7
6.95E+00	1.76E+13	1.64E+13	0.8
9.47E+00	1.68E+13	1.52E+13	0.9
1.25E+01	1.60E+13	1.40E+13	1
1.60E+01	1.52E+13	1.28E+13	1.1
2.01E+01	1.45E+13	1.16E+13	1.2
2.48E+01	1.38E+13	1.04E+13	1.3
3.02E+01	1.32E+13	9.19E+12	1.4
3.62E+01	1.25E+13	7.99E+12	1.5
4.31E+01	1.19E+13	6.79E+12	1.6
5.08E+01	1.14E+13	5.59E+12	1.7
5.95E+01	1.08E+13	4.39E+12	1.8
6.91E+01	1.03E+13	3.19E+12	1.9
7.97E+01	9.83E+12	1.99E+12	2

يوضح **الشكل (2.4)** تابعة التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ للسماكة x ، حيث نلاحظ تناقص التدفق مع زيادة السماكة x .

¹⁰ التدفق النيوتروني المستنتج عمل سابق **العلاقة (23.2)** [28].



الشكل (2.4): تابعة التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ للسماعة x .



الشكل (3.4): تابعة الخطأ النسبي المئوي في التدفق $(\Delta\Phi/\Phi)\%$ للسماعة x .

يوضح **الشكل (3.4)** تابعة الخطأ النسبي المئوي في التدفق $(\Delta\Phi/\Phi)\%$ للسماعة x . من الواضح من **الشكل (3.4)** أنه كلما ازدادت السماعة ازداد الخطأ في العلاقة من أجل العينات السمكية التي لم تأخذ بعين الاعتبار تأثير التشتت، وهذا الخطأ أصبح قيمته 12.5 % عند السماعة 1 m، أي له دور كبير لا يمكن إهماله وعدم أخذه بعين الاعتبار يؤدي إلى

خطأ كبير في العلاقة (23.2). ومع ثبات جميع القيم في علاقة النشاط، نلاحظ أن هذا الخطأ النسبي في التدفق سيكون نفسه الخطأ النسبي في النشاط.

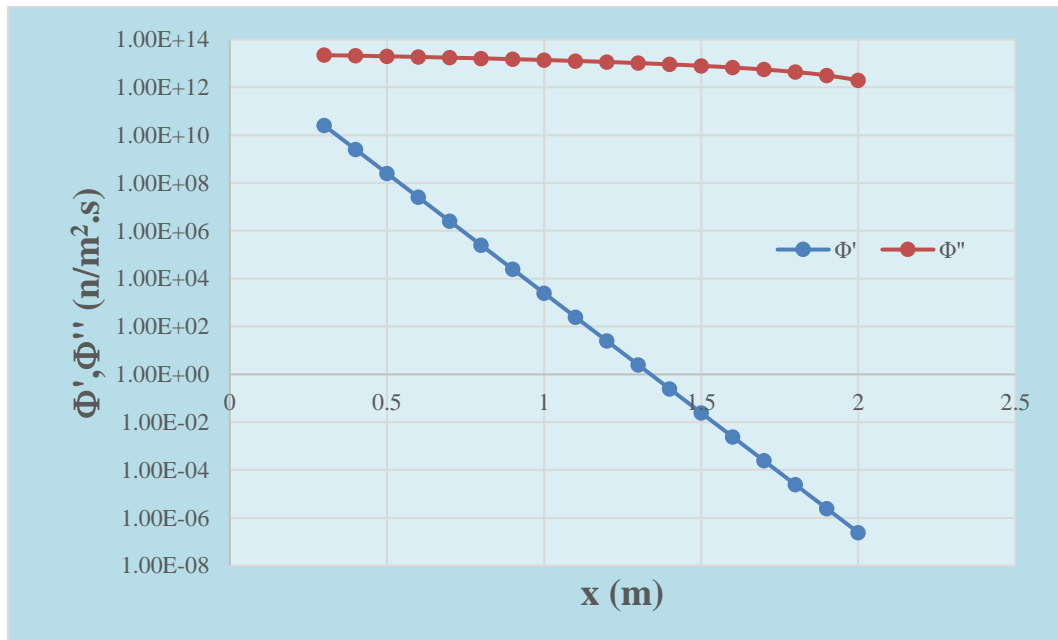
يوضح الجدول (2.4) قيم التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi'(x)$ و $\Phi''(x)$ من أجل سماكات x مختلفة للعينة.

الجدول (2.4): قيم التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi'(x)$ و $\Phi''(x)$ من أجل سماكات x مختلفة للعينة:

$\Phi''(x)$ (neut/sec. m ²)	$\Phi'(x)$ (neut/sec. m ²)	$\Phi(x)$ (neut/sec. m ²)	x (m)
2.24E+13	2.57E+10	2.24E+13	0.3
2.12E+13	2.56E+09	2.12E+13	0.4
2.00E+13	2.55E+08	2.00E+13	0.5
1.88E+13	2.54E+07	1.88E+13	0.6
1.76E+13	2.53E+06	1.76E+13	0.7
1.64E+13	2.52E+05	1.64E+13	0.8
1.52E+13	2.52E+04	1.52E+13	0.9
1.40E+13	2.51E+03	1.40E+13	1
1.28E+13	2.50E+02	1.28E+13	1.1
1.16E+13	2.49E+01	1.16E+13	1.2
1.04E+13	2.48E+00	1.04E+13	1.3
9.19E+12	2.47E-01	9.19E+12	1.4
7.99E+12	2.46E-02	7.99E+12	1.5
6.79E+12	2.45E-03	6.79E+12	1.6
5.59E+12	2.44E-04	5.59E+12	1.7
4.39E+12	2.43E-05	4.39E+12	1.8
3.19E+12	2.42E-06	3.19E+12	1.9
1.99E+12	2.42E-07	1.99E+12	2

قمنا بحساب التدفق الكلي $\Phi(x)$ من العلاقة (13.4)، وقمنا أيضاً بحساب تدفق النيوترونات التي تخرج بصورة مباشرة متعامدة مع سطح القاعدة المقابلة لقاعدة الورود $\Phi'(x)$ لكونها لم تعانِ أسراً أو تفككاً أو تشتتاً، من العلاقة (3.2)، وثانياً قمنا بحساب تدفق النيوترونات التي تخرج بصورة غير مباشرة غير متعامدة مع سطح القاعدة المقابلة لقاعدة الورود $\Phi''(x)$ لكونها لم تعانِ أسراً أو تفككاً لكنها كانت قد عانت تشتتاً إن كان مفرداً أو مضاعفاً، من طرح $\Phi'(x)$ من $\Phi(x)$.

يوضح الشكل (4.4) تابعة التدفق $\Phi'(x)$ و $\Phi''(x)$ من أجل سماكات x مختلفة للعينة. نلاحظ من الشكل تناقصاً لتدفق $\Phi'(x)$ و $\Phi''(x)$ مع زيادة سماكة العينة، وأن التدفق $\Phi''(x)$ أكبر بكثير مقارنة مع $\Phi'(x)$ ، أي أن للتشتت أثراً كبيراً لا يمكن إهماله.



الشكل (4.4): تابعة التدفق $\Phi'(x)$ و $\Phi''(x)$ للسماكة x .

7.4. استنتاج معادلة التدفق للحزمة النيوترونية من أجل عينة (r, x)

نفرض نصف قطر العينة الكبيرة للغاية يساوي نصف قطر الحزمة r ، وسماكتها (ارتفاعها) x أصغر بكثير من X . ولنفرض مرة أخرى أن حزمة من النيوترونات ذات مجال طاقي ضيق معين ترد عمودياً على قاعدة الأسطوانة المحورية. عندئذ، فإنه من الممكن

للنيوترونات التي تدخل إلى هذه العينة أن تخرج من القاعدة الثانية للعينة الأسطوانية (r, x) المقابلة لقاعدة الورود ومن سطحها الجانبي.

إن الجزء من النيوترونات التي لم تخرج من العينة المذكورة إما أنها قد تفاعلت تفاعل أسر أو أنها تفككت، سواءً أ كانت قد عانت تشتتاً أم لا.

وإن الجزء من النيوترونات التي تخرج من العينة المذكورة إنما تخرج من القاعدة المقابلة لقاعدة الورود ومن سطحها الجانبي، وهي إما أن تخرج بصورة مباشرة متعامدة مع قاعدة العينة المقابلة لقاعدة الورود من دون أن تكون قد عانت أسراً أو تفككاً أو تشتتاً، أو أنها تخرج من السطح الجانبي بصورة غير مباشرة من دون أن تكون قد عانت أسراً أو تفككاً لكنها قد عانت تشتتاً يكون على الأغلب تشتتاً مفرداً.

وبالتالي فإن تدفق النيوترونات الخارجة من العينة (r, x) ؛ أي $\Phi(x)$ ، سيكون مجموع تدفقين؛

أولاً تدفق النيوترونات التي تخرج بصورة مباشرة متعامدة مع سطح القاعدة المقابلة لقاعدة الورود $\Phi'(x)$ لكونها لم تعاني أسراً أو تفككاً أو تشتتاً،

وثانياً تدفق النيوترونات التي تخرج من السطح الجانبي $\Phi''(x)$ لكونها لم تعاني أسراً أو تفككاً لكنها كانت قد عانت تشتتاً على الأغلب مفرداً؛ أي أن:

$$\Phi(x) = \Phi'(x) + \Phi''(x) \quad (25.4)$$

1.7.4. إيجاد التدفق $\Phi'(x)$

إن تدفق النيوترونات التي تخرج بصورة مباشرة متعامدة مع القاعدة المقابلة لقاعدة الورود $\Phi'(x)$ يساوي إلى تدفق الحزمة النيوترونية الواردة على قاعدة الورود $\Phi(0)$ مضروباً باحتمال عبور النيوترون سماكة قدرها x بصورة مباشرة وعمودية على القاعدة المقابلة لقاعدة الورود من دون أن يتفكك أو يتفاعل أو يتشتت؛ أي باحتمال ألا يتفكك النيوترون وألا يتفاعل تفاعل أسر وألا يتشتت في أثناء عبوره للسماكة x ؛ أي:

$$P_{d,r,s'}(x)؛ أي:$$

$$\Phi'(x) = \Phi(0)P_{d',r',s'}(x) \quad (26.4)$$

إذن لدينا ثلاثة أحداث، الحدث الأول هو عدم حدوث تفكك للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل d' ، والحدث الثاني هو عدم حدوث تفاعل أسر للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل r' ، والحدث الثالث هو عدم حدوث تشتت للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل s' .

وبما أن هذه الحوادث مستقلة عن بعضها البعض، فإن احتمال عبور النيوترون مسافة قدرها x بصورة مباشرة من دون أن يتفكك أو يتفاعل أو يتشتت $P_{d',r',s'}(x)$ سيكون احتمالاً مركباً من جداء ثلاثة احتمالات هي: احتمال ألا يتفكك النيوترون عند عبوره عينة سماكتها x ؛ أي $P_{d'}(x)$ ، واحتمال ألا يتفاعل النيوترون تفاعل أسر عند عبوره عينة سماكتها x ؛ أي $P_{r'}(x)$ ، واحتمال ألا يتشتت النيوترون عند عبوره عينة سماكتها x ؛ أي $P_{s'}(x)$:

$$P_{d',r',s'}(x) = P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x) \cdot P_{s'}(x) \quad (27.4)$$

وبما أن $x \ll X$ ، فيمكننا، بتقريب جيد، اعتبار أن النيوترونات المنتشرة وغير المنتشرة تتوزع بصورة منتظمة في الحيز (X, X) ، وبالتالي فإن هذا الاحتمال يمثل نسبة حجم الأسطوانة $(r, X - x)$ إلى حجم الأسطوانة الكلية (X, X) ؛ أي:

$$P_{d',r',s'}(x) = \frac{\pi r^2 (X - x)}{\pi X^2 X} = \frac{r^2 X - r^2 x}{X^3} \quad (28.4)$$

وبالتالي من المعادلتين (27.4) و (28.4) نجد أن:

$$P_{s'}(x) = \frac{\frac{r^2 X - r^2 x}{X^3}}{P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x)} \quad (29.4)$$

2.7.4. إيجاد التدفق $\Phi''(x)$

إن تدفق النيوترونات التي تخرج من السطح الجانبي للأسطوانة (r, x) ؛ أي $\Phi''(x)$ ، يساوي إلى تدفق الحزمة النيوترونية الواردة على قاعدة الورود $\Phi(0)$ مضروباً باحتمال خروج النيوترون من العينة (r, x) ؛ أي باحتمال ألا يتفاعل النيوترون تفاعل أسر وألا يتفكك وأن يتشتت في أثناء عبوره مسافة قدرها x ويخرج من السطح الجانبي للأسطوانة (r, x) ؛ أي: $P_{d',r',s}(x)$ ؛ أي أن:

$$\Phi''(x) = \Phi(0) P_{d',r',s}(x) \quad (30.4)$$

إذن لدينا ثلاثة أحداث، الحدث الأول هو عدم حدوث تفكك للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل d' ، والحدث الثاني هو عدم حدوث تفاعل أسر للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل r' ، والحدث الثالث هو حدوث تشتت للنيوترون وقد أشرنا إليه بالدليل s .

إن احتمال عبور النيوترون سماكة قدرها x بصورة غير مباشرة من دون أن يتفكك أو يتفاعل وأن يتشتت $P_{d',r',s}(x)$ سيكون احتمالاً مركباً من جداء احتمال ألا يتفكك النيوترون عند عبوره سماكة x ؛ أي $P_{d'}(x)$ ، مضروباً باحتمال ألا يتفاعل النيوترون تفاعل أسر عند عبوره سماكة x ؛ أي $P_{r'}(x)$ ، مضافاً إليهما احتمال أن يتشتت النيوترون عند عبوره سماكة x ؛ $P_s(x)$ ؛ أي:

$$P_{d',r',s}(x) = P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x) + P_s(x) \quad (31.4)$$

مرة ثانية، بما أن $x \ll X$ ، فيمكننا، بتقريب جيد، اعتبار أن النيوترونات تتوزع بصورة منتظمة في الحيز (X, X) ، وبالتالي فإن هذا الاحتمال يمثل نسبة حجم الماسورة الأسطوانية $(X - r, X)$ إلى حجم الأسطوانة الكلية (X, X) ؛ أي:

$$P_{d',r',s}(x) = \frac{\pi X^2(X) - \pi r^2(X)}{\pi X^2 X} = \frac{X^3 - r^2 X}{X^3} \quad (32.4)$$

من المعادلتين (31.4) و (32.4) نجد أن:

$$P_s(x) = \frac{X^3 - r^2 X}{X^3} - P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x) \quad (33.4)$$

أخيراً فإن تدفق الحزمة النيوترونية التي تخرج من العينة (X, x) من قاعدتها المقابلة يكون:

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \Phi'(x) + \Phi''(x) \\ &= \Phi(0) \{P_{d',r',s'}(x) + P_{d',r',s}(x)\} \\ &= \Phi(0) \{P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x) \cdot P_{s'}(x) + P_{d'}(x) \cdot P_{r'}(x) + P_s(x)\} \\ &= \Phi(0) \left\{ \frac{X^3 - r^2 x}{X^3} \right\} \\ &\Rightarrow \Phi(x) = \Phi(0) \left\{ 1 - \frac{r^2 x}{X^3} \right\} \quad (34.4) \end{aligned}$$

من الواضح أن العلاقة (34.4) تتحول عندما x تسعى إلى الصفر إلى علاقة التدفق من أجل عينات رقيقة وهذا يعد مقداراً ثابتاً.

8.4. علاقة النشاط بعد أخذ تغير التدفق من أجل العينة الكبيرة

تصبح **علاقة النشاط** بعد أخذ تغير التدفق المعطي في **العلاقة (34.4)** بعين الاعتبار بالشكل:

$$A_{A+1}(x, t_i, t_d) = \Phi(0) \left\{ 1 - \frac{r^2 x}{X^3} \right\} \sigma_A N_A \{ 1 - e^{(-\lambda_{A+1} t_i)} \} e^{(-\lambda_{A+1} t_d)} \quad (35.4)$$

تبين **العلاقة السابقة** أن دقة **علاقة النشاط** تزداد بعد أخذنا تغير التدفق من **العلاقة (34.4)** بعين الاعتبار، وتؤول هذه **العلاقة** عندما x تسعى إلى الصفر إلى **علاقة النشاط** من أجل عينات رقيقة.

9.4. تطبيق

فيما يلي نقدم مثلاً تطبيقياً لتعيين التدفق الذي يجتاز عينة أسطوانية أبعادها (r, x) ، تحتوي على نظير الروبيديوم ^{103}Rh ، حيث في هذا المثال قمنا بحساب بعد العينة الكبيرة للغاية X ، **العلاقة (2.4)**، من أجل الطاقة $E_n = 1 \text{ MeV}$ ، سالتني توافق مقطعاً عرضياً $\rho = 12.4 \text{ gr/cm}^3$ للأسر $\sigma_c = 0.79 \text{ barn}$ [72]، علماً أن كثافة هذا النظير هي $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ nucl/mol}$. عندئذ، تكون $X = 0.175 \text{ m}$ [81]، وعدد أفوغادرو $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ nucl/mol}$. عندئذ، تكون $X = 0.175 \text{ m}$.

1. قمنا بتثبيت السماكة $x = 0.1 \text{ m}$ وعند تعريض العينة لتدفق نيوتروني قدره $\Phi(0) = 2.6 \times 10^{13} \text{ neut/sec.m}^2$ [73]، فإن التدفق سينخفض من أجل أنصاف أقطار مختلفة للعينة يبينها **الجدول (3.4)** وذلك بحسابه من **العلاقة (34.4)**.

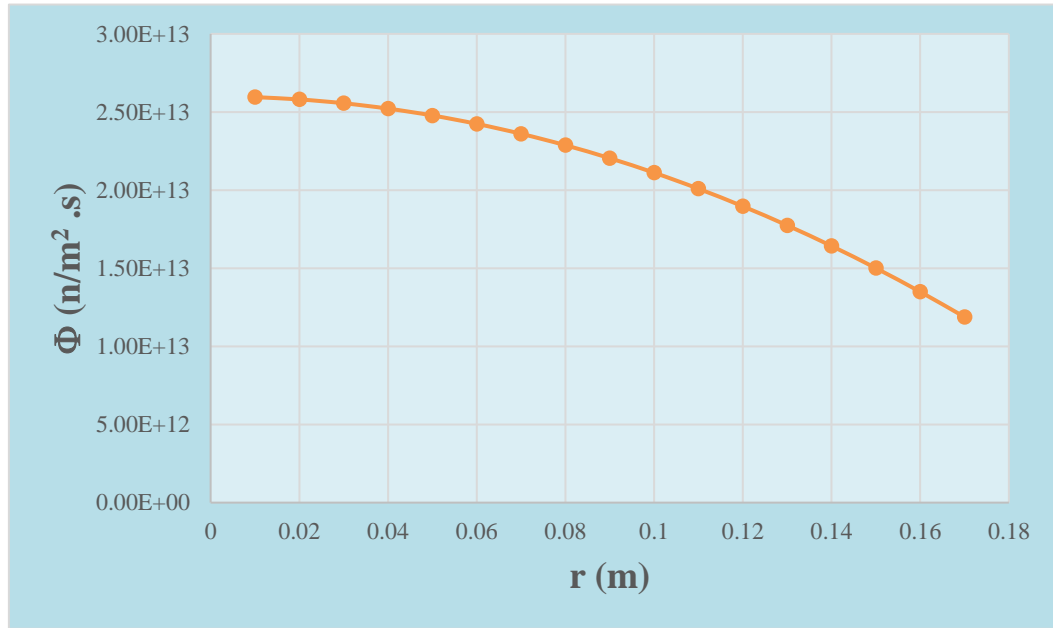
يوضح **الجدول (3.4)** قيم التدفق $\Phi(r)$ من أجل أنصاف أقطار r مختلفة للعينة.

الجدول (3.4): قيم التدفق $\Phi(r)$ من أجل أنصاف أقطار r مختلفة للعينة:

$\Phi(r) (\text{neut/sec. m}^2)$	$r (\text{m})$
1.19E+13	0.17
1.35E+13	0.16
1.50E+13	0.15
1.64E+13	0.14
1.77E+13	0.13
1.90E+13	0.12

2.01E+13	0.11
2.11E+13	0.1
2.20E+13	0.09
2.29E+13	0.08
2.36E+13	0.07
2.42E+13	0.06
2.48E+13	0.05
2.52E+13	0.04
2.56E+13	0.03
2.58E+13	0.02
2.60E+13	0.01

يوضح الشكل (4.4) تابعة التدفق $\Phi(r)$ لنصف القطر r ، حيث نلاحظ تناقص التدفق مع زيادة نصف قطر العينة r .



الشكل (5.4): تابعة التدفق $\Phi(r)$ لنصف قطر العينة r .

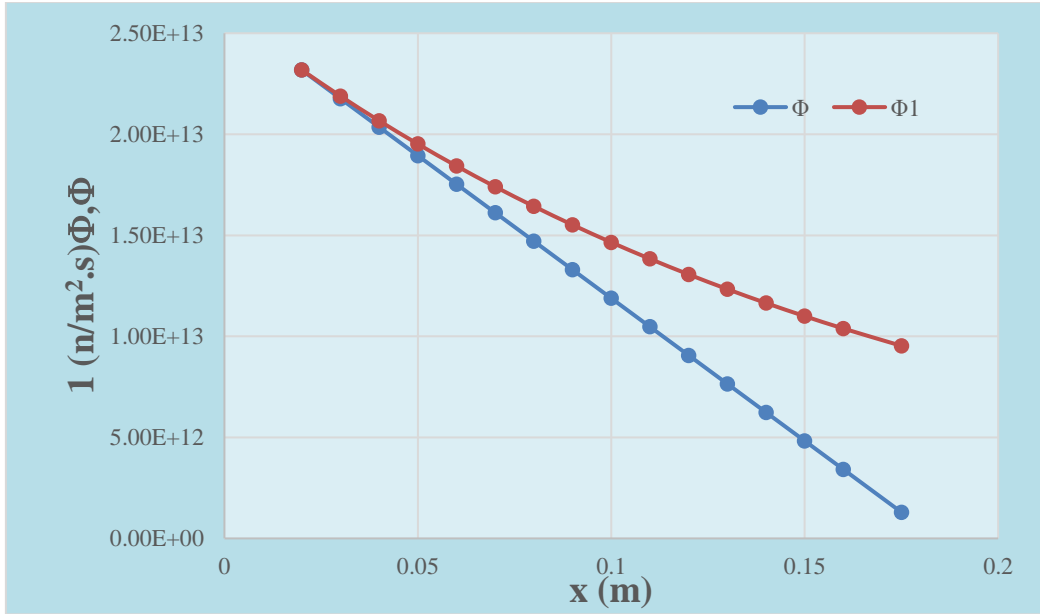
2. قمنا بتثبيت نصف القطر $r = 0.17 \text{ m}$ وعند تعريض العينة لتدفق نيوتروني قدره $\Phi(0) = 2.6 \times 10^{13} \text{ neut/sec.m}^2$ [73]، فإن التدفق سينخفض من أجل مختلفة للعينة بينها الجدول (4.4) وذلك بحسابه من العلاقة (34.4). قمنا أيضاً بحساب التدفق $\Phi_1(x)$ من العلاقة المستنتجة من عمل سابق، العلاقة (23.2) [*].

يبين الجدول (4.4) قيم التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ من أجل سماكات x مختلفة للعينة.

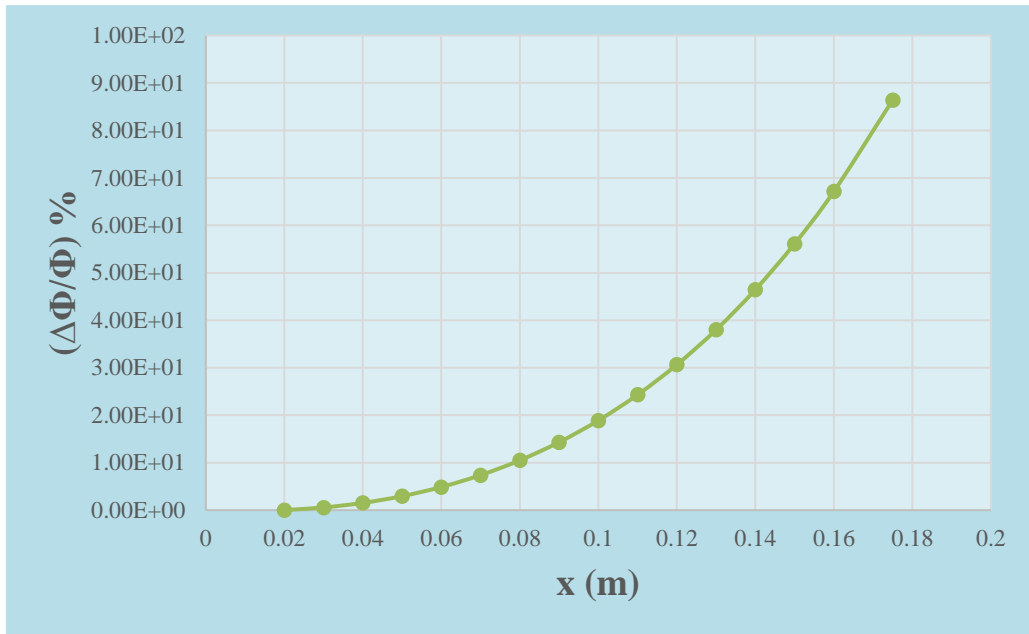
الجدول (4.4): قيم التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ من أجل سماكات x مختلفة للعينة:

$(\Delta\Phi/\Phi)\%$	$\Phi_1(x)$ (neut/sec. m ²)	$\Phi(x)$ (neut/sec. m ²)	x (m)
2.48E-02	2.32E+13	2.32E+13	0.02
5.72E-01	2.19E+13	2.18E+13	0.03
1.53E+00	2.07E+13	2.04E+13	0.04
2.95E+00	1.95E+13	1.89E+13	0.05
4.88E+00	1.84E+13	1.75E+13	0.06
7.38E+00	1.74E+13	1.61E+13	0.07
1.05E+01	1.64E+13	1.47E+13	0.08
1.43E+01	1.55E+13	1.33E+13	0.09
1.89E+01	1.47E+13	1.19E+13	0.1
2.43E+01	1.38E+13	1.05E+13	0.11
3.06E+01	1.31E+13	9.06E+12	0.12
3.80E+01	1.23E+13	7.65E+12	0.13
4.65E+01	1.16E+13	6.24E+12	0.14
5.61E+01	1.10E+13	4.83E+12	0.15
6.71E+01	1.04E+13	3.41E+12	0.16
8.64E+01	9.53E+12	1.30E+12	0.175

يوضح الشكل (5.4) تابعة التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ للسماكة x ، حيث نلاحظ تناقص التدفق مع زيادة سماكة العينة.



الشكل (6.4): تابعة التدفق $\Phi(x)$ و $\Phi_1(x)$ للسماكة x .



الشكل (7.4): تابعة الخطأ النسبي المئوي في التدفق $(\Delta\Phi/\Phi)\%$ للسماكة x .

يوضح الشكل (7.4) تابعة الخطأ النسبي المئوي في التدفق $(\Delta\Phi/\Phi)\%$ للسماكة x . من الواضح من الشكل (7.4) أنه كلما ازدادت السماكة ازداد الخطأ في العلاقة من أجل العينات السميكة التي لم تأخذ بعين الاعتبار تأثير التشتت، وهذا الخطأ أصبح قيمته 18.9 % عند السماكة 0.1 m، أي له دور كبير لا يمكن إهماله وعدم أخذه بعين الاعتبار يؤدي إلى خطأ كبير في العلاقة (23.2). ومع ثبات جميع القيم في علاقة النشاط، نلاحظ أن هذا الخطأ النسبي في التدفق سيكون نفسه الخطأ النسبي في النشاط.

10.4. دراسة تطبيقية لتابعة بُعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي A من أجل مجموعة نظائر لعناصر مختلفة

قمنا بحساب بُعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ من أجل كل من نظائر العناصر التي يمكن تحليلها بالتنشيط النيوتروني والتي تتوفر بيانات عنها بالمراجع، وذلك بالاعتماد على العلاقاتين (1.4) و (2.4)، من أجل ثلاث طاقات: الطاقة 10 MeV، والطاقة 1 MeV، والطاقة الحرارية (25 meV).

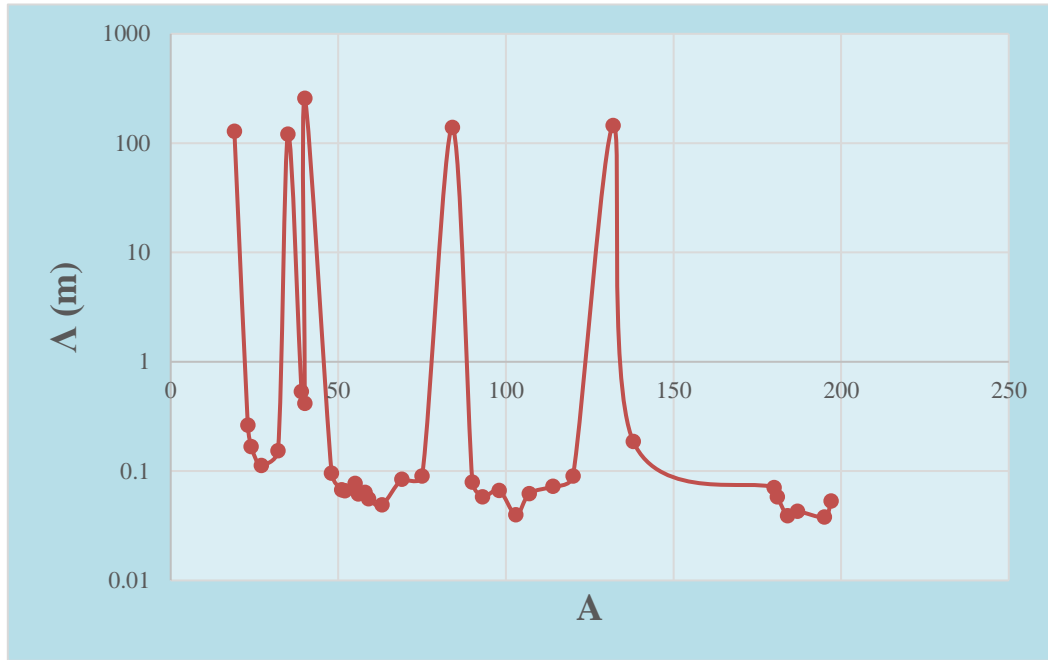
1.10.4. من أجل الطاقة 10 MeV

يبين الجدول (5.4) قيم بُعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر عند الطاقة 10 MeV.

الجدول (5.4): قيم بُعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر عند الطاقة 10 MeV.

العنصر	A	Λ (m)	X (m)
F	19	128.5832	1128.675
Na	23	0.262497	1.789751
Mg	24	0.167186	0.572613
Al	27	0.112201	0.638684
S	32	0.153579	1.207693
Cl	35	120.815	455.802
K	39	0.535051	1.136983
Ca	40	0.41473	0.388576
Ar	40	255.8208	847.4066
Ti	48	0.095618	0.353785
V	51	0.067214	0.243361
Cr	52	0.065994	0.204694
Mn	55	0.07723	0.128981
Fe	56	0.061542	0.176359
Ni	58	0.063657	2.164349
Co	59	0.055849	0.130094
Cu	63	0.049059	0.201309
Ga	69	0.084293	0.215416
As	75	0.090249	0.208266
Kr	84	138.5258	424.2352
Zr	90	0.079042	0.25469

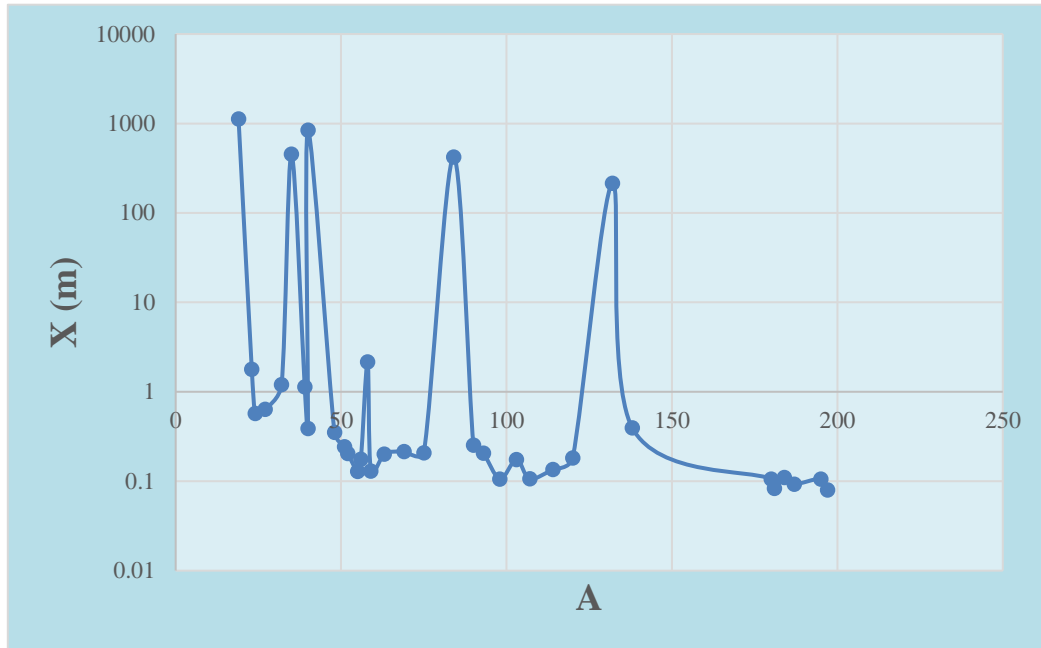
Nb	93	0.057943	0.20713
Mo	98	0.066477	0.106364
Rh	103	0.039866	0.174601
Ag	107	0.062214	0.107102
Cd	114	0.072373	0.135306
Sn	120	0.089954	0.182306
Xe	132	144.855	214.9953
Ba	138	0.186188	0.395649
Hf	180	0.070673	0.106009
Ta	181	0.058181	0.083305
W	184	0.03909	0.110709
Re	187	0.042849	0.092709
Pt	195	0.038033	0.106064
Au	197	0.053302	0.079953



الشكل (8.4): تابعة المسار الحر الوسطي Δ للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (5.4)** عند الطاقة 10 MeV.

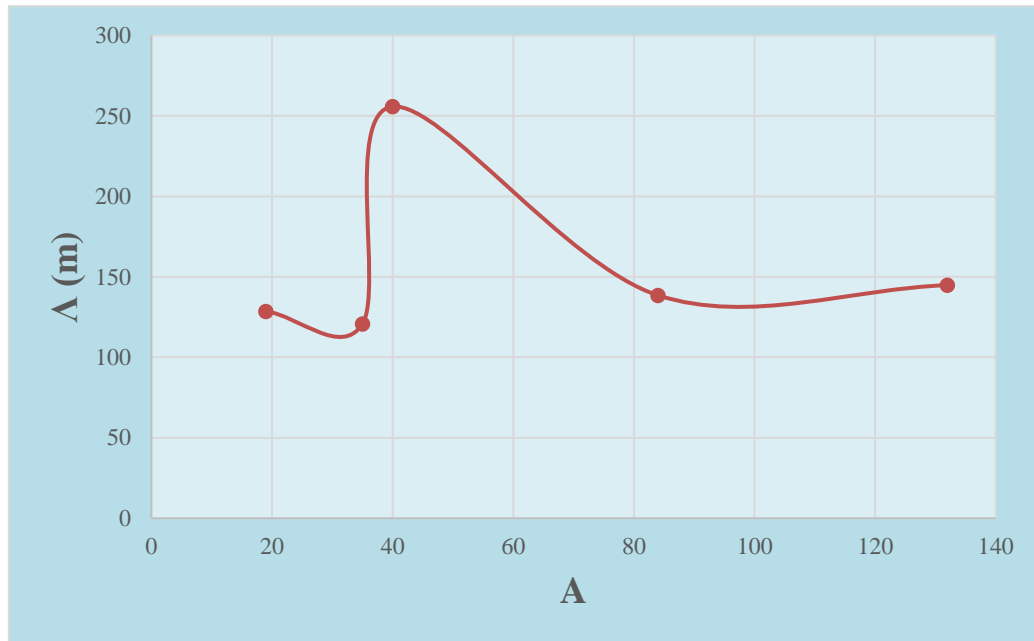
يبين **الشكلان (8.4) و (9.4)** تابعة المسار الحر الوسطي Δ وتابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (5.4)** عند الطاقة 10 MeV. نلاحظ من الشكلين أن قيم كل من المسار الحر الوسطي وقيم بعد العينة الكبيرة للغاية متباينة بشكل كبير بين النظائر الغازية وبقية النظائر، لذلك قمنا بفصلهما بالرسم في كل من **الأشكال**

(10.4) و (11.4) من أجل النظائر الغازية، والأشكال (12.4) و (13.4) من أجل بقية النظائر.



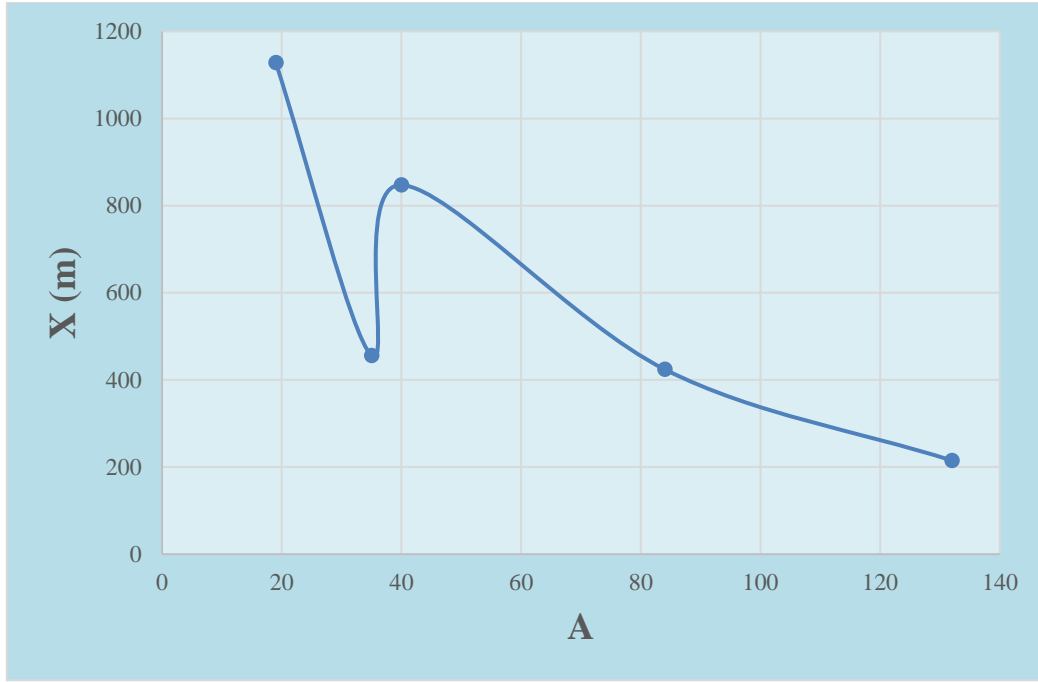
الشكل (9.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول

(5.4) عند الطاقة 10 MeV.



الشكل (10.4): تابعة المسار الحر الوسطي Δ للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في

الجدول (5.4) عند الطاقة 10 MeV.

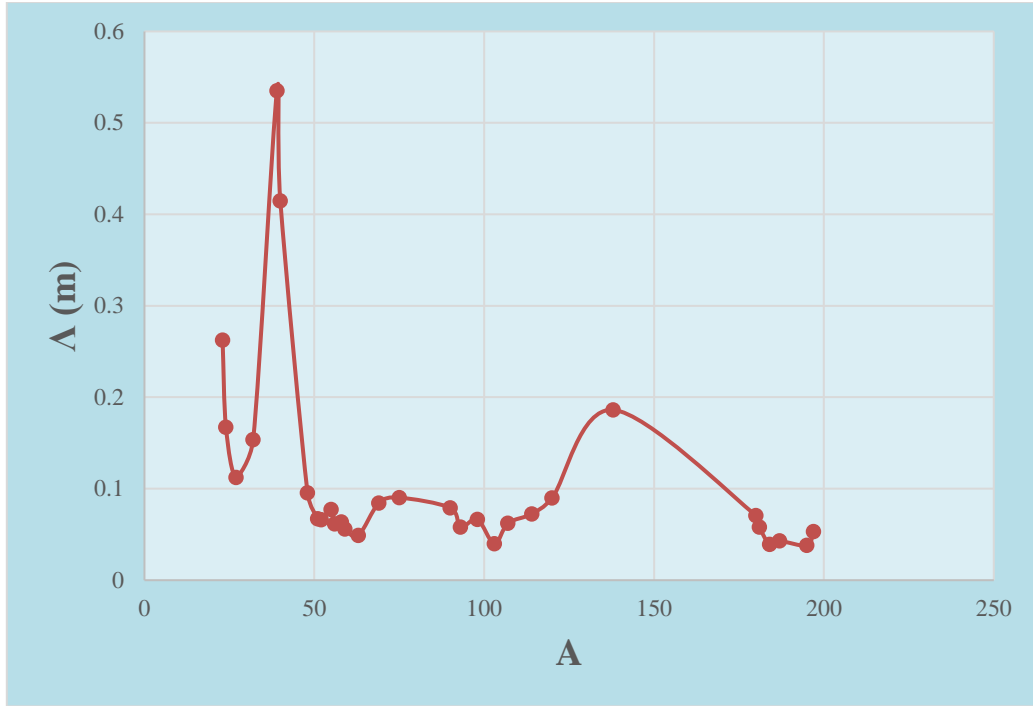


الشكل (11.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في **الجدول (5.4)** عند الطاقة 10 MeV.

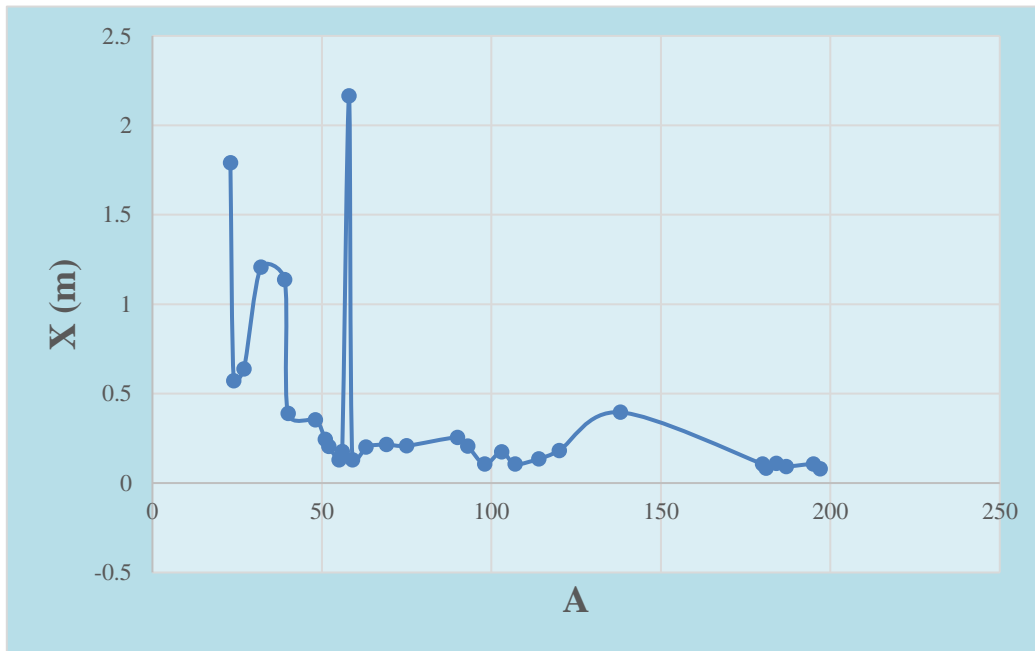
ويبين **الشكل (10.4)** تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي من أجل النظائر الغازية التي في **الجدول (5.4)** عند الطاقة 10 MeV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة للمسار الحر الوسطي هي $\Lambda = 255.8208$ m، والتي توافق نظير الأرغون ^{40}Ar . وأقل قيمة هي $\Lambda = 120.815$ m والتي توافق نظير الكلور ^{35}Cl .

يبين **الشكل (11.4)** تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي من أجل النظائر الغازية التي في **الجدول (5.4)** عند الطاقة 10 MeV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة لبعده العينة الكبيرة للغاية هي $X = 1128.675$ m، والتي توافق نظير الفلور ^{19}F . وأقل قيمة هي $X = 214.9953$ m والتي توافق نظير الكزينون ^{132}Xe .

يبين **الشكل (12.4)** تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (5.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 10 MeV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة للمسار الحر الوسطي هي $\Lambda = 0.535051$ m، والتي توافق نظير البوتاسيوم ^{39}K . وأقل قيمة هي $\Lambda = 0.038033$ m والتي توافق نظير البلاتينيوم ^{195}Pt .



الشكل (12.4): تابعة المسار الحر الوسطي Δ للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (5.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 10 MeV.



الشكل (13.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (5.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 10 MeV.

يبين **الشكل (13.4)** تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (5.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 10 MeV. نلاحظ من الشكل أن أعلى

قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية هي $X = 2.164349 \text{ m}$ ، والتي توافق نظير النيكل ^{58}Ni .
وأقل قيمة هي $X = 0.079953 \text{ m}$ والتي توافق نظير الذهب ^{197}Au .

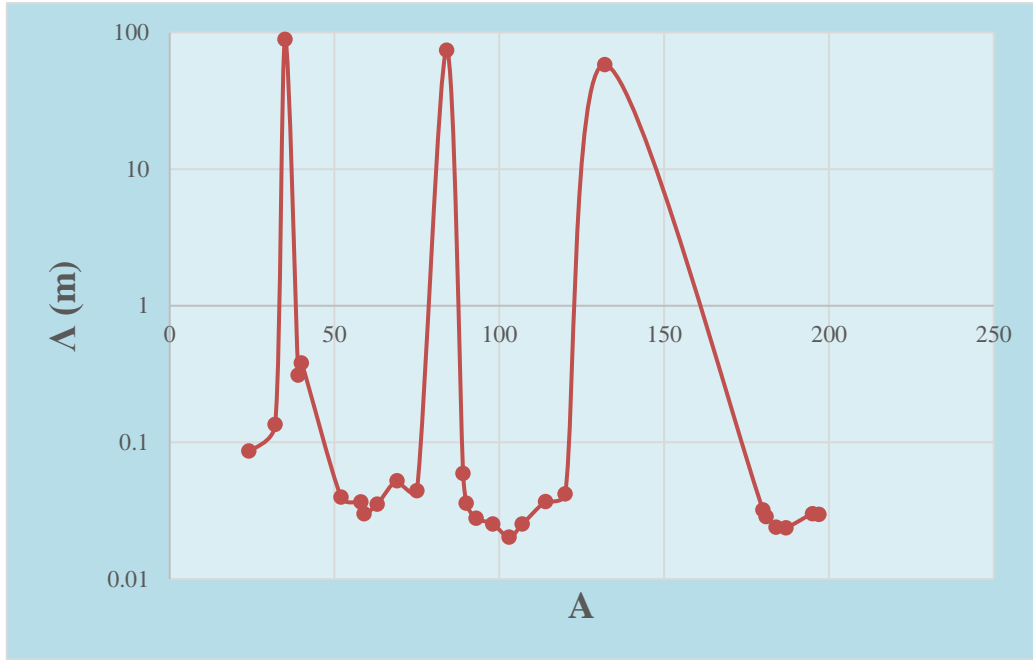
2.10.4. من أجل الطاقة 1 MeV

يبين الجدول (6.4) قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر عند الطاقة 1 MeV.

الجدول (6.4): قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر عند الطاقة 1 MeV.

العنصر	A	$\Lambda \text{ (m)}$	$X \text{ (m)}$
Mg	24	0.086432	22.90452
S	32	0.135557	6.642312
Cl	35	89.13462	4359.845
K	39	0.31097	72.7669
Ca	40	0.381698	43.13189
Cr	52	0.039858	4.025643
Ni	58	0.036809	1.803624
Co	59	0.03009	1.474403
Cu	63	0.035382	11.67594
Ga	69	0.052541	1.292497
As	75	0.044294	2.165971
Kr	84	74.04833	81453.16
Y	89	0.059359	33.06296
Zr	90	0.035872	22.92209
Nb	93	0.027852	4.505068
Mo	98	0.025325	5.318191
Rh	103	0.020255	1.532612
Ag	107	0.025257	2.41744
Cd	114	0.036923	0.363072
Sn	120	0.042071	6.836467
Xe	132	58.1896	10212.28
Hf	180	0.032106	2.809248
Ta	181	0.028591	1.409778
W	184	0.023987	1.978927
Re	187	0.023716	1.092639
Pt	195	0.030122	1.882632
Au	197	0.029737	2.82499

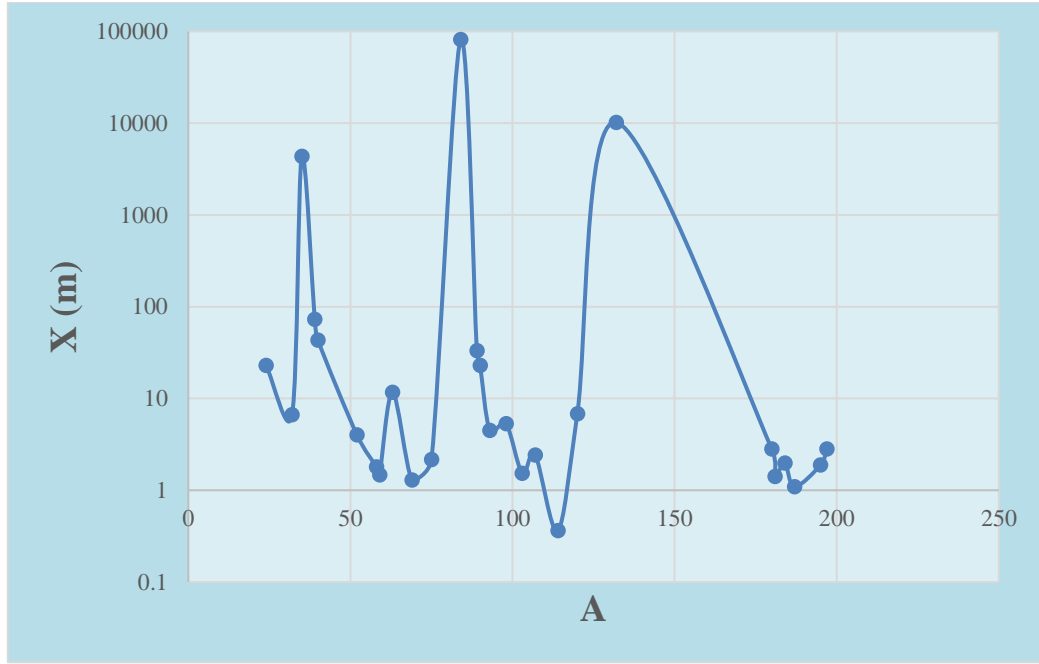
يبين **الشكلان (14.4) و (15.4)** تابعة المسار الحر الوسطي Λ وتابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (6.4)** عند الطاقة 1 MeV. نلاحظ من الشكلين أن كلاً من قيم المسار الحر الوسطي وبعد العينة الكبيرة للغاية متباينة بشكل كبير بين النظائر العادية والنظائر الغازية، لذلك قمنا بفصلها بالرسم في كل من **الأشكال (16.4) و (17.4)** من أجل النظائر الغازية و**الأشكال (18.4) و (19.4)** من أجل باقي النظائر.



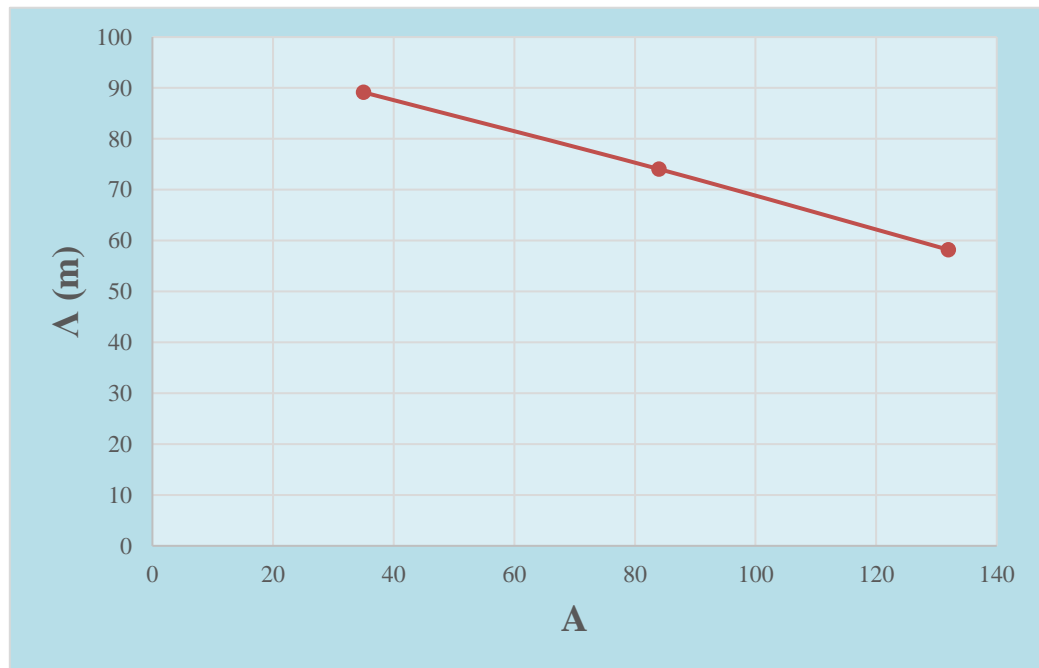
الشكل (14.4): تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (6.4)** عند الطاقة 1 MeV.

يبين **الشكل (16.4)** تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي من أجل النظائر الغازية التي في **الجدول (6.4)** عند الطاقة 1 MeV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة للمسار الحر الوسطي هي $\Lambda = 89.13462$ m، والتي توافق نظير الكلور ^{35}Cl . وأقل قيمة هي $\Lambda = 58.1896$ m، والتي توافق نظير الكزينيون ^{132}Xe .

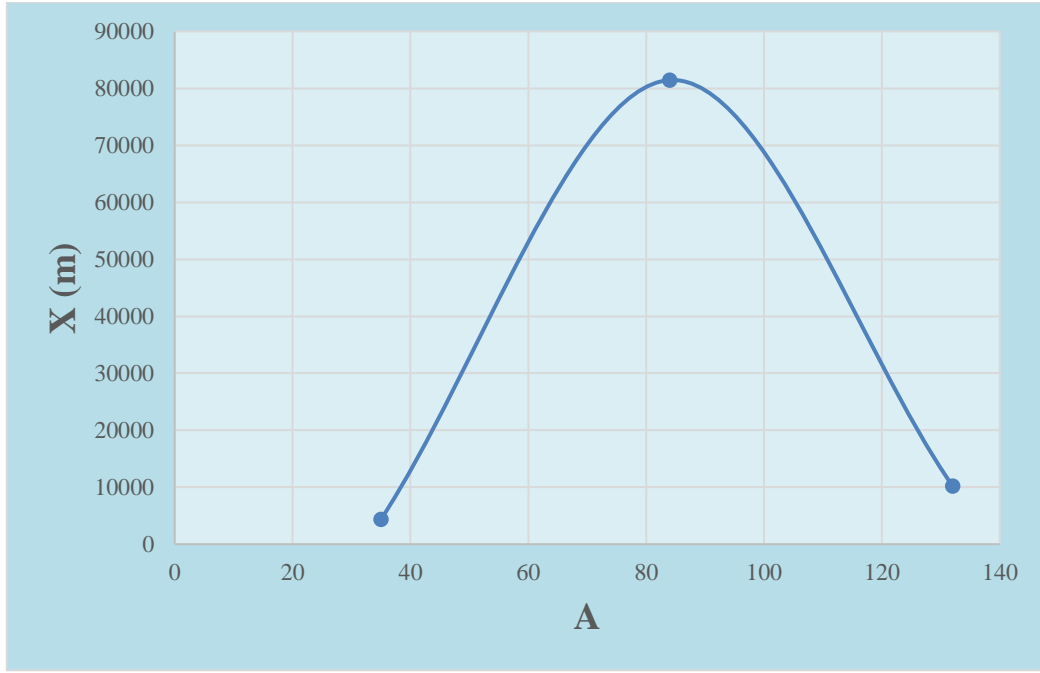
يبين **الشكل (17.4)** تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي من أجل النظائر الغازية التي في **الجدول (6.4)** عند الطاقة 1 MeV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية هي $X = 81453.16$ m، والتي توافق نظير الكريبتون ^{84}Kr . وأقل قيمة هي $X = 4359.845$ m، والتي توافق نظير الكلور ^{35}Cl .



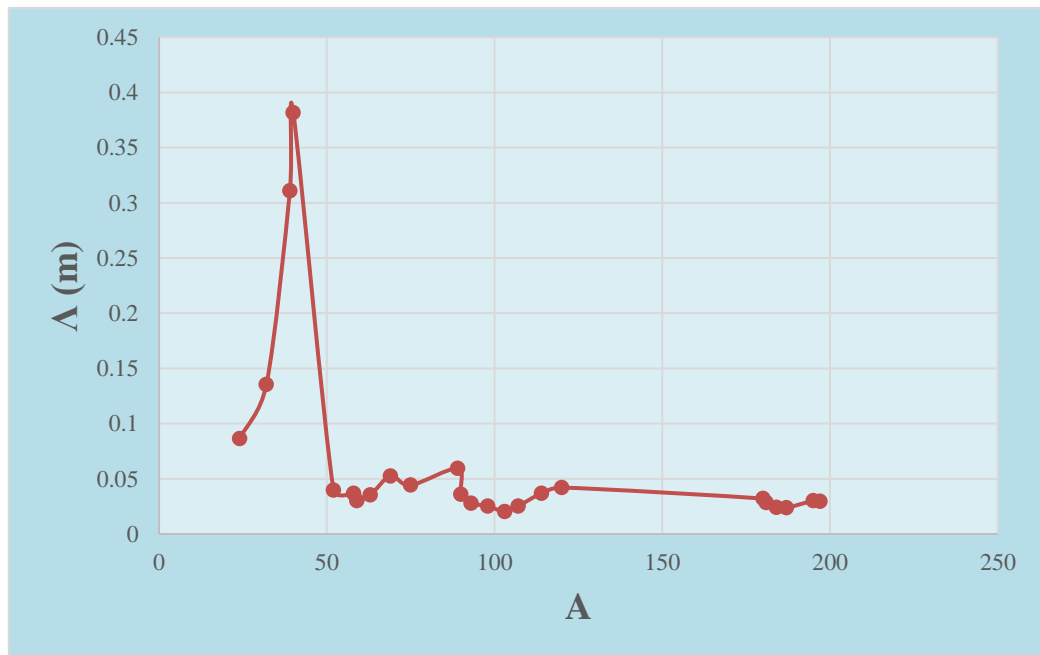
الشكل (15.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (6.4)** عند الطاقة 1 MeV.



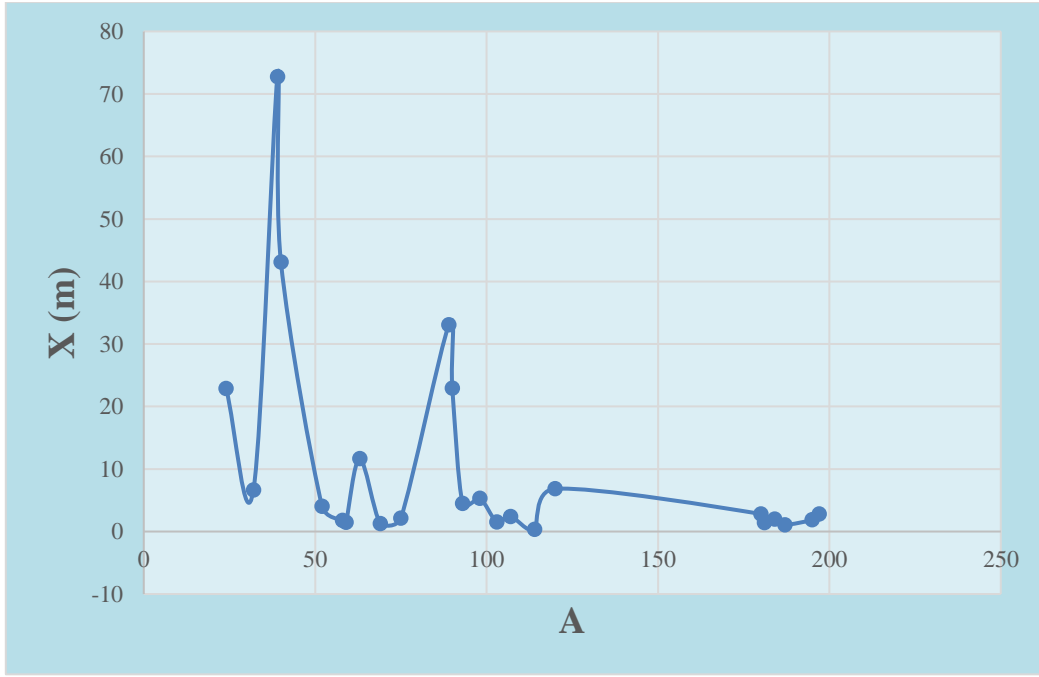
الشكل (16.4): تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في **الجدول (6.4)** عند الطاقة 1 MeV.



الشكل (17.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في **الجدول (6.4)** عند الطاقة 1 MeV.



الشكل (18.4): تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (6.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 1 MeV.



الشكل (19.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (6.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 1 MeV.

يبين **الشكل (18.4)** تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (6.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 1 MeV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة للمسار الحر الوسطي هي $\Lambda = 0.381698 \text{ m}$ والتي توافق نظير الكالسيوم ^{40}Ca . وأقل قيمة هي $\Lambda = 0.020255 \text{ m}$ والتي توافق نظير الروبيديوم ^{103}Rh .

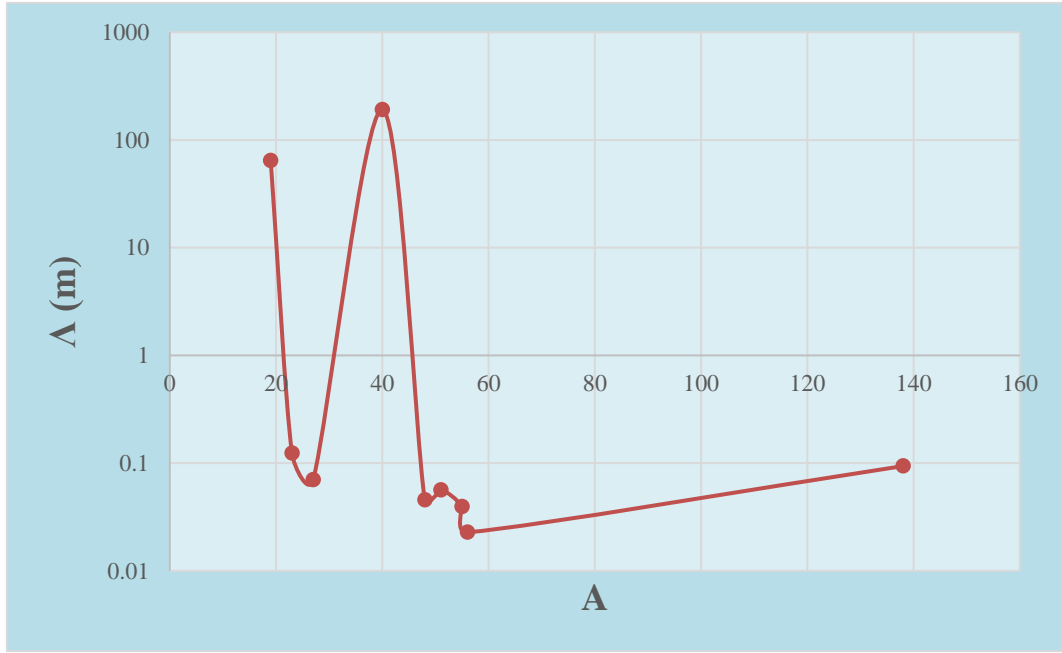
يبين **الشكل (19.4)** تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (6.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 1 MeV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية هي $X = 72.7669 \text{ m}$ والتي توافق نظير البوتاسيوم ^{39}K . وأقل قيمة هي $X = 0.363072 \text{ m}$ والتي توافق نظير الكاديوم ^{114}Cd .

وجدنا أن بعض النظائر لا تؤسر وإنما تنشتت فقط وبالتالي يمكن حساب المسار الحر الوسطي لها ولكن لا يمكن حساب بعد العينة الكبيرة للغاية بسبب عدم وجود أسر.

يبين **الجدول (7.4)** قيم المسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر التي تنشتت فقط دون أن تؤسر عند الطاقة 1 MeV.

الجدول (7.4): قيم المسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر التي تتشتت فقط دون أن تُؤسر عند الطاقة 1 MeV.

العنصر	A	Λ (m)
F	19	64.49571
Na	23	0.12421
Al	27	0.070067
Ar	40	190.9649
Ti	48	0.045591
V	51	0.056235
Mn	55	0.039468
Fe	56	0.022767
Ba	138	0.093923



الشكل (20.4): تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي تتشتت فقط دون أن تُؤسر عند الطاقة 1 MeV.

يبين **الشكل (20.4)** تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي تتشتت فقط دون أن تُؤسر عند الطاقة 1 MeV.

إن عدم وجود أسر للنيوترون يتسبب بإبقاء المادة دون أي تحول أو تفكك وتبقى المادة مستقرة. يمكن وضع هذه النظائر طبقةً على الجدار الداخلي للدرع البيولوجي للمفاعل النووي،

إذ تتسبب بتوزيع النيوترونات، وهذا التوزيع يؤدي إلى تأثير متساوي الضرر في الجدار البيولوجي، وكلما طال عمر النيوترون أصبح احتمال تفككه بدون ضرر أكبر.

يُتوقع في مثل هذه النظائر أن كثافة المادة النووية عند السطح مساوية لكثافة المادة النووية في مركز النواة، فتسلك سلوكاً مرآتياً، أي يحصل تشتت للنيوترون ولا يحصل أسر. ويُتوقع أن تكون أشكال هذه النوى بالغ الكروية ولها عزم مميز.

3.10.4. من أجل الطاقة 25 meV

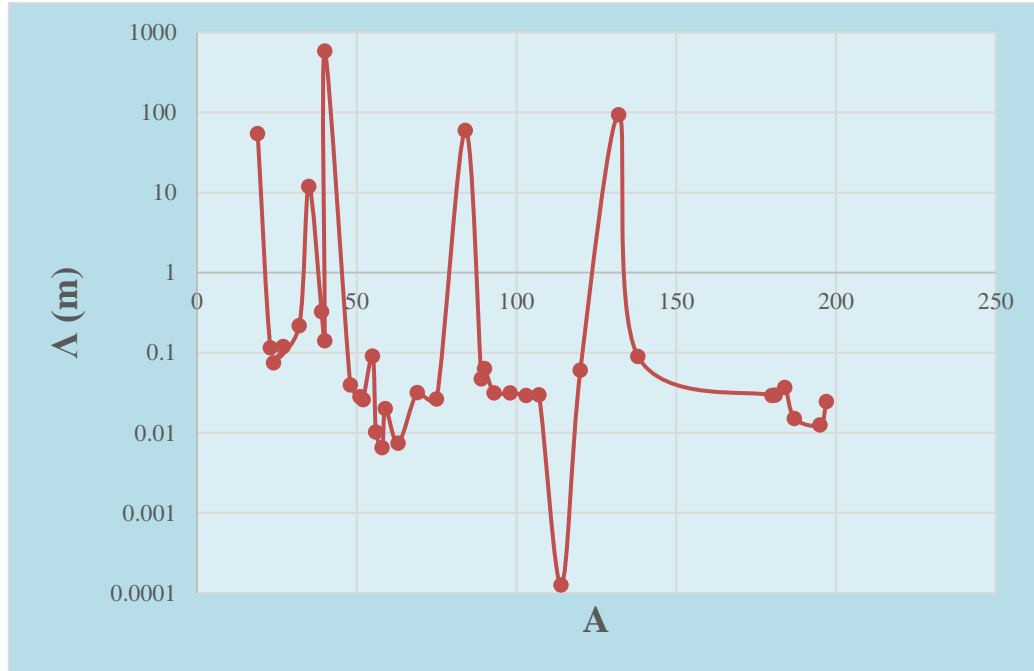
يبين **الجدول (8.4)** قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر عند الطاقة 25 meV.

الجدول (8.4): قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر عند الطاقة 25 meV.

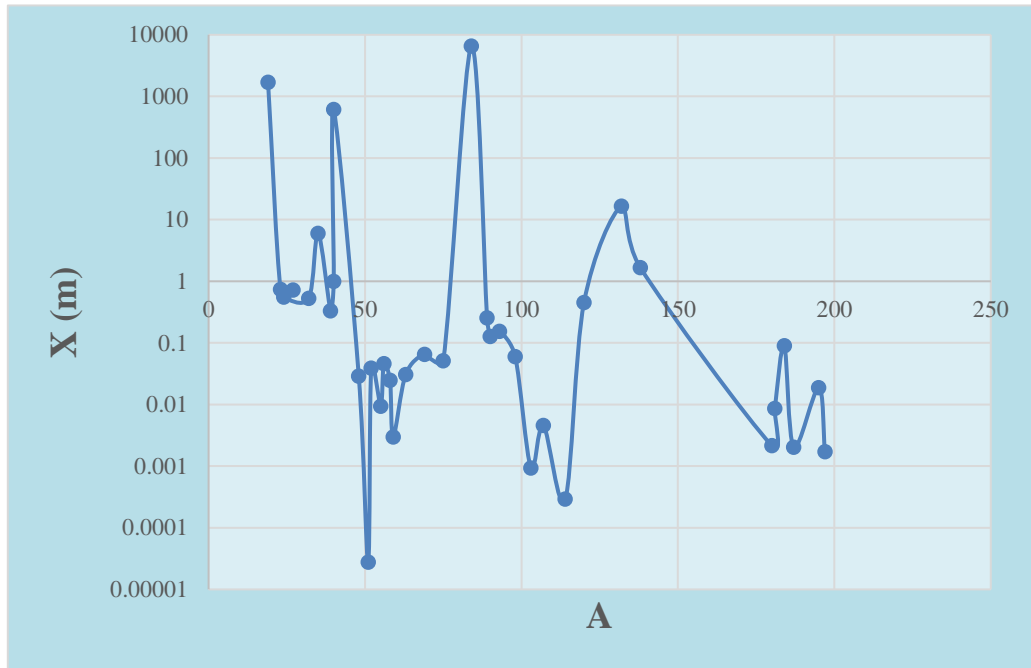
العنصر	A	Λ (m)	X (m)
F	19	54.79005	1693.012
Na	23	0.116149	0.742916
Al	27	0.120332	0.72199
Mg	24	0.074851	0.558647
S	32	0.217781	0.531385
Cl	35	11.97331	6.000984
K	39	0.327779	0.333793
Ca	40	0.142349	1.003067
Ar	40	589.5002	616.2957
Ti	48	0.039751	0.028857
V	51	0.02823	2.77E – 05
Cr	52	0.026028	0.038958
Mn	55	0.091323	0.0094
Fe	56	0.010275	0.046156
Ni	58	0.006559	0.024707
Co	59	0.020105	0.002973
Cu	63	0.007446	0.030726
Ga	69	0.032045	0.065059
As	75	0.026511	0.051571
Kr	84	60.15743	6568.803
Y	89	0.047233	0.25433
Zr	90	0.063672	0.127345
Nb	93	0.03167	0.155347

Mo	98	0.031719	0.060206
Rh	103	0.029473	0.000941
Ag	107	0.029951	0.004588
Cd	114	0.000126	0.000294
Sn	120	0.060769	0.455764
Xe	132	94.33973	16.63237
Ba	138	0.090434	1.665889
Hf	180	0.029263	0.002164
Ta	181	0.029656	0.008661
W	184	0.036903	0.089951
Re	187	0.015131	0.002043
Pt	195	0.012551	0.018826
Au	197	0.024672	0.001716

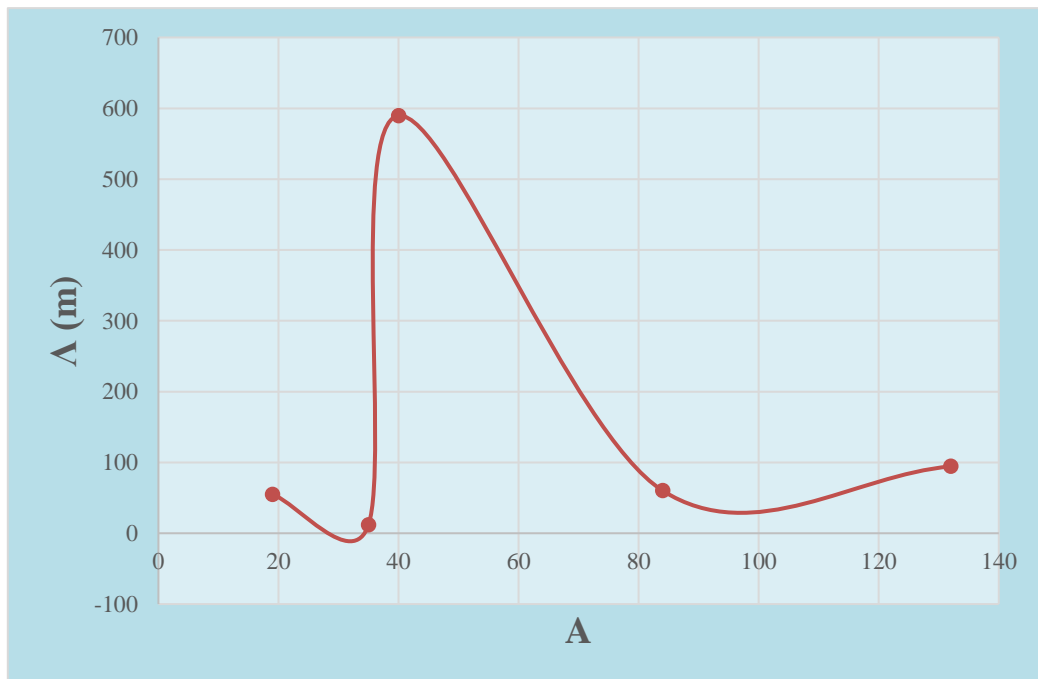
يبين الشكلان (21.4) و (22.4) تابعة المسار الحر الوسطي Λ وتابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول (8.4) عند الطاقة 25 meV. نلاحظ من الشكلين أن كلا من قيم المسار الحر الوسطي وقيم بعد العينة الكبيرة للغاية متباينة بشكل كبير بين النظائر العادية والنظائر الغازية، لذلك قمنا بفصلها بالرسم في كل من الأشكال (23.4) و (24.4) من أجل النظائر الغازية والأشكال (25.4) و (26.4) من أجل باقي النظائر.



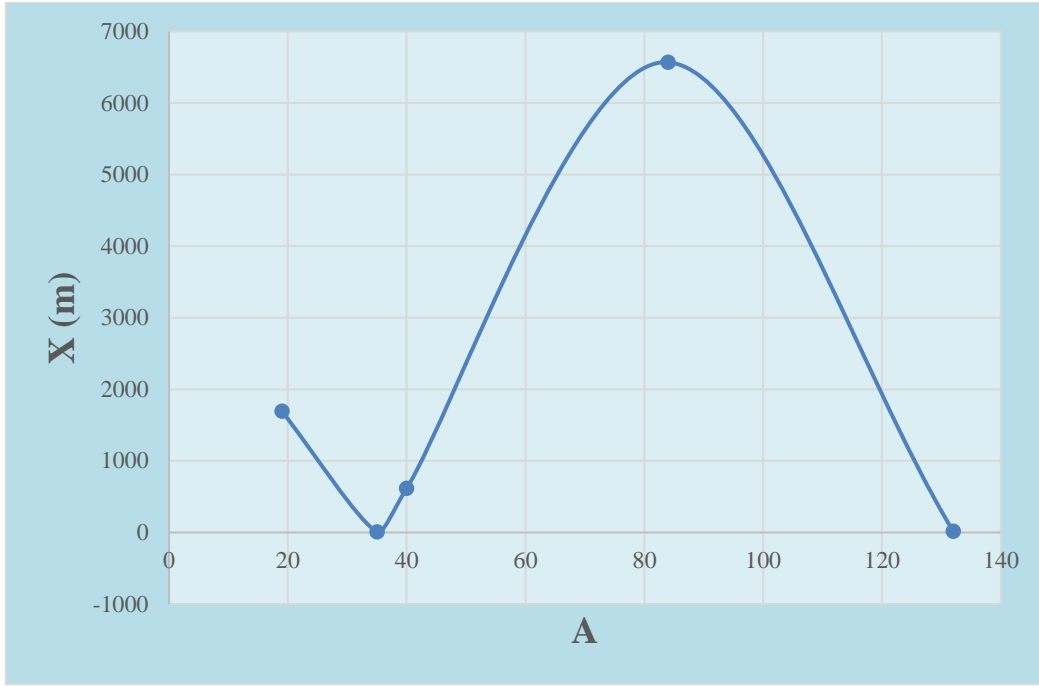
الشكل (21.4): تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول (8.4) عند الطاقة 25 meV.



الشكل (22.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في الجدول (8.4) عند الطاقة 25 meV.



الشكل (23.4): تابعة المسار الحر الوسطي Δ للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في الجدول (8.4) عند الطاقة 25 meV.



الشكل (24.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر الغازية التي في **الجدول (8.4)** عند الطاقة 25 meV.

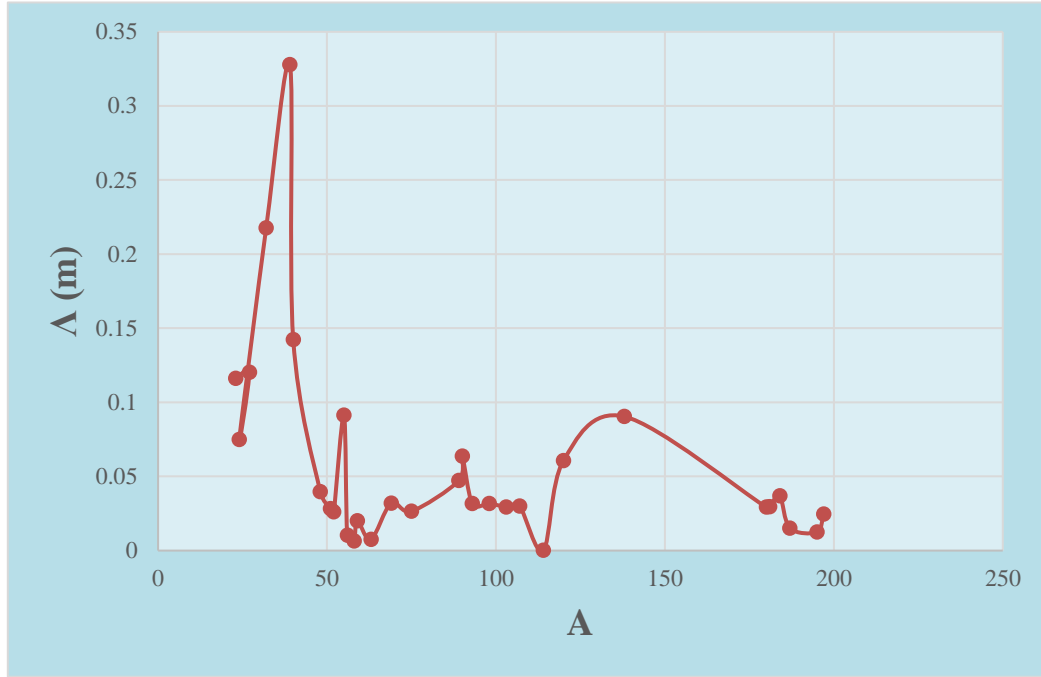
يبين **الشكل (23.4)** تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي من أجل النظائر الغازية التي في **الجدول (8.4)** عند الطاقة 25 meV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة للمسار الحر الوسطي هي $\Lambda = 589.5002$ m، والتي توافق نظير الأرغون ^{40}Ar . وأقل قيمة هي $\Lambda = 11.97331$ m، والتي توافق نظير الكلور ^{35}Cl .

يبين **الشكل (24.4)** تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للغازات التي في **الجدول (8.4)** عند الطاقة 25 meV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية هي $X = 6568.803$ m، والتي توافق نظير الكريبتون ^{84}Kr . وأقل قيمة هي $X = 6.000984$ m، والتي توافق نظير الكلور ^{35}Cl .

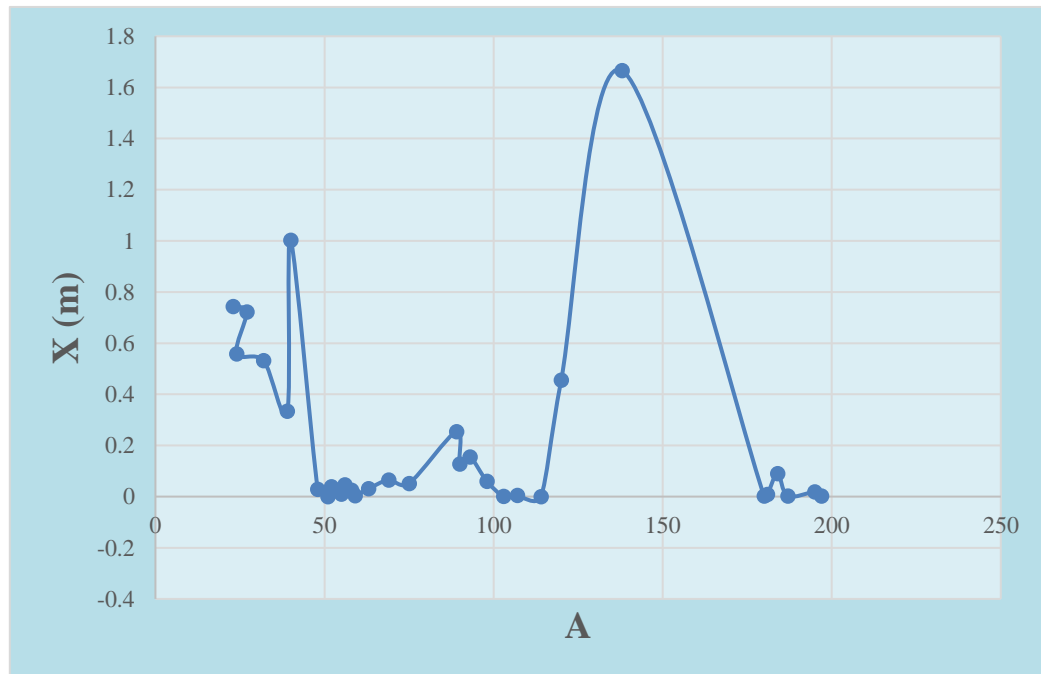
يبين **الشكل (25.4)** تابعة المسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (8.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 25 meV. نلاحظ من الشكل أن أعلى قيمة للمسار الحر الوسطي هي $\Lambda = 0.327779$ m، والتي توافق نظير البوتاسيوم ^{39}K . وأقل قيمة هي $\Lambda = 0.006559$ m، والتي توافق نظير النيكل ^{58}Ni .

يبين **الشكل (26.4)** تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (8.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 25 meV. نلاحظ من الشكل أن أعلى

قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية هي $X = 1.665889 \text{ m}$ ، والتي توافق نظير الباريوم ^{138}Ba .
وأقل قيمة هي $X = 2.77 \times 10^{-5} \text{ m}$ والتي توافق نظير الفانديوم ^{51}V .



الشكل (25.4): تابعة المسار الحر الوسطي Δ للعدد الكتلي للنظائر من دون النظائر الغازية التي في **الجدول (8.4)** عند الطاقة 25 meV .



الشكل (26.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X للعدد الكتلي للنظائر التي في **الجدول (8.4)** من دون النظائر الغازية عند الطاقة 25 meV .

الجدول (9.4): أعلى قيمة وأدنى قيمة لبعـد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر الغازية والواردة في **الجدول (5.4)** و **(6.4)** و **(8.4)**.

من أجل النظائر الغازية				الطاقة
أدنى قيمة X (m)	أعلى قيمة X (m)	أدنى قيمة Λ (m)	أعلى قيمة Λ (m)	
^{132}Xe 214.9953	^{19}F 1128.675	^{35}Cl 120.815	^{40}Ar 255.8208	10 MeV
^{35}Cl 4359.845	^{84}Kr 81453.16	^{132}Xe 58.1896	^{35}Cl 89.13462	1 MeV
^{35}Cl 6.000984	^{84}Kr 6568.803	^{35}Cl 11.97331	^{40}Ar 589.5002	25 meV

الجدول (10.4): أعلى قيمة وأدنى قيمة لبعـد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر والواردة في **الجدول (5.4)** و **(6.4)** و **(8.4)** من دون النظائر الغازية.

من أجل النظائر				الطاقة
أدنى قيمة X (m)	أعلى قيمة X (m)	أدنى قيمة Λ (m)	أعلى قيمة Λ (m)	
^{197}Au 0.079953	^{58}Ni 2.164349	^{195}Pt 0.038033	^{39}K 0.535051	10 MeV
^{114}Cd 0.363072	^{39}K 72.7669	^{103}Rh 0.020255	^{40}Ca 0.381698	1 MeV
^{51}V 2.77×10^{-5}	^{138}Ba 1.665889	^{58}Ni 0.006559	^{39}K 0.327779	25 meV

يوضح **الجدول (9.4)** أعلى قيمة وأدنى قيمة لبعـد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة للنظائر الغازية والواردة في **الجدول (5.4)** و **(6.4)** و **(8.4)**. في **العلاقة الأساسية** المستخدمة في التحليل بالتنشيط النيوتروني لا يمكن استخدامها مطلقاً لأن عدد التفاعلات يقترب من الصفر في النظائر الغازية، بينما في علاقتنا أصبح بالإمكان

تطبيقها في النظائر الغازية. يوضح **الجدول (10.4)** أعلى قيمة وأدنى قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة لنظائر العناصر غير الغازية والواردة في **الجدول (5.4)** و **(6.4)** و **(8.4)**. كلما كان بعد العينة الكبيرة للغاية X أصغر كان الحجب أكبر، وبالتالي من أجل نظائر لها X أصغر ما يمكن، يمكن تحقيق حجب شبه تام، ولما كان نظير الذهب ^{197}Au هو الأفضل عند الطاقة 10 MeV، وعند الطاقة 25 meV وجدنا أن نظير الفاناديوم ^{51}V له أصغر قيمة، وعند الطاقة 1 MeV وجدنا أن نظير الكاديوم ^{114}Cd له أصغر قيمة (وهو العنصر الأكثر استخداماً في المفاعلات)، فإنه يمكن استخدام النظائر السابقة في الحجب، ولما كان الذهب باهظ الثمن يمكن استخدام النظير الذي يليه في **الجدول (5.4)** وهو التنتاليوم ^{181}Ta في الحجب من أجل الطاقة 10 MeV.

كلما كان المسار الحر الوسطي Λ أصغر ما يمكن كان الحجب أكبر أيضاً، وبالتالي من أجل نظائر لها Λ أصغر ما يمكن، يمكن تحقيق حجب شبه تام، ولما كان نظير البلاتينيوم ^{195}Pt هو الأفضل عند الطاقة 10 MeV، وعند الطاقة 25 meV وجدنا أن نظير النيكل ^{58}Ni له أصغر قيمة، وعند الطاقة 1 MeV وجدنا أن نظير الروبيديوم ^{103}Rh له أصغر قيمة فإنه يمكن استخدام النظائر السابقة في الحجب.

تستخدم المواد التي تمتاز بـ X و Λ كبيرة كنظائر البوتاسيوم ^{39}K والكالسيوم ^{40}Ca كما يظهر في **الجدول (10.4)** (أي عدد التشتتات فيها صغير واحتمال التفاعل قليل) نوافذ للكواشف النيوترونية الغازية لتحسين مردود الكاشف.

ملاحظة: عندما يكون $\Lambda > X$ ، يمكن اعتبار أن بُعد العينة الكبيرة للغاية هو Λ ، حيث نلاحظ أن بعض النظائر في **الجدول (8.4)** يكون من أجلها Λ أكبر من X . ويرجع ذلك إلى أن المقطع العرضي للأسر لهذه النظائر أكبر من المقطع العرضي للتشتت.

11.4. دراسة تطبيقية لتابعية بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر

الوسطي Λ للعدد الكتلي A من أجل نظائر عنصر واحد (التنغستين)

قمنا بحساب بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ من أجل نظائر التنغستين، وذلك بالاعتماد على **العلاقين (1.4)** و **(2.4)**، وذلك من أجل ثلاث طاقات: الطاقة 10 MeV، والطاقة 1 MeV، والطاقة الحرارية (25 meV).

يبين **الجدول (11.4)** قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة لنظائر التنغستين من أجل طاقات مختلفة.

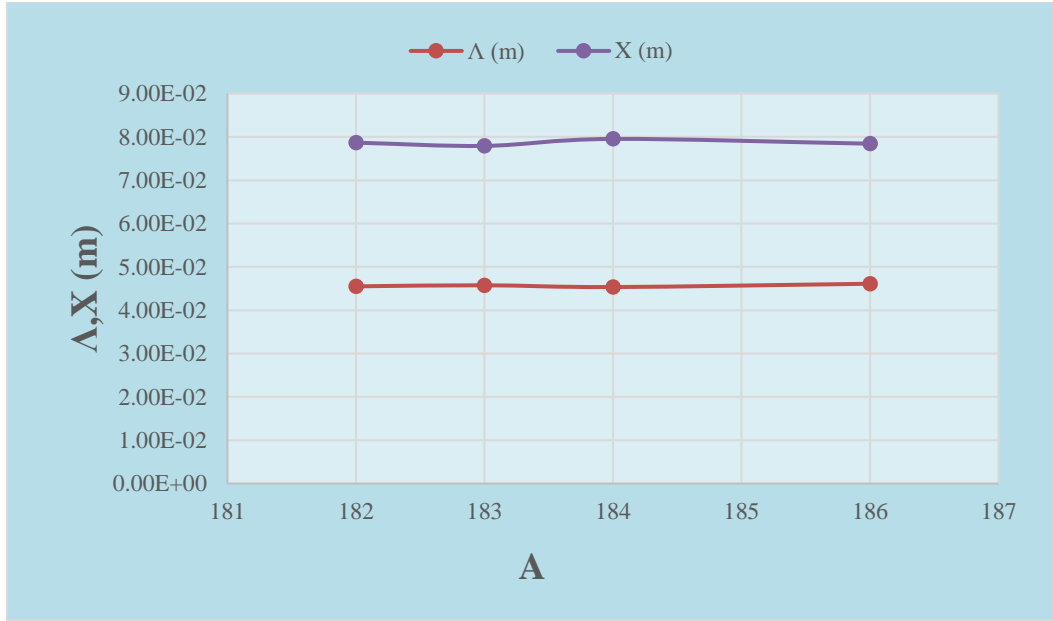
الجدول (11.4): قيم بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ المحسوبة لنظائر التنغستين من أجل طاقات مختلفة.

عند الطاقة 10 MeV		عند الطاقة 1 MeV		عند الطاقة 25 meV		A
X (m)	Λ (m)	X (m)	Λ (m)	X (m)	Λ (m)	
0.0786	0.0455	1.6658	0.0236	0.0057	0.0289	182
0.0779	0.0457	2.4223	0.0242	0.0157	0.0459	183
0.0795	0.0453	12.1780	0.0237	0.0899	0.0369	184
0.0784	0.0461	3.4790	0.0245	0.0042	0.6958	186

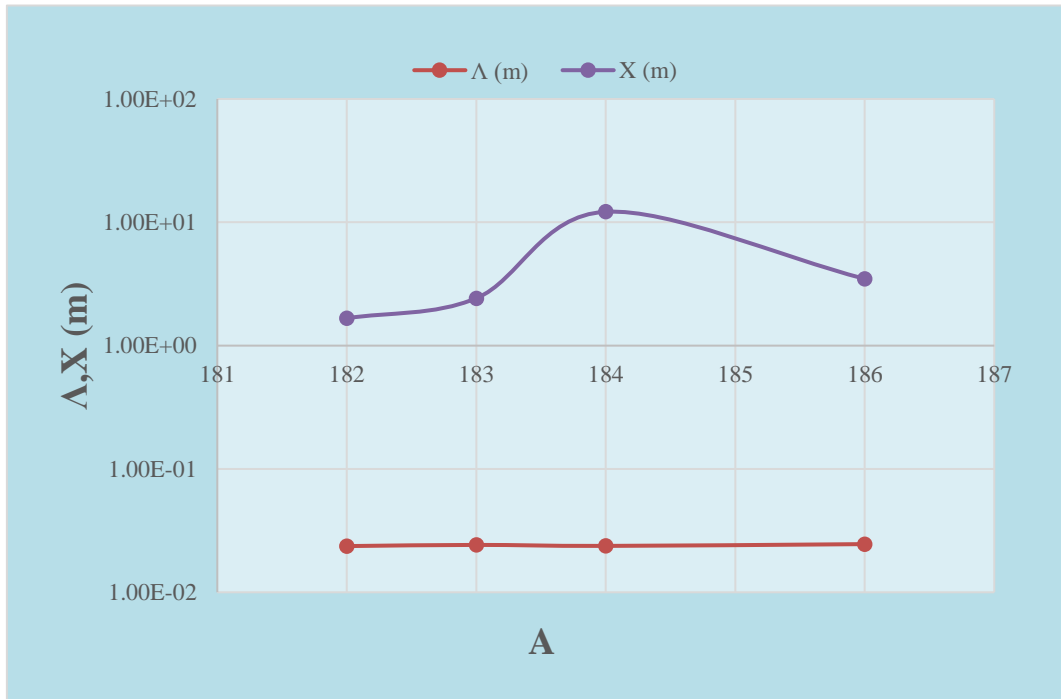
يبين **الشكل (27.4)** تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي لنظائر التنغستين عن الطاقة 10 MeV. بناءً على **العلاقتين (1.4) و (2.4)** نجد أن أعلى قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية وأدنى قيمة للمسار للحر الوسطي توافق النظير ^{184}W ، أي أن تأثير التشتت أكبر من الأسر، وبالتالي يمكن تفضيل النظير ^{184}W عند الطاقة 10 MeV باستخدامه نافذة في الكواشف النيوترونية الغازية.

أيضاً، يبين **الشكل (28.4)** تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي لنظائر التنغستين عن الطاقة 1 MeV. نلاحظ أن أعلى قيمة لبعد العينة الكبيرة للغاية تقريباً وأدنى قيمة للمسار للحر الوسطي توافق النظير ^{184}W ، أي أن تأثير التشتت أكبر من الأسر، وبالتالي يمكن تفضيل النظير ^{184}W عند الطاقة 10 MeV باستخدامه نافذة في الكواشف النيوترونية الغازية.

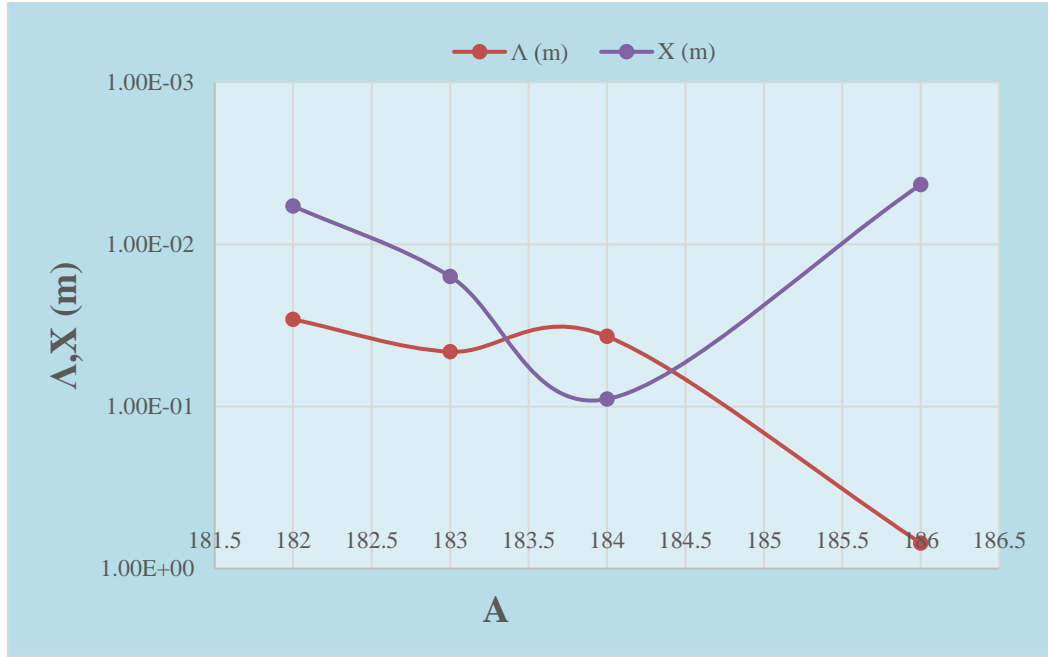
ويبين **الشكل (29.4):** تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي لنظائر التنغستين عن الطاقة 25 meV. من أجل النظير ^{184}W نلاحظ سلوكاً مميزاً، ويمكن تفضيله عن غيره من النظائر في تطبيقات الحجب، حيث يكون بعد العينة الكبيرة للغاية صغيراً.



الشكل (27.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Δ للعدد الكتلي لنظائر التنغستين عن الطاقة 10 MeV.



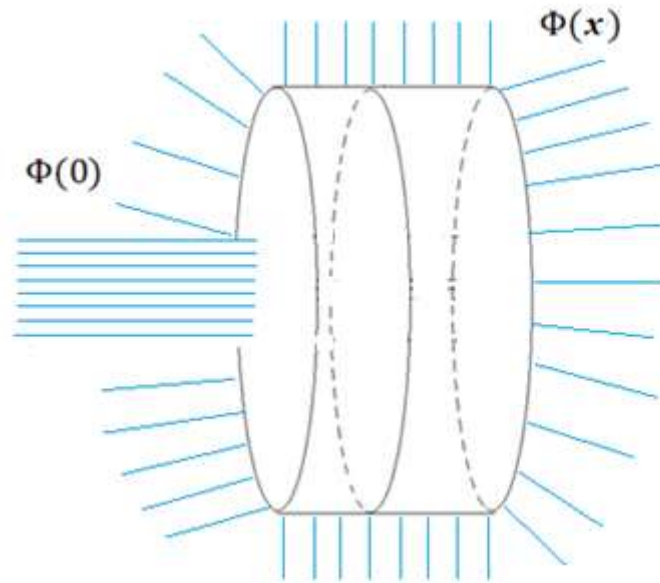
الشكل (28.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Δ للعدد الكتلي لنظائر التنغستين عن الطاقة 10 MeV.



الشكل (29.4): تابعة بعد العينة الكبيرة للغاية X والمسار الحر الوسطي Λ للعدد الكتلي لنظائر التنغستين عن الطاقة 25 meV.

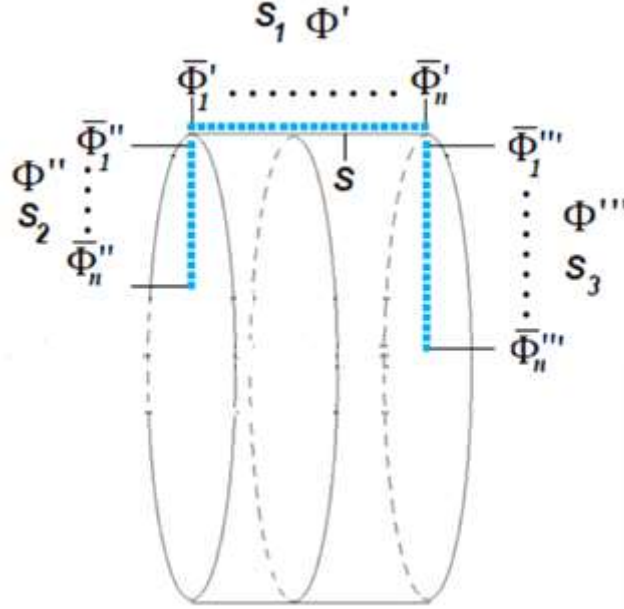
12.4. التحقيق التجريبي للعلاقة

إن **العلاقة (34.4)** المستنتجة من قبلنا تعطي إمكانية حساب التدفق النيوتروني من كافة جوانب العينة بخلاف **العلاقات السابقة** التي تحسب التدفق الخارج بشكل مباشر من العينة فقط.



الشكل (30.4): عينة أسطوانية كبيرة مشعة.

لذلك نقترح طريقة للتحقيق التجريبي **العلاقة**، وهي وضع كواشف نيوترونية (في حالة القياس المباشر في حالة التشعيع حيث يتم قياس عدد النيوترونات النافذة في واحدة الزمن عبر واحدة المقطع، أي Φ_i) تقيس Φ_i ، حيث i رقم الكاشف ويتم توزيعها بشكل منتظم على القاعدتين خارج منطقة التشعيع وعلى الجدار الجانبي كما في **الشكل (31.4)**.



الشكل (31.4): الكواشف المتوزعة على العينة الأسطوانية الكبيرة.

بفرض S_1 المساحة الجانبية للعينة، و S_2 مساحة القاعدة التي ترد عليها النيوترونات، و S_3 مساحة القاعدة المقابلة لقاعدة ورود النيوترونات، و S المساحة التي يقيس من أجلها كل كاشف، فيكون عدد الكواشف من أجل السطح الجانبي:

$$\frac{S_1}{S}$$

إن التدفق الجانبي يعطى **بالعلاقة**:

$$\Phi' = \bar{\Phi}'_i \frac{S_1}{S}$$

إن عدد الكواشف من أجل القاعدة التي ترد عليها النيوترونات:

$$\frac{S_2}{S}$$

وإن التدفق عبر القاعدة التي ترد عليها النيوترونات هو:

$$\Phi'' = \bar{\Phi}''_i \frac{S_2}{S}$$

إن عدد الكواشف من أجل القاعدة التي ترد عليها النيوترونات:

$$\frac{S_3}{S}$$

وإن التدفق عبر القاعدة المقابلة لقاعدة ورود النيوترونات هو:

$$\Phi''' = \bar{\Phi}'''_i \frac{S_3}{S}$$

فيكون التدفق الكلي:

$$\Phi = \Phi' + \Phi'' + \Phi'''$$

الاستنتاجات

1. وضع تعريف للعينة الكبيرة، وإضافة مصطلح جديد هو العينة الكبيرة للغاية، ثم تمت صياغة نظرية جديدة لإيجاد تدفق الحزمة النيوترونية من كافة جوانب عينة أسطوانية بناءً على هذين المصطلحين.
2. إيجاد (استنتاج) علاقة تحليلية جديدة؛ العلاقة (1.3)، لأول مرة تعطي احتمال تشتت النيوترونات من أجل عينة ذات سماكة كبيرة.
3. إيجاد (استنتاج) معادلة تدفق حزمة النيوترونات العابرة بصورة مباشرة من أجل عينة كبيرة، المعادلة (2.3).
4. إمكانية تعيين المقطع العرضي للتشتت باستخدام المعادلة (2.3)، وحساب طول التشتت الموافق للنظير من أجل الاستخدام في التحليل النظائري.
5. إيجاد (استنتاج) العلاقة التحليلية بين المقطع العرضي للأسر (الامتصاص) والمقطع العرضي للتشتت، العلاقة (3.4).
6. إيجاد (استنتاج) المعادلة العامة لتدفق الحزمة النيوترونية العابرة لعينة ذات أبعاد كبيرة، المعادلة (34.4).
7. وُضعت طريقة تجريبية جديدة من أجل تعيين المقاطع العرضية للأسر النيوتروني.
8. إيجاد (استنتاج) علاقات جديدة للنشاط في العينة المنشطة من أجل عينات كبيرة، المعادلة (24.4) والمعادلة (35.4)، والتي وجدنا بمقارنتها مع علاقة النشاط السابقة التي لا تأخذ تأثير التشتت بعين الاعتبار، أنه كلما زادت السماكة زاد الخطأ في العلاقة من أجل العينات السميكة التي لم تأخذ بعين الاعتبار تأثير التشتت، وتصبح قيمته هذا الخطأ مثلاً 12.5 % عند السماكة 1 m من أجل نظير ^{75}As ؛ أي أن له دوراً كبيراً لا يمكن إهماله وعدم أخذه بعين الاعتبار يؤدي إلى خطأ كبير.
9. من أجل بعد العينة الكبيرة للغاية X : كلما كان بعد العينة الكبيرة للغاية X أصغر كان الحجب أكبر، وبالتالي من أجل نظائر لها X أصغر ما يمكن، ويمكن تحقيق حجب شبه تام. وقد تبين من الجدول (10.4) أن:

- a. نظير الذهب ^{197}Au هو الأفضل من حيث الحجب عند الطاقة 10 MeV، ولما كان الذهب باهظ الثمن يمكن استخدام النظير الذي يليه في **الجدول (5.4)** وهو التنتاليوم ^{181}Ta في الحجب من أجل الطاقة 10 MeV.
- b. نظير الفانديوم ^{51}V هو الأفضل من حيث الحجب عند الطاقة 25 meV.
- c. نظير الكاديوم ^{114}Cd هو الأفضل من حيث الحجب عند الطاقة 1 MeV.
10. **من أجل المسار الحر الوسطي Λ : المسار الحر الوسطي Λ أصغر كلما كان الحجب أكبر، وبالتالي من أجل نظائر لها المسار الحر الوسطي Λ أصغر، ويمكن تحقيق حجب شبه تام. وقد تبين من **الجدول (10.4)** أن:**
- a. نظير البلاتينيوم ^{195}Pt هو الأفضل من حيث الحجب عند الطاقة 10 MeV.
- b. نظير النيكل ^{58}Ni هو الأفضل من حيث الحجب عند الطاقة 25 meV.
- c. نظير الروبيديوم ^{103}Rh هو الأفضل من حيث الحجب عند الطاقة 1 MeV.
11. يمكن استخدام المواد التي تمتاز بـ X و Λ كبيرة كنظائر البوتاسيوم ^{39}K والكالسيوم ^{40}Ca كما يظهر في **الجدول (10.4)** (أي عدد التشتتات فيها صغير واحتمال التفاعل قليل) نوافذ للكواشف النيوترونية الغازية من أجل تحسين مردود الكاشف.
12. إن النظائر التي تعاني تشتتاً فقط عند الطاقة 1 MeV، كما يظهر **الجدول (7.4)**، وهي ^{19}F ، ^{23}Na ، ^{27}Al ، ^{48}Ti ، ^{51}V ، ^{55}Mn ، ^{56}Fe ، ^{138}Ba ، يمكن استخدامها عواكس (مادة عاكسة) في المفاعل النووي.
13. أصبح بالإمكان بناءً على **علاقتنا** تحليل الغازات التي لم يكن تحليلها سابقاً بدقة أكبر ممكناً.

التوصيات

1. إجراء دراسة نظرية تأخذ بعين الاعتبار تغير الحصة النسبية لتفاعل الأسر بنيوترون حراري للنظير المدروس بسبب كون الحزمة النيوترونية غير نقية؛ أي أنها تحتوي نيوترونات سريعة. حيث إن هذا المقدار يتغير تبعاً لسماكة المُبطئ وأيضاً لسماكة العينة، وغيرهما.
2. إجراء دراسة نظرية تأخذ بعين الاعتبار تغير عدم حصول تفاعلات نووية أخرى من النوع $(n, 2n)$ ، (n, pn) ، أو أن يكون تأثير حصصها النسبية على معدل التنشيط مهملاً في حال حصولها.
3. إجراء دراسة نظرية تأخذ بعين الاعتبار تغير المقطع العرضي الفعّال للتنشيط σ_A مع طاقة الحزمة النيوترونية.
4. إجراء دراسة نظرية تأخذ بعين الاعتبار تأثير استقطاب النيوترونات بوجود الحقول الكهربائية على تغير تدفق الحزمة النيوترونية.
5. إجراء دراسة نظرية للنوى التي تعاني تشتتاً فقط عند الطاقة 1 MeV.

المراجع

- [1] G. Hevesy and H. Levi, Det. KgI. Danske Videnskabernes Selskab. Mathematisk- Fysiske Meddelelser. 14,(5), 3 (1936).
- [2] G. J. Lutz, R. J. Boreni, R. S. Maddock, and J. Wing (eds.), Activation Analysis: A Bibliography Through 1971, NBS Technical Note 467, National Bureau of Standards, Washington, DC, 1972.
- [3] VINCENT P. GUINN, A Short History of Nuclear Activation Analysis, University of California, Irvine, CA 92717, November 16, 1989.
- [4] Faidra Tzika, Ion E. Stamatelatos, John Kalef-Ezra, Peter Bode, Large Sample Neutron Activation Analysis: correction for neutron and gamma attenuation, NUKLEONIKA 2004;49(3):115–121.
- [5] PART IX. NEUTRON ACTIVATION ANALYSIS (Technical Report), Prepared for publication by R. H. FILBY, Pure & Appl. Chem., Vol. 67, No. 11, pp. 1929-1941, 1995. Printed in Great Britain. © 1995 IUPAC.
- [6] د. عبدالله رستناوي، د. سليمان ديبو، علي الدود، دراسة تحليلية لتأثير تفكك النيوترونات على تدفق حزمة نيوترونية عابرة لعينة ذات سماكة كبيرة، مجلة جامعة البعث، المجلد 39، سوريا، 2017.
- [7] Abdullah Rastanawi, Soleiman Dibo, Ali Al-Doud, An Applied Study of the Effect of Decay of Fast Neutron in Concrete, Chemistry and material Journal, vol.9 No 10, 2017, USA.
- [8] د. عبدالله رستناوي، د. سليمان ديبو، علي الدود، دراسة تحليلية لاحتمال تشتت نيوترون على نواة من أجل تعيين طول التشتت لها، مجلة جامعة البعث، المجلد 41، سوريا، 2019.
- [9] Abdullah Rastanawi, Soleiman Dibo, Ali Al-Doud, AN APPLIED STUDY OF THE EFFECT OF SCATTERING OF THERMAL NEUTRON THROUGH A SAMPLE CONATION'S ARSENIC ELEMENT, Ally-Since.ru Journal, vol. 45, Russia, 2020.

- [10] د. عبدالله رستناوي، د. سليمان ديبو، علي الدود، معادلة تحليلية عامة لتدفق الحزمة النيوترونية العابرة لعينة ذات أبعاد كبيرة، مجلة جامعة البعث، المجلد 43، سوريا، 2021.
- [11] J. G. Beckerley, NEUTRON PHYSICS, Atomic Energy Commission New York Operations, October 16, 1951.
- [12] D. L Garber and R. R. Kinsey, "Neutron Cross Sections, Vol. II, Curves," Brookhaven National Laboratory report BNL 325.(1976)
- [13] Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-V (available from and maintained by the National Nuclear Data Center of Brookhaven National Laboratory).
- [14] J. R. Lamarsh, Introduction to Nuclear Reactor Theory (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1966).
- [15] S. Glasstone and A. Sesonske, Nuclear Reactor Engineering (D. Van Nostrand Co., Inc., Princeton, New Jersey, 1967).
- [16] A. Foderaro, The Elements of Neutron Interaction Theory MIT Press, Cambridge, USA (1971)
- [17] J. Martin, Physics for Radiation Protection John Wiley and Sons, New York, USA (2000).
- [18] M. Ragheb, "Lecture Notes on Fission Reactors Design Theory," FSL-33, University of Illinois, 1982.
- [19] J. R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Engineering," Addison-Wesley Publishing Company, 1983.
- [20] M. Ragheb, NEUTRON DIFFUSION THEORY, University of Illinois, 2014.
- [21] عبدالله رستناوي، دراسة تأثير التفاعلات النيوترونية التسلسلية على عدد النوى المنشطة في NAA، مجلة جامعة البعث، المجلد 35، 2013.
- [22] Hendrik Willem BAAS, Neutron Activation Analysis of Inhomogeneous Large Samples, op maandag 11 oktober 2004 om 13:00 uur.
- [23] R. Khelifi,^{1*} P. Bode,² A. Amokrane³, Flux calculation in LSNA using an ²⁴¹Am–Be source, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Vol. 274, No.3 (2007) 639–642.
- [24] F. Tzika and I. E Stamatelatos, MONTE CARLO SIMULATIONS FOR NON-DESTRUCTIVE ELEMENTAL ANALYSIS OF

LARGE SAMPLES BY NEUTRON ACTIVATION ANALYSIS,
Institute of Nuclear Technology and Radiation Protection, NCSR
'Demokritos', Greece, 11-14 October 2007, Chania, Crete, Greece.

[25] Ronaldus Martinus Wilhelmus OVERWATER, The Physics of
Big Sample Instrumental Neutron Activation Analysis, door het
College van Dekanen aangewezen, op maandag 14 november 1994
te 16.00 uur door.

[26] عبدالله رستاوي، فاطمة الحلموشي، تغير عدد نوى النوكليد المشع لزمّن التشعيع وأثر
ذلك على نظرية التحليل بالتنشيط النيوتروني، مجلة جامعة البعث للعلوم الأساسية، المجلد
34، 2012 م.

[27] عبدالله رستاوي، محاضرات في الفيزياء النووية 2، أملية تُدرّس لطلاب السنة الرابعة
في قسم الفيزياء من عام 2003 حتى 2021، إصدار 2021 م.

[28] علي الدود، دراسة تغير تدفق الحزمة النيوترونية من أجل عينات كبيرة في التحليل
بالتنشيط النيوتروني، رسالة ماجستير في جامعة البعث، لعام 2018.

[29] A. H. Snell, L. C. Miller; Phys. Rev. 74 (1948) 1217.

[30] J. M. Robson, The Radioactive Decay of the Neutron, Phys. Rev.
83, 349, 1951

[31] Sosnovsky, A. N., Spivak, P. E., Prokoviev, Yu A., Kutikov, I. E.,
and Dobrinin, Yu P., Nucl. Phys., 10,395 (1959).

[32] Christensen, C. J., Nielsen, A., Bahnsen, A., Brown, W. K., and
Rustad, B. M., Phys. Lett., 28b, 11 (1967).

[33] Blin-Stoyle, R. J., and Tint, M., Phys. Rev., WO, 803 (1967).

[34] Particle Data Group, Phys.Rev.D 66 (2002) 01001

[35] R.U. Khafizov ,N. Severijns, O. Zimmer , H.-F. Wirth , D. Rich,
S.V. Tolokonnikov, V.A. Solovei, M.R. Kolhidashvili,
DISCOVERY OF THE NEUTRON RADIATIVE DECAY,
2010.

[36] F.Girardi, G. Guzzi, J. Pauly, Anal. Chem.36(8), 1558 (1964)

[37] Nuclear Science Division and Contemporary Physics Education
Project 2000.Neutron Activation Analysis. Lawrence Berkeley
National Laboratory, Berkeley, CA, USA.

<<http://www.lbl.gov/abc/wallchart/chapters/13/5.html>>

- [38] Radiation Center. 2003. Neutron Activation Analysis information document. Oregon State University, Corvallis, OR, USA.
<http://ne.oregonstate.edu/facilities/radiation_center/naa.html>
- [39] Rahn, K.A. 2003. Neutron-Activation Analysis and the John F. Kennedy Assassination.
<http://www.kenrahn.com/JFK/Scientific_topics/NAA/NAA_and_assassination_II/NAA_and_assassination.html>
- [40] Begg, C.; and Riley, T. J. 1990. Petrographic analysis of Marion Thick Ceramic Sherds from the Plum Island Site, Illinois. *Midcontinental J. Archaeol.* 15: 250-64.
- [41] De Sena, E.C.; Landsberger, S.; Pena, J. T. and Wisseman, S. 1995. Analysis of ancient pottery from the Palatine Hill in Rome. *J. Radioanal. Nuclear Chem.* 196: 223-4.
- [42] De Sena, E. C.; and Friedman, E. S. 1997. An Investigation of the Sources of Bronze Age Pottery from Goltepe and Kestel, Turkey by Neutron Activation. *Materials Issues in Art and Archaeology V*, pp. 239-45. P.B. Vandiver, Ed. Materials Research Society, Pittsburgh, PA, USA.
- [43] Descantes, C.; Neff, H.; Glascock, M.D.; and Dickinson, W., 2001. Chemical Characterization of Micronesian Ceramics through Instrumental Neutron Activation Analysis. *J. Archaeol. Sci.* 28: 1185-90. <home.earthlink.net/~gdescantes/jas_2001.pdf>
- [44] Esse, D.; and Hopke, P.K. 1986. Levantine Trade in the Early Bronze Age. *Proc. 24th Int. Archaeomet. Symp.*, pp. 327-39. J.S. Olin, and N. J. Blackman, Ed. Smithsonian Institution Press, Washington, DC, USA.
- [45] Wisseman, S.; and Hopke, P. 1991. Neutron Activation and Advanced Pattern Recognition Analyses of Roman and Near Eastern Pottery. I. Neutron Activation and Plasma Emission Spectrometric Analysis in Archaeology, M.J. Hughes, M.R. Cowell, and D.R. Hook, Eds. *British Museum Occasional Paper* 82: 67-90.
- [46] Gordus, A.A.; and Shimada, I. 1995. Neutron Activation Analysis of Microgram Samples from 364 Gold Objects from a Sican Burial Site in Peru. *Proc. Material Issues in Art and Archaeology IV*. 352:

- 127-34. Materials Research Society Symposium, Pittsburgh, PA, USA.
- [47] Gordus, A.A. 1995. Neutron Activation Analysis of Microgram Samples of Sasanian Coins and Metallic Art. Proc. Material Issues in Art and Archaeology IV. 352: 613-20. Materials Research Society Symposium, Pittsburgh, PA, USA.
- [48] Aung, T. 1989. Determination of Coinage Metal Composition of Ancient Burmese Coins by Thermal Neutron Activation Analysis. M.Sc. Thesis, Yangon University, Myanmar.
- [49] Valtuena, S.; and Kehayias, J. J. 2003. Fat Mass Assessment by *In Vivo* Neutron Activation Analysis and DXA.< <http://www.Nal.usda.gov/ttic/tektran/data/000011/31/0000113181.html>>
- [50] Heller, W.; Stach, J.; and Meyer-Plath, S. 2001. Fast Neutron Activation Analysis – A Method for the Non-destructive Identification of Chemical Warfare Agents.
<<http://www.arofe.army.mil/Conferences/CWD2001/Stach.ht>>
- [51] Lin, Chen-Yeh; Lu, Shih-Chang; and Men, Lee-Chung. 2003. Determination of Trace Elements in Chinese Medicines by NAA and Spectrometry. <http://www.lanl.gov/BAER-Conference/BAERCon-46p032htm>
- [52] A. Pais, Inward bound: Of Matter and Forces in the Physical World (Clarendon,Oxford,1988)
- [53] J.J. Thomson, Philosophical Magazine Series 6 7, 237 (1904)
- [54] H. Geiger, E. Marsden, Proceedings of the Royal Society of London. Series A 82, 495 (1909)
- [55] E. Rutherford, Philosophical Magazine Series 6 21, 669 (1911)
- [56] E. Rutherford, Proceedings of the Royal Society of London. Series A 97, 374 (1920)
- [57] H. Becker, W. Bothe, Zeitschrift für Physik 76, 421 (1932)
- [58] I. Joliot-Curie, F. Joliot, Comptes Rendus 194, 876 (1932)
- [59] J. Chadwick, Nature 129, 312 (1932)
- [60] J. Chadwick, Proceedings of the Royal Society of London. Series A 136, 692 (1932)

- [61] H. von Halban, P. Preiswerk, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (Paris) 203, 73 (1936)
- [62] D.P. Mitchell, P.N. Powers, Physical Review 50, 486 (1936)
- [63] F. Bloch, Physical Review 50, 259 (1936)
- [64] E.O. Wollan, C.G. Shull, Physical Review 73, 830 (1948) [14]
- [65] C.G. Shull, E.O. Wollan, Physical Review 81, 527 (1951)
- [66] Landau, L. D.; Lifshitz, E. M. (2003). Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory. Amsterdam: Butterworth-Heinemann. ISBN 0-7506-3539-8.
- [67] B.N. Brockhouse, A.T. Stewart, Physical Review 100, 756 (1955)
- [68] D.M. Engelman, P. B. Moore, Proceedings of the National Academy of Sciences 69, 1997 (1972)
- [69] R.G. Kirste, W.A. Kruse, J. Schelten, Die Makromolekulare Chemie 162, 299 (1972)
- [70] J.P. Cotton, D. Decker, H. Benoit, B. Farnoux, J. Higgins, G. Jannink, R. Ober, C. Picot, J. des Cloizeaux, Macromolecules 7, 863 (1974)
- [71] J.B. Hayter, R.R. Highfield, B.J. Pullman, R.K. Thomas, A.I. McMullen, J. Penfold, Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions 1: Physical Chemistry in Condensed Phases 77, 1437(1981)
- [72] Harl'O M. Fisher, A Nuclear Cross Section Data Handbook, Los Alamos, New Mexico, Jan 1991.
- [73] د. عبدالله رستناوي، د. جمال العرجة، استخدام مطياف أشعة غاما للنشاطات المنخفضة لتعيين تدفق منبع نيوتروني نظائري، مجلة جامعة البعث للعلوم الأساسية، المجلد 29، العدد 5، 1428هـ، 2007م.
- [74] C. G. SHULL, AND E. O. WALAA. N, Coherent Scattering Amplitudes as Determined by Neutron Diffraction, Oak Ridge, Tennessee, (Received October 6, 1950).
- [75] Grund, Sabina C.; Hanusch, Kunibert; Wolf, Hans Uwe (2005), "Arsenic and Arsenic Compounds"U, Ilmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry, Weinheim: Wiley-VCH, doi:10.1002/14356007.a03_113.pub2 (https://doi.org/10.1002/14356007.a03_113.pub2)

- [76] Dibyendu, Sarkar; Datta, Rupali (2007)." Biogeochemistry of Arsenic in Contaminated Soils of Superfund Sites ("http://cfpub.epa.gov/ncer_abstracts/index.cfm/fuseaction/display/highlight/abstract/6015). EPA. United States Environmental Protection Agency. Retrieved 25 February 2018.
- [77] Carelton, James (2007). "Final Report: Biogeochemistry of Arsenic in Contaminated Soils of Superfund Site ("http://cfpub.epa.gov/ncer_abstracts/index.cfm/fuseaction/display/highlight/abstract/6015/report/F.) EPA. United States Environmental Protection Agency. Retrieved 25 February 2018.
- [78] M. de Bruin, J. Radioanal. Nucl. Chem. 169 (1993) 5-12.
- [79] J. Margueron, J. Navarro and N. V. Giai. Nucl. Phys. A 719 (2003) 169c.
- [80] H.Das, A.Faanhof, H. Van Der Sloot, Radioanalysis in Geochemistry, Elsevier, Amsterdam, 1989.
- [81] CRC Handbook for Chemistry and Physics, 91st ed., 2010–2011, CRC Press.

الأبحاث المنشورة

1. د. عبدالله رستاوي، د. سليمان ديبو، علي الدود، دراسة تحليلية لاحتمال تشتت نيوترون على نواة من أجل تعيين طول التشتت لها، مجلة جامعة البعث، المجلد 41، سوريا، 2019.
2. Abdullah Rastanawi, Soleiman Dibo, Ali Al-Doud, AN APPLIED STUDY OF THE EFFECT OF SCATTERING OF THERMAL NEUTRON THROUGH A SAMPLE CONATION'S ARSENIC ELEMENT, Ally-Since.ru Journal, vol. 45, Russia, 2020.
3. د. عبدالله رستاوي، د. سليمان ديبو، علي الدود، معادلة تحليلية عامة لتدفق الحزمة النيوترونية العابرة لعينة ذات أبعاد كبيرة، مجلة جامعة البعث، المجلد 43، سوريا، 2021.

Abstract

This work consists of a historical introduction on the development of the theory of neutron activation analysis NAA from its early beginnings to the present day, and includes four chapters. As the first chapter studies the mutual effects of neutrons with matter. The second chapter presents the modifications made to the theory of neutron activation analysis NAA, benefiting from the study that was carried out at the master's level. The third and fourth chapters, which represent the core of our work, present an analytical study of probability neutron scattering on a nucleus in order to determine its scattering length, and a general analytical equation of the neutron beam flux transit a large size sample.

The analytical relationship that gives the neutron beam flux, which represents the probability of the beam transit the sample, flux does not take into account the probability of scattering as neglected. In this paper, we have concluded the analytical relationship to the probability of neutron scattering during transit of the sample. We set the scattering length by setting the scattering cross section. The length of scattering is used in isotopic analysis to determine which isotopes make up an element.

In this work, we derive the equation for flux beam transient neutrons directly for a large sample. We set a definition for the large sample, and we introduced a new term which is the very large sample, and we also put a definition for it. Accordingly, we developed a new theory and experimental method for determining the cross-section of the neutron capture. This method is expected to give more accurate results because it takes into account the flux of the neutron beam that comes out from all sides of the sample, in addition to the flux of the neutron beam that comes out directly from the sample, unlike the method. A method that takes into account only the flux of a beam of neutrons directly outside. We also found the analytical equation between the capture cross-section (absorption) and the scattering cross-section, and found the general equation for neutron beam flux transient through for a sample of large dimensions.

Syrian Arab Republic

Ministry of Higher Education and Scientific Research

Al-Baath University

Faculty of Science - Department of Physics



**An Analytical Study of the Effect of Neutron
Scattering on the Flux of a Transient Neutron
Beam for a Sample of Large Thickness**

**The PHD Degree the dissertation has been submitted for
in Theoretical Physics**

Presentation

Ali Ahmad Aldoud

Supervision

Dr. Abdullah Rastanawi

Dr. Soleiman Dibo

2022