الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة الوادي
كلية علوم الدقيقة
مخبر استغلال وتثمين الموارد الطاقوية الصحراوية

أطروحة دكتوراه

مقدمة لنيل شهادة الدكتوراه في الطور الثالث (LMD)
الشعبة: العلوم الفيزيائية
التخصص: فيزياء تطبيقية إشعاع وطاقة

تأثير التوزيع الالكتروني على حساب المعطيات الذرية

إعداد الطالبة: منال حريز بلقاسم
إشـراف: أ. د قدة الحبيب

نوقشت أمام لجنة المناقشة:

الاسم واللقب	الرتبة	الجامعة	الصفة
مصباح ضيف الله	أستاذ تعليم عالي	جامعة الوادي	رئيسًا
الحبيب قدة	أستاذ تعليم عالي	المدرسة العليا للفلاحة الصحراوية الوادي	مشرفًا
عبد الكريم فرواني	أستاذ تعليم عالي	المدرسة العليا للعلوم التقنية التطبيقية تلمسان	مناقشًا
عبد المالك بومالي	أستاذ تعليم عالي	جامعة تبسة	مناقشًا
سامية دلمي	أستاذ تعليم عالي	جامعة الوادي	مناقشًا
سهيلة عسكري	أستاذ محاضر أ	جامعة الوادي	مناقشًا
جلاسي هيكل	أستاذ تعليم عالي	المركز الوطني للعلوم والتكنولوجيات النووية تونس	مدعوا

السنة الجامعية: 1446-1447 هـ / 2025-2026 م

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

جامعة الوادي

كلية علوم الدقيقة

مخبر استغلال وتثمين الموارد الطاقوية الصحراوية

أطروحة دكتوراه

مقدمة لنيل شهادة الدكتوراه في الطور الثالث (LMD)

الشعبة: العلوم الفيزيائية

التخصص: فيزياء تطبيقية إشعاع وطاقة

تأثير التوزيع الالكتروني على حساب المعطيات الذرية

إعداد الطالبة: منال حريز بلقاسم

إشـراف: أ. د قدة الحبيب

نوقشت أمام لجنة المناقشة:

الاسم واللقب	الرتبة	الجامعة	الصفة
مصباح ضيف الله	أستاذ تعليم عالي	جامعة الوادي	رئيسًا
الحبيب قدة	أستاذ تعليم عالي	المدرسة العليا للفلاحة الصحراوية الوادي	مشرفًا
عبد الكريم فرواني	أستاذ تعليم عالي	المدرسة العليا للعلوم التقنية التطبيقية تلمسان	مناقشًا
عبد المالك بومالي	أستاذ تعليم عالي	جامعة تبسة	مناقشًا
سامية دلمي	أستاذ تعليم عالي	جامعة الوادي	مناقشًا
سهيلة عسكري	أستاذ محاضر أ	جامعة الوادي	مناقشًا
جلاسي هيكل	أستاذ تعليم عالي	المركز الوطني للعلوم والتكنولوجيات النووية تونس	مدعوا

السنة الجامعية: 1446-1447 هـ / 2025-2026 م

الإهـــــــداء

أهدي ثمرة هذا العمل إلى

الوالدين الكريمين أطال الله في عمرهما وأشكرهما على الدعم والتشجيع.
أخواتي

زوجي ووالدته الكريمة أطال الله في عمرها

أطفالي وكل عائلتي

الأحبة والأصدقاء

إلى كل طالب علم مجتهد

منال حريز بلقاسم

شكر

الحمد لله الذي أنار لنا درب العلم وأعاننا على إنجاز هذا البحث.

إيمانًا منا بقول النبي صلى الله عليه وسلم " من لا يشكر الناس لا يشكر الله"

نتوجه بجزيل الشكر والامتنان للأستاذ المشرف على توجيهاته

ونصائحه القيمة التي كانت عونًا لنا في إنجاز هذا البحث الأستاذ الدكتور المحترم

"الحبيب القدة"

والشكر الموصول للجنة المناقشة على قبولهم مناقشة هذه المذكرة بداية برئيس اللجنة.

"ضيف الله مصباح "والأستاذ "زلاسي هيكل "مدعوا وكذلك المناقشين الأساتذة

الكرام الأستاذ "فرواني كريم" الأستاذ "بومالي عبد المالك" والأستاذة "دلمي سامية

"والأستاذة "عسكري سهيلة"

كما نتقدم بالشكر والعرفان إلى كل من مد يد العون والمساعدة واخص بالذكر الأستاذ

"بسر زبير" والأستاذ نغموش نصر صالح" والأستاذ "الأبيض شعيب" والدكتورة "كلثوم

فرحات"

منال حريز بلقاسم

الملخص:

يهدف هذا العمل إلى حساب المقاطع الفعالة ومعدل التأين الناتج عن التصادم الإلكتروني داخل البلازما الساخنة للأيونات الشبيه بالهيليوم (C^{+4}،O^{+6}،N^{+5}) وذلك باستخدام البرنامج الذري المرن. تم حساب المقاطع الفعالة للتأين انطلاقا من الحالة الأساسية ($1s^1$)، الحالة الفردية ($2S^1$) و الحالة الثلاثية ($2S^3$). أظهرت النتائج توافقا جيدا مع الحسابات المعتمدة على تقريب كولوم – بورن (CB) والبيانات التجريبية المتاحة، مما يؤكد دقة البرنامج الحسابي المستخدم. اعتمدت حسابات معدلات التأين على المقاطع الفعالة المحسوبة، مع إدخال تأثير دوال توزيع طاقة الإلكترونات عن طريق دوال التوزيع غير الماكسويلي لأيون الكربون الشبيه بالهيليوم (C^{+4}) داخل البلازما. وقد بينت النتائج أن دوال توزيع طاقة الإلكترون ونسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} تؤثر في حساب معدل التأين.

الكلمات المفتاحية: المقاطع الفعالة، التأين بالتصادم الإلكتروني، معدل التأين، برنامج FAC. .

***Résumé*:**

Cette étude vise à calculer les sections efficaces et les taux d'ionisation résultant de la ionisation par impact électronique avec les ions héliumoïdes (N^{+5}, O^{+6}, C^{+4}) dans un plasma chaud, en utilisant le code atomique Flexible (FAC). Les sections efficaces d'ionisation ont été calculées à partir de l'état fondamental ($1S^2$), de l'état singulet ($2S^1$) et de l'état triplet ($2S^3$). Les résultats obtenus montrent un bon accord avec les calculs basés sur l'approximation de Coulomb-Born (CB) et les données expérimentales disponibles, confirmant ainsi la précision du code numérique utilisé. Les calculs des taux d'ionisation ont été basés sur les sections efficaces déterminées, en prenant en compte l'effet de la distribution de l'énergie des électrons via des fonctions de distribution non maxwelliennes pour l'ion carbone de héliumoïdes (C^{+4}) dans le plasma. Les résultats ont démontré que la fonction de distribution de l'énergie des électrons et la fraction d'électrons chauds (f_{hot}) influencent significativement le calcul du taux d'ionisation.

Mots clés : section efficace, ionisation par impact électronique, Taux d'ionisation, code FAC

Abstract:

This study aims to calculate the ionization cross section and ionization rate resulting from electron impact ionization within a hot plasma composed helium like ion (N^{+5}،O^{+6}،C^{+4}) using the flexible atomic code (FAC). The ionization cross section were computed form transition orginating from the ground state ($1S^1$) the singlet state ($2S^1$) and the triplet state ($2S^1$). The obtinated results show good aligned well with previous results based on the coulomb – Born (CB) approximation as will as avaiblable exprimental datasets, which reflects the reliability and accuracy of the computational method applied in this research. Moreover, the ionization rate calculations were derived from these cross sections, while taking into account the effect of electron energy distribution functions within the plasma. To achieve this, non–Maxwellian distributions were applied for helium–like carbon (C+4). The results revealed that the electron energy distribution and the fraction of hot electrons (fhot) have a direct and significant impact on determining the ionization rate.

Key words: cross section, electron impact ionization,rate ionization, code FAC

الفهارس

فهرس المحتويات

المحتوى	الصفحة
إهداء	
شكر	
الملخص	
الفهرس	
فهرس المحتويات	VI-I
فهرس الجداول	
فهرس الأشكال	
قائمة الملاحق	
قائمة الاختصارات والرموز	
المقـــــدمة	أ-ج
الفصل الأول: مفاهيم أساسية حول المطيافية والبني الذرية	
I.1. المقدمة	2
I.2. الأطياف الذرية	2
I.3. مستويات الطاقة	4
I.3.1 مستويات الطاقة الرئيسية	4
I.3.2.مستويات الطاقة الثانوية	5
I.3.3.الانتقالات الذرية	6
I.4.الرمز الطيفي	7
I.5. شدة الخطوط الطيفية	8
I.6. العمليات الأساسية في البلازما	9
I.6.1. الانتقالات الإشعاعية	9
I.6.2.الامتصاص الإشعاعي	9
I.6.3. الانبعاث التلقائي	10
I.6.4. الانبعاث المستحث	11
I.7. التصادم	13
I.7.1. عملية التأين	13
I.7.2. إعادة تركيب	14
I.7.2.1. التركيب الإشعاعي	14
I.7.2.2. إعادة تشكيل ثنائي الإلكترون	15
I.7.2.3. إعادة تشكيل ثلاثة أجسام	16
I.7.3. الإثارة	16
I.8. عرض الخطوط الطيفية	17
I.8.1. التعريض الطبيعي للخطوط	18
I.8.2.تعريض دوبلر	19
I.8.3. التعريض بالتصادم الإلكتروني	20
I.8.4. تعريض ستارك	21
I.9. القوانين الإحصائية للتوازن في البلازما	22
I.9.1. توزيع ماكسويل- بولتزمان	22
I.9.2. درجة التأين ومعادلة ساها (Saha)	24
I.10. نماذج التوازن في البلازما	25
I.10.1. نموذج التوازن الحراري الإجمالي (ETC)	25
I.10.2. نموذج التوازن الحراري المحلي (ETL)	26

I.3.10. نموذج التاجي (CM)	26
I. 4.10.نموذج التصادم الإشعاعي (CR)	27
خلاصة	28
مراجع الفصل الأول	29
الفصل الثاني: التأين بواسطة التصادم الالكتروني	
II.1. مقدمة	33
II.2. المقطع الفعال للتصادم	33
II.3 آلية التأين بالتصادم الإلكتروني	35
II.1.3. التأين المباشر	37
II.2.3. التأين غير المباشر	37
II.4. طرق حساب للمقاطع الفعاله	38
II.1.4. الطريقة الكلاسيكية	38
II.2.4. الطريقة شبه الكلاسيكية	40
II.3.4. تقريب Coulomb–Born	41
II.4.4. تقريب نموذج تصادم الثنائي Binary Encounter Beth	42
II.5.4. الصيغة شبه التجريبية	43
II.6.4. طريقة الأمواج المشوهة DW	46
II.5. برنامج FAC	47
II.1.5 برنامج FAC	47
II.2.5 تطبيق برنامج FAC على بعض الأيونات	33
خلاصة	62
مراجع الفصل الثاني	63
الفصل الثالث: حساب المقاطع الفعالة ومعدلات التأين لبعض الذرات الشبيه بالهيليوم (C,N,O)	
III.1. مقدمة	68
III.2. نتائج ومناقشة	68
III.3. حساب المقاطع الفعالة لذرات (C,N,O) الشبيه بالهليوم في الحالة الأساسية	69
III. 4. دوال توزيع طاقة الإلكترون	75
1. دالة توزيع الماكسويلي	76
2. دالة التوزيع غير الماكسويلي	76
3. دالة توزيع غوس	77
4. توزيع قانون القوة	77
III. 4. تأثير دوال توزيع الطاقة ونسبة الالكترونات الساخنة: نتائج ومناقشة	78
معدل التأين بالتصادم الإلكتروني	78
حساب معدل التأين لأيون الكربون الشبيه بالهيليوم	79
خلاصة	84
مراجع الفصل الثالث	86
خاتمة	88
ملاحق	90

فهرس الجداول

الجدول رقم	عنوان جدول	الصفحة
الجدول I.1	يوضح ازدياد الطاقة	**04**
جدول I.2	يمثل الرموز الطيفية للطبقات الأساسية والطبقات الفرعية	**07**
الجدول I.3	أنواع التأين	**28**
الجدول II.1	نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Li^{+1} في الحالة المثارة $1S^2$	**51**
الجدول II.2	نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين B^{+3} في الحالة المثارة $1S^2$	**52**
الجدول II.3	نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين F^{+7} في الحالة المثارة $1S^2$	**52**
الجدول II.4	نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Li^{+1} في الحالة المثارة $2S^1$	**55**
الجدول II.5	نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين B^{+3} في الحالة المثارة $2S^1$	**55**
الجدول II.6	نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين F^{+7} في الحالة المثارة $2S^1$	**56**
الجدول II.7	نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Li^{+1} في الحالة المثارة $2S^3$.	**58**
الجدول II.8	نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين B^{+3} في الحالة المثارة $2S^3$.	**59**
الجدول II.9	نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين F^{+7} في الحالة المثارة $2S^3$.	**60**
الجدول III.1	نتائج المقاطع الفعالة بواسطة التصادم الالكتروني والارتياب النسبي لذرة الكربون الشبيه بالهيليوم (C^{+4}) في الحالة الأساسية $1S^1$.	**71**
الجدول III.2	نتائج المقاطع الفعالة بواسطة التصادم الالكتروني والارتياب النسبي لأيون الأزوت الشبيه بالهيليوم (N^{+5}) في الحالة الأساسية $1S^1$.	**72**
الجدول III.3	نتائج المقاطع الفعالة عن طريق تأثير الالكتروني لأيون الأوكسجين الشبيه بالهيليوم (O^{+6}) في الحالة الأساسية $1S^1$.	**72**
الجدول III.4	نتائج المقاطع الفعالة بواسطة الصدم الالكتروني والارتياب النسبي للأيونات الكربون الشبيه بالهيليوم (C^{+4}, N^{+5}, O^{+6})في الحالة الفردية $2S^1$..	**73**
الجدول III.5	نتائج المقاطع الفعالة بواسطة الصدم الالكتروني والارتياب النسبي للأيونات الكربون الشبيه بالهيليوم (C^{+4}, N^{+5}, O^{+6}) في الحالة الثلاثية $2S^3$.	**74**
الجدول III.6	القيم المحسوبة للارتياب النسبي لمعامل معدل التأين الناتجة عن توزيع غير الماكسويلي ضمن نطاق درجات الحرارة الممتدة بين eV [50-4000].	**81**

.

فهرس الأشكال

الشكل	عنوان الشكل	الصفحة
الشكل I.1	مستويات الطاقة داخل الذرة	**04**
الشكل I.2	مستويات الطاقة الرئيسية	**05**
الشكل I.3	شكل المدارات الثانوية s, p, d, f	**06**
الشكل I.4	الانتقالات الذرية بين مستويات الطاقة	**07**
الشكل I.5	مخطط عملية الامتصاص	**09**
الشكل I.6	مخطط عملية الانبعاث	**10**
الشكل I.7	مخطط لعملية الانبعاث المحرض	**11**
الشكل I.8	شكل خط الطيف	**18**
الشكل II.1	رسم تخطيطي مبسط لتوضيح مفهوم المقطع الفعال	**34**
الشكل II.2	عملية التأين بالصدم الالكتروني	**37**
الشكل II.3	تغيرات المقطع الفعال لتأين Li^{+1} بدلالة الطاقة في الحالة الأساسية	**53**
الشكل II.4	تغيرات المقطع الفعال لتأين B^{+3} بدلالة الطاقة في الحالة الأساسية	**53**
الشكل II.5	تغيرات المقطع الفعال لتأين F^{+7} بدلالة الطاقة في الحالة الأساسية	**54**
الشكل II.6	تغيرات المقطع الفعال لتأين Li^{+1} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الفردية $2S^1$	**56**
الشكل II.7	تغيرات المقطع الفعال لتأين B^{+3} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الفردية $2S^1$	**57**
الشكل II.8	تغيرات المقطع الفعال لتأين F^{+7} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الفردية $2S^1$	**57**
الشكل II.9	تغيرات المقطع الفعال لتأين Li^{+1} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الثلاثية $2S^3$	**60**
الشكل II.10	تغيرات المقطع الفعال لتأين B^{+3} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الثلاثية $2S^3$	**61**
الشكل II.11	تغيرات المقطع الفعال لتأين F^{+7} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الثلاثية $2S^3$	**61**
الشكل III.1	المقاطع الفعالة لعملية التأين عن طريق الصدم الإلكتروني للأيونات الشبيه بالهيليوم (C^{+4}, N^{+5}, O^{+6}) في الحالة الأساسية $1S^1$.	**70**
الشكل III.2	المقاطع الفعالة لعملية التأين عن طريق التصادم الإلكتروني للأيونات الشبيه بالهيليوم (C^{+4}, N^{+5}, O^{+6}) في الحالة الفردية $2S^1$.	**74**
الشكل III.3	المقاطع الفعالة لعملية التأين عن طريق الصدم الإلكتروني للأيونات الشبيه بالهيليوم (C^{+4},N^{+5},O^{+6}) في الحالة الثلاثية $2S^3$.	**75**
الشكل III.4	معدلات التأين لـ C^{+4} المتحصل عليه بواسطة دالة التوزيع غير الماكسويلي لمختلف القيم لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} = 0.6،0.4، 0.9،0.8، 1 ومقارنتها بنتائج kato	**80**
الشكل III.5	معدلات التأين لـ C^{+4} باستخدام دالة توزيع غاوسي لطاقة الإلكترونات وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم مختلفة f_{hot}.	**82**
الشكل III.6	معدلات التأين بالتصادم لـ C^{+4} باستخدام دالة توزيع قانون القوة والقيم المختلفة لثابت الانحلال γ $\left(\gamma = 4(c)، \gamma = 3(b)، \gamma = 2(a)\right)$ وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم المختلفة f_{hot}	**83**

قائمة الرموز

الرموز اللاتينية :

الرمز	التسمية	الرمز	التسمية
a_0	نصف قطر بور	hv_{ij}	كثافة الطاقة الطيفية للإشعاع التي وضعها بلانك
A_{i}	معامل أينشتاين للانبعاث التلقائي	N_e	كثافة الإلكترونات
B_{ij}	معامل أينشتاين للامتصاص	N_i	كثافة الأيونات
$\mathrm{B_{ji}}$	معامل أينشتاين للانبعاث المحرض	N_j	كثافة الإسكان في الحالة j
c	سرعة الضوء في الفراغ	N_i	كثافة الإسكان في الحالة i
C_e	معدل الإثارة	N	عدد إلكترونات
C_d	معدل التصادم	$n(\upsilon)$	عدد الفوتونات
e	الكترون	N_{sc}	عدد الطبقات الفرعية
D_{ij}	معدل إعادة تركيب ثنائي الإلكترون	P	احتمال انتقال الإشعاعي
ΔE	الفرق الطاقوي الموافق للانتقال	R	ثابت ريدبيرغ
E_j	طاقة المستوى الذري j	R_{ij}	معدل إعادة التشكيل الإشعاعي
E_i	طاقة المستوى الذري i	J	العزم الزاوي الكلي للإلكتروني
E_{ion}	طاقة التأين للأيون	s	اللف الكلي
F_M	دالة توزيع ماكسويلي	T	درجة الحرارة
F_{MN}	دالة توزيع غير ماكسويلي	T_{ij}	معدل إعادة التشكيل لثلاث أجسام
$f(E)$	دالة توزيع الطاقة	T_e	درجة حرارة الإلكترونات
f_{hot}	نسبة الإلكترونات الساخنة	T_{hot}	درجة حرارة الإلكترونات الساخنة
h	ثابت بلانك	$\mathrm{T_{bulk}}$	درجة حرارة الإلكترونات الباردة
$f(\mathrm{v})$	دالة توزيع السرع	W	مصفوفة الانتقال التصادمي الإشعاعي
I_{ij}	معدل التأين بالتصادم	X_Z	طاقة التأين للأيون
I	شدة الخط الطيفي	Z	العدد الذري
g_{ij}	الوزن الإحصائي	t_c	زمن الاصطدام
k_β	ثابت بولتزمان	v_X	سرعة الذرة في اتجاه المراقب
L	العزم الزاوي المداري الكلي	v	السرعة النسبية للجسيمات المتصادمة
M	العدد الكمي المغناطيسي	m_e	كتلة الإلكترون
الرموز اليونانية			
ε_0	طاقة الإلكترون	τ_i	مدة الحياة في المستوي
ε_j	طاقة الربط للإلكترون في الطبقة الفرعيةj	ν	تردد الإشعاع
ξ χZ	عدد الإلكترونات التكافؤ تحت طبقة الفرعية التي لها طاقة	λ	الطول الموجي
ξ_j	عدد الإلكترونات المكافئة في الطبقة الفرعية j	ν_{ab}	تردد طيف الانبعاث أو الامتصاص
χ_Z	طاقة التأين للأيون	ν_{coll}	معدل التصادم
δ_E	الفرق الطاقوي	$\Delta\nu$	تعريض الخط
Γ	معدل التأين التلقائي	ρ_ν	كثافة الطاقة الطيفية للإشعاع

σ	المقطع الفعال	w	عرض خط الطيف
τ	معدل التأين بالتصادم الإلكتروني	γ	ثابت انحلال
المؤشرات			
$bulk$	أجسام الباردة	hot	أجسام الساخنة
j	مستوى مثار	M	توزيع ماكسويلي
i	مستوى أساسي	NM	توزيع غير ماكسويلي
ion	التأين	P	توزيع قانون القوة
G	توزيع غاوسي		

الاختصارات	
"Modèle d'équilibre thermodynamique complet" ETC	نموذج التوازن الحراري الكامل
"Dipôle de rencontre binaire" BED	ثنائي القطب
"Coulomb Born exchange" CBE	تبادل بورن كولومب
"Modèle coronal" CM	نموذج التاجي
"Modèle collisionnel radiatif" CR	نموذج التصادم الإشعاعي
"Ondes déformées" DW	موجة مشوهة
"Modèle d'équilibre thermodynamique local" ETL	نموذج التوازن الحراري المحلي
"Approximation des ondes déformées Born" DWBA	بورن للموجة المشوهة
"Code Atomique flexible" FAC	برنامج الذري المرن

المقدمة

المقدمة العامة

تطورت فيزياء البلازما تطورا ملحوظا في العقود الأخيرة, خلال دمج جميع التطورات في الفيزياء الحديثة والتي تشمل جميع مجالات الفيزياء (الديناميكا المغناطيسية، نظرية الاصطدام، الفيزياء الذرية والجزيئية، الفيزياء النووية، النظرية الحركية، الديناميكا الحرارية، انتشار الموجات، الإشعاع، التحليل الطيفي ...)، ويعكس هذا التداخل طبيعة المعقدة للبلازما باعتبارها وسطا فيزيائيا يتكون من جسيمات متأينة والكترونات حرة تتفاعل فيما بينها عبر قوى كهرومغناطيسية معقدة، مما يجعل وصفها الفيزيائي الدقيق مسألة تتطلب اعتماد نماذج نظرية متقدمة ومعطيات ذرية موثقة

إن دراسة البلازما تكتسي أهمية علمية وتطبيقية كبيرة خاصة في مجالات إنتاج الطاقة عن طريق الاندماج النووي، الفيزياء الفلكية، والتطبيقات الصناعية المختلفة. ولهذا الغرض. شهدت الدراسات النظرية والحسابات العددية في هذا المجال تطورا واسعا، مدفوعة بالحاجة إلى فهم أفضل للعمليات الإشعاعية والتصادمية التي تتحكم في حالة تأين البلازما وتوازنها الأيوني. [1].

تكمن أهمية دور البلازما في كون خصائصها الماكروسكوبية، مثل الكثافة، درجة الحرارة والانبعاث الطيفي، ترتبط ارتباطا مباشرا بالعمليات المجهرية التي تحدث داخلها، الأمر الذي يجعل الفيزياء الذرية عنصرا أساسيا في نمذجة البلازما وتحليل سلوكها.

وبناءا على ذلك، تلعب المعطيات الذرية دورا محوريا في وصف البلازما إذ تعتمد النماذج النظرية على قيم دقيقة لمعاملات التأين، الإثارة، وإعادة تشكيل. غير أن هذه المعطيات لا يمكن اعتبارها ثوابت عامة، بل هي نتائج مباشرة لعمليات تصادمية تحدث بين الإلكترونات والجسيمات الذرية. ومن هنا، فإن أي وصف حقيقي للبلازما يستلزم دراسة مفصلة لآليات التصادم الإلكتروني، وفهم كيفية انتقال الطاقة خلال هذه التصادمات.

تعد عمليات التصادم الإلكتروني الآلية الأساسية التي يتم من خلالها تبادل الطاقات بين الإلكترونات و الذرات أو الأيونات في البلازما. نظرا لكون الإلكترونات أخف الجسيمات وأكثرها حركة. فهذه التصادمات مسؤولة عن إثارة المستويات الذرية، التأين بالتصادم الإلكتروني، وكذلك عملية إعادة التشكيل ويعد التأين بالتصادم الإلكتروني عملية ذرية أساسية، إذ يتحكم بشكل مباشر في التركيب الشحني للبلازما ويؤثر على خصائصها الإشعاعية والديناميكية وبالتالي فإن دراسة هذه العملية تمثل خطوة ضرورية لفهم التوازن الأيوني وتطور البلازما في شروط فيزيائية مختلفة [2].

بفضل تطور تقنيات التحليل الطيفي، أصبح من الممكن الحصول على تقديرات دقيقة لكل من الكثافة الإلكترونية ودرجة الحرارة، إضافة إلى تتبع عمليات نقل الطاقة داخل البلازما. وقد أدى ذلك إلى إدخال مفهوم المقطع الفعال ككميات أساسية في وصف العمليات التصادمية وتمثل هذه المعطيات الذرية ركيزة أساسية في النماذج التصادمية الإشعاعية المستعملة لدراسة البلازما.

في هذا الإطار، ركز العديد من الباحثين على تطوير نماذج نظرية وأساليب تقريبية وشبه تجريبية للمقاطع الفعالة ومعدلات التأين بالتصادم الإلكتروني. ومن بين المساهمات الأساسية في هذا المجال نذكر دراسات "Burgess، Seaton ،Moores ،Lotz" [3] إضافة للأعمال اللاحقة للباحث "Burgess" وآخرون والتي أسست في وضع قواعد لحساب المعطيات الذرية الضرورية لنمذجة البلازما. غيرأن الحساب المباشر لهذه المعطيات يظل صعبا، خاصة بالنسبة للذرات متعددة الإلكترونات، نظرا لتعقيد بنيتها الذرية وكثرة الحالات الكمومية المتداخلة.

ولتجاوز هذه الصعوبات، تم تطوير العديد من البرمجيات الذرية المتخصصة التي تسمح بحساب مختلف المعطيات الذرية بكفاءة وبدقة مقبولة ومن بين هذه البرمجيات يحظى برنامج FAC باهتمام واسع نظرا لمرونته وسهولة استعماله وقدرته على معالجة أنظمة ذرية معقدة، مما جعله أداة مهمة في دراسات التصادم الإلكتروني والبلازما.

من جهة أخرى، حظيت الإلكترونات الساخنة باهتمام خاص في فيزياء البلازما، نظرًا لتأثيرها الكبير على أطياف الانبعاث والخواص الديناميكية للبلازما. فقد أظهرت العديد من الدراسات، سواء في بلازما المختبر (مثل بلازما التوكاماك والبلازما المنتَجة بالليزر) أو في الأوساط الفلكية (كالانفجارات الشمسية)، أن توزيع طاقة الإلكترونات غالبًا ما يكون غير ماكسويلي. ويؤدي هذا الانحراف عن التوزيع الماكسويلي [4،5] إلى تغيرات معتبرة في قيم المقاطع الفعالة ومعدلات التأين، خاصة بالقرب من عتبة التأين.

على هذا الأساس، يبرز الدور الحاسم لتوزيع طاقة الإلكترونات في حساب المعطيات الذرية المرتبطة بعمليات التأين بالتصادم الإلكتروني. ومن ثم، فإن الهدف الأساسي من هذا العمل يتمثل في دراسة تأثير دوال توزيع طاقة الإلكترونات على حساب معدلات التأين، من خلال تحليل عملية التأين بالتصادم الإلكتروني وتطبيقها على بعض الذرات الشبيهة بذرة الهيليوم.

هدفنا من هذه الدراسة هو مدى تأثير توزيع طاقات على المعطيات الذرية وذلك من خلال دراسة معدل التأين الذرات الشبيه بالهيليوم حيث كان تطبيق على ذرة الكربون الشبيه بالهيليوم، وكان ذلك متضمن ثلاثة فصول:

- ❖ الفصل الأول: يتضمن دراسة على المفاهيم الأساسية حول المطيافية والبنى الذرية وذلك بتقديم معلومات عامة عن مطيافية البلازما بالإضافة إلى التعرف على مختلف الآليات الإشعاعية التصادمية التي تحدث في البلازما ودراسة مختلف قوانين ونماذج التوازن للبلازما التي تسمح بتشخيص ونمذجة البلازما.
- ❖ الفصل الثاني: يدرس آلية التأين بالتصادم الإلكتروني، والتعرف على مختلف طرق حساب المقاطع الفعالة لتأين وتعريف برنامج FAC الذي يمكن من إيجاد مختلف المعطيات الذرية. وتطبيقه على بعض الذرات والأيونات الشبيه بالهيليوم من أجل حساب المقاطع الفعالة لتأين بالتأثير الإلكتروني
- ❖ الفصل الثالث: والذي سوف يتم فيه تطبيق برنامج FAC حول حساب المقاطع الفعالة على بعض الذرات الشبيه بالهيليوم في الحالة الأساسية والفردية غير مستقره والثلاثية غير مستقره. وكذلك التعرف على أثر توزيع الطاقة على معدل التأين بالتصادم الالكتروني. وذلك من خلال حساب معدل التأين بدلالة التوزيعات طاقة الإلكترون وفي الأخير مقارنة النتائج المتحصل عليها.

المراجـــع:

1. Boercker, D. B., F. J. Rogers, and H. E. DeWitt. "Electron collision frequency in plasmas." *Physical Review A* 25.3 (1982): 1623.
2. Christophorou, Loucas G., and James K. Olthoff. "Electron collision data for plasma-processing gases." *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* 44 (2001): 59-98.
3. Boenig, Herman. *Plasma science and technology*. Cornell University Press, 2019.
4. Malmberg, J. H., and C. F. Driscoll. "Long-time containment of a pure electron plasma." *Physical Review Letters* 44.10 (1980): 654.
5. Pinheiro, M. J., and J. Loureiro. "Effective ionization coefficients and electron drift velocities in gas mixtures of SF6 with He, Xe, CO2 and N2 from Boltzmann analysis." *Journal of Physics D: Applied Physics* 35.23 (2002): 3077.

الفصل الأول

مفاهيم أساسية حول المطيافية والبنى الذرية

I مفاهيم أساسية حول المطيافية والبنى الذرية

1.I. المقدمة:

تُعَدّ دراسة المطيافية والبنى الذرية من الركائز الأساسية لفهم سلوك المادة، إذ ترتبط ارتباطاً مباشراً بخصائص الذرات والأيونات وتفاعلاتها مع الإشعاع الكهرومغناطيسي. فالطيف الذري يمثل "البصمة" المميزة لكل عنصر. ويُعتمد عليه بشكل واسع في تشخيص المادة وتحديد خصائصها الفيزيائية والكيميائية.

تقوم المطيافية على مبدأ أساسي يتمثل في أن الذرة أو الأيون يمكن أن يمتص أو يصدر فوتونات عندما تنتقل إلكتروناته بين مستويات طاقة مختلفة، بحيث تُعَدّ مواقع هذه المستويات وخصائص الانتقالات بينها انعكاساً للبنية الإلكترونية الدقيقة للذرة. ومن هنا، فإن دراسة الأطياف الذرية لا تتيح فقط التعرف على العناصر بل تكشف أيضاً عن الظروف الفيزيائية المحيطة بها مثل درجة الحرارة والكثافة وتركيب الوسط.

أما البنية الذرية، فهي الإطار النظري الذي يفسر تنظيم الإلكترونات في المدارات وفق أعداد كمية محددة هذا التنظيم يحدد بدوره احتمالية الانتقالات الإشعاعية والتصادمية التي تعد الأساس في تكوين الأطياف الذرية. كما أن فهم هذه البنى يمهّد لدراسة آليات أكثر تعقيداً في البلازما، مثل عمليات التأين، الإثارة وإعادة التركيب **[1]**.

يُعَدّ الربط بين المطيافية والبنى الذرية أساسياً في فيزياء البلازما، إذ تتيح دراسة الأطياف والمعدلات الانتقالية بناء نماذج دقيقة لفهم طبيعتها والتنبؤ بسلوكها في مختلف التطبيقات، سواء في الفيزياء الفلكية، أو في أبحاث الاندماج النووي، أو في الصناعات عالية التقنية.

2.I. الأطياف الذرية:

أظهرت الدراسة المشتركة التي قام بها الباحثان "Gustav Kircho"**[2]** و "Robert Bensen"**[2]** عام **1859** أن الذرات عبارة عن مواد تمتص أو تبعث الضوء وذلك عند أطوال موجية محددة (λi) التي تميز كل عنصر، حيث أن كل عملية امتصاص او انبعاث للضوء تعطي طيف للذرة. وهذا الطيف هو بصمة للذرة لأن كل الذرات يمكن التعرف عليها من خلال الطيف الخاص بها **[2]**. ويتكون خط الطيف من مجموعة من الخطوط المنفصلة التي تنشأ من الانتقالات بين الحالات المنفصلة داخل الذرة.

وركز العلماء على دراسة طيف ذرة الهيدروجين وتوالت الاكتشافات في هذا المجال حيث رصد العالم Balmer **[3]** في عام 1885 الطيف المرئي لذرة الهيدروجين وهي الانتقالات التي يحدثها الإلكترون إلى المستوى n=2 **[3]**. الذي أظهر أن الترددات مرتبة تمامًا في سلسلة كما في الجزء المرئي للطيف الذري للهيدروجين. وتعطى قيمة التردد للخطوط الطيفية بشكل عام بالصيغة التجريبية التالية:

$$\upsilon_{ab} = R\left(\frac{1}{n_a^2} - \frac{1}{n_b^2}\right);\ n_a = 1,2,3 \ldots . n_b = 1,2,3 \ldots \qquad (\mathbf{1\text{–}I})$$

حيث أن:

- υ_{ab}: تردد (تواتر) لطيف الانبعاث أو الامتصاص.
- n_b،n_a: أعداد صحيحة و موجبة (أعداد كمية رئيسية) حيث ($n_b > n_a$).
- R: ثابت ريدبيرغ.

وهناك مجموعة أخرى من طيف ذرة الهيدروجين اكتشفها العالم Lyman وهي في مدى الأشعة فوق البنفسجية واكتشف العالمان Paschen و Bracket مجموعتين أخرتين في مدى الأشعة تحت الحمراء من الطيف الكهرومغناطيسي **[4]**.

وضعت العديد من المعادلات التي تحسب هذه المجموعات من الأطوال الموجية وفي عام 1890 توصل العالم Rydberg **[4]** إلى معادلة واحدة لحساب كل الأطوال الموجية لكل الانتقالات المتوقعة من الذرة.

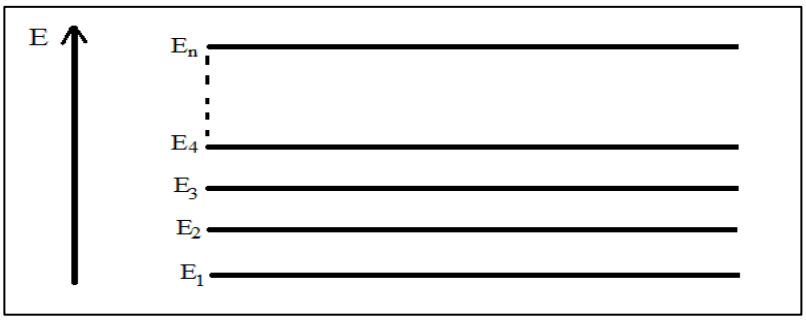
تتحدد سلاسل طيف ذرة الهيدروجين بالعدد الكمي النهائي (n_f)، إذ يجب أن يكون العدد الكمي الابتدائي (n_i) أكبر من العدد الكمي النهائي، حتى ينتج عن الانتقال بين مستويي الطاقة طاقة فائضة تُبعث على شكل فوتون**[4]**:

1. إن انتقالات الإلكترون من مستويات الطاقة العالية إلى مستوى الطاقة الأول (n=1) تنتج سلسلة لايمان الواقعة في المنطقة فوق البنفسجية (UV) من الطيف الكهرومغناطيسي.
2. إن انتقالات الإلكترون من المستويات المتهيجة العليا إلى المستوى الثاني (n=2) تنتج سلسلة بالمر الواقعة في المنطقة المرئية (Visible Range) وتمتد حتى المنطقة فوق البنفسجية من الطيف الكهرومغناطيسي.
3. إن انتقالات الإلكترون من المستويات العليا إلى المدار الثالث (n=3) تنتج سلسلة باشن الواقعة في المنطقة تحت الحمراء من الطيف الكهرومغناطيسي.

I.3. مستويات الطاقة:

تمتلك جميع الذرات سلسلة من المستويات المنفصلة تدعى بالمستويات الطاقوية، حيث يُبنى مفهوم مستوى الطاقة على التشابه بين طاقة الحالات المستقرة للذرة والطاقة الكامنة لجسم عند ارتفاعات مختلفة، أي يمكن أن تتواجد في المستوى الأساسي (القاعدي) أو في مستويات أخرى مستقرة أو حالات مثارة، وتتميز هذه الأخيرة بدورة حياة قصير جدا من رتبة 10^{-8} ثانية لعودتها للمستوى الأساسي وذلك بإرسال كمية من الطاقة على شكل فوتونات ($h\upsilon$).

ويبين الشكل (I-1) مخطط لمستويات الطاقة حيث نرمز لها بخطوط أفقية تبعد عن بعضها البعض بقيم تتناسب طرديًا مع فروق قيم الطاقة: E_1 ، E_2، E_3، ..... والموافقة للحالات المستقرة. إن الانتقالات بين الحالات المستقرة تمثل على مخطط الطاقة بخطوط تصل بين الخطوط الأفقية **[7،6،5]**



الشكل (I– 1): يوضح مستويات الطاقة داخل الذرة[8].

اعتمد العلماء على منظومة متكاملة من الأعداد الكمّية، يأتي في مقدّمتها العدد الكمّي الرئيسي الذي يُمثّل الأساس في توصيف مستويات الطاقة الرئيسة للإلكترون داخل الذرّة، وإلى جانبه برزت الأعداد الكمّية الثانوية التي تُمكّن من توصيف أكثر دقة للمدار، وبتكامل هذه الأعداد، يصبح بالإمكان فهم البنية الميكروسكوبية للذرّة من حيث الاستقرار الإلكتروني وتفسير الظواهر الطيفية الدقيقة، بما يربط بين الإطار النظري لميكانيكا الكم والتطبيقات التجريبية في دراسة مستويات الطاقة **[9، 10]**.

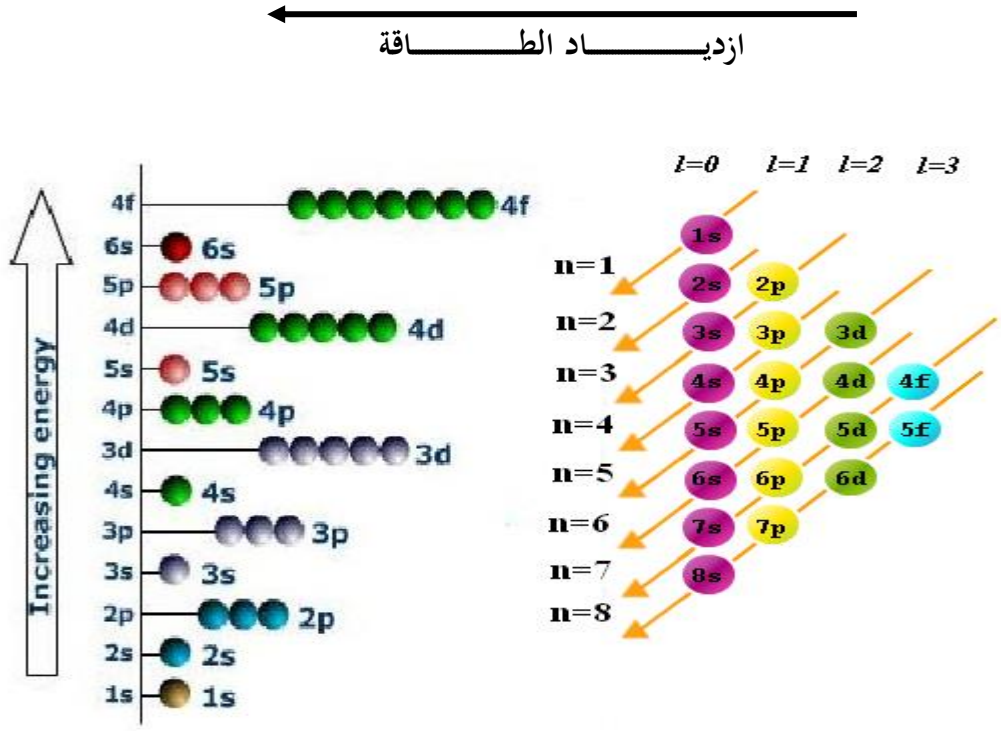
I.3.1. مستويات الطاقة الرئيسية

يعتمد وصف مستويات الطاقة الرئيسية داخل الذرّة على ما يُعرف بـ **العدد الكمّي الرئيسي** (n)، والذي يُعبّر عن المستويات الطاقوية المختلفة. ويأخذ n قيمًا موجبة صحيحة تبدأ من 1 أي ($n=1,2,3,\ldots$)، لا يُمكن أن يكون صفرًا أو قيمة سالبة، ويمثل كل من هذه القيم مستوى طاقة محدّدًا، تزداد قيم الطاقة وابتعاد المدار عن

النواة بزيادة n. ويمكن تمثيل مستويات الطاقة الرئيسية وأعداد الكم الرئيسية المقابلة لها بحروف وأرقام كما هو مبيّن في الجدول[8].

الجدول (I.1): يوضح ازدياد الطاقة

رمز المستوى	K	L	M	N	O	P	Q
قيمة n	1	2	3	4	5	6	7



الشكل (I– 2): يوضح مستويات الطاقة الرئيسية [11]

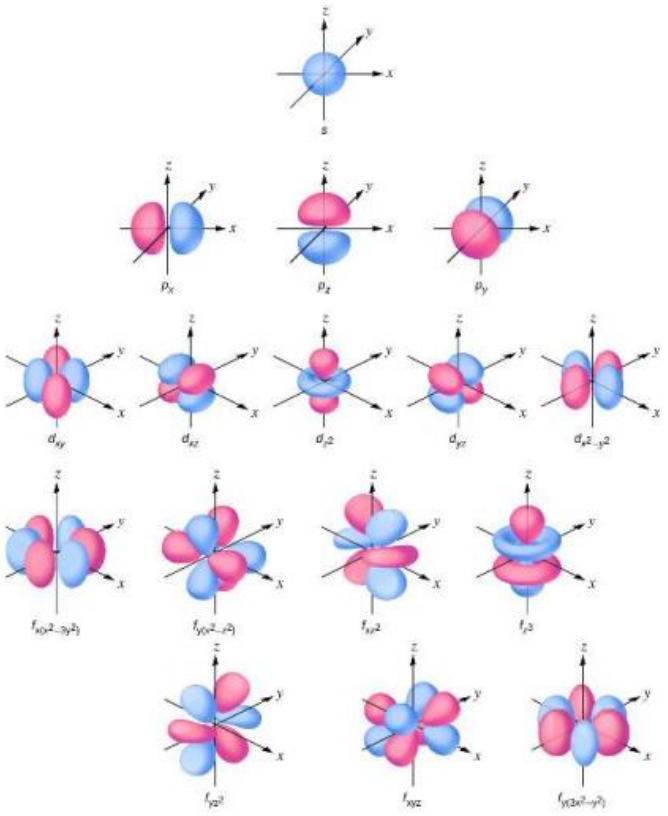
كلما كانت قيمة n كبيرة كانت المسافة التي يبعد بها الإلكترون عن النواة أكبر وبالتالي زادت طاقته، أي أن أقرب هذه المستويات من النواة n=1 أقلها طاقة وأن n=7 أبعدها عن النواة أكثرها طاقة واقلها ارتباطا بالنواة مما يسهل فقدانه.

I.2.3. مستويات الطاقة الثانوية

المستويات الثانوية للطاقة (Sublevels) هي تقسيمات فرعية للمستويات الرئيسة في الذرة، حيث أن كل مستوى طاقة رئيسي n يتكون من عدد من المستويات الثانوية وهذه المستويات الثانوية تمثلها المدارات الذرية ذات الأشكال المختلفة [11]:

- **المستوى الفرعي** s: مدار واحد كروي الشكل، يتسع لإلكترونين فقط.
- **المستوى الفرعي** p: ثلاثة مدارات متعامدة(p_x, p_y, p_z) ، يتسع كليًا لستة إلكترونات.
- **المستوى الفرعي** d: خمسة مدارات، يتسع لعشرة إلكترونات.
- **المستوى الفرعي** f: سبعة مدارات، يتسع لأربعة عشر إلكترونًا.

وتعتبر المدارات d وf أكثر تعقيدًا



الشكل (I– 3): شكل المدارات الثانوية s, p, d, f [11]

I.3.3. الانتقالات الذرية:

تحدث الانتقالات بين مستويات الطاقة المختلفة وذلك عند أطوال موجية معينة تتوافق مع الفرق الطاقوي ((EΔ بين مستويات الطاقة وذلك من خلال علاقة بلانك التالية **[4، 12، 13]**:

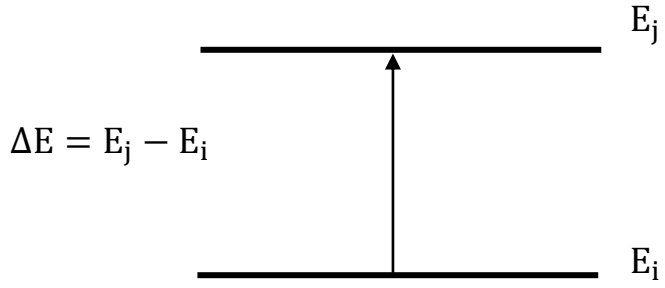
$$h\upsilon_{ij} = \Delta E = E_j - E_i \qquad (2\text{–I})$$

أين:

- ΔE: الفرق الطاقوي الموافق لانتقال.
- E_i: طاقة المستوي الذري i، E_j: طاقة المستوي الذري j.

- h: ثابت بلانك.
- υ_{ij}: تردد الإشعاع.

يحدث الانتقال الموضح في الشكل (I-4) نتيجة التفاعل بين الإشعاع والإلكترونات الذرية، حيث أن عدد الفوتونات يتغير نتيجة لهذه الانتقالات ويكون هذا الانتقال مصحوبا بامتصاص أو انبعاث للطاقة على شكل أشعة **[14]**.



الشكل (I-4): الانتقالات الذرية بين مستويات الطاقة [14]

I.4. الرمز الطيفي

يتم وصف كل إلكترون في ذرة بأربعة أعداد تسمى بالأعداد الكمومية وهي على الترتيب n, l, j, m. حيث n يسمى بالعدد الكمي الرئيسي وهو عدد صحيح موجب تماما يحدد طبقات الإلكترون. l هو العدد الكمي المداري وهو أيضا عدد صحيح يرتبط بالعدد n على النحو التالي $n > l + 1$ ويحدد هذا العدد الطبقات الفرعية المسماة بالمدارات. أما m فهو العدد الكمي المغناطيسي، أما j فهو العزم الحركي الكلي.

إن مبدأ باولي هو الذي يحدد عدد الإلكترونات التي يمكن أن تحويها الطبقات الأساسية والطبقات الفرعية (ما تحت الطبقة) بالنسبة للطبقات الأساسية فهي تحوي $2n^2$ إلكترون. بينما الطبقات الفرعية فهي تضم $2 \times (2l + 1)$ إلكترون. حيث يتم تحديد طبقات الأساسية وطبقات الفرعية بالحروف اللاتينية والجدول التالي يوضح بعض الأمثلة. **[15]**

الجدول (I.2): يمثل الرموز الطيفية للطبقات الأساسية والطبقات الفرعية

الطبقة					
5	4	3	2	1	N
O	N	M	L	K	الترميز
الطبقة الفرعية (ما تحت الطبقة)					
4	3	2	1	0	L
G	F	d	p	s	الترميز

عندما يتم تعريف جميع إلكترونات الذرة أو الأيون بواسطة طبقاتها الفرعية فإنها تشكل تكوينا إلكترونيا غير نسبي هذا يعني أنه لكل تشكيل يتوافق معه عدة حالات ذرية حيث يطلق على عدد هذه الحالات بمصطلح انحلال التشكيل G. حسب مبدأ باولي فإن حساب انحلال تشكيل G هو ناتج عن انحلال الطبقات الفرعية والذي ويعطى بالعلاقة الآتية**[16]**:

$$G = \prod_i y_{i=} \prod_{\mathrm{i}} \frac{(2l+1)}{\mathrm{x_i}!((2\mathrm{l}+1)-\mathrm{x_i})!} \qquad (\mathbf{3–I})$$

حيث x_{i} يمثل عدد الالكترونات الطبقة الفرعية i (ما تحت الطبقة) إذا كانت الطبقة الفرعية ممتلئة فإن انحلال التشكيل يساوي الواحد.

من أجل تحديد مستويات الطاقة، يتم استخدام مصطلح الرمز الطيفي المعرف بالأعداد الكمومية L، S، J. أي العزم الزاوي المداري الكلي L، اللف الكلي S، والعزم الزاوي الكلي للإلكترون J، والذي تتم كتابته بالشكل التالي**[16]**:

$$\mathrm{n}^{2\mathrm{S}+1}L_J \qquad (\mathbf{4–I})$$

I.5. شدة الخطوط الطيفية

تُعَدُّ شِدَّة الخط الطيفي من أهم المعايير الفيزيائية التي تُستَخدم في دراسة التفاعلات الذرية وتشخيص البلازما، إذ أنها تمثل مقياساً مباشراً لكمية الإشعاع الكهرومغناطيسي المنبعث أو الممتص عند طول موجي محدد. ويعود ظهور الخطوط الطيفية إلى الانتقالات الإلكترونية بين مستويات الطاقة المختلفة داخل الذرة أو الأيون بحيث يكون لكل انتقال طاقة مميزة تعطي طولاً موجـياً خاصاً. غير أنّ ما يحدد قوة أو ضعف هذا الخط هو شدتـه **[17، 18]**.

ويعبر عن شدة الخط الطيفي الناتج عن الانتقال من المستوى i إلى المستوى j وفق العلاقة:

$$I = N.Ah\nu_{ij} \qquad (\mathbf{5–I})$$

حيث يُمثّل:

- I:شدة الخط.
- N: عدد الذرات في إحدى المستويات الطاقوية.
- A: معامل آينشتاين للانبعاث التلقائي.
- $\mathrm{h}\nu_{\mathrm{ij}}$: طاقة الفوتون المنبعث.

I.6. العمليات الأساسية في البلازما:

تُشكّل البلازما ما يقارب 99% من مكوّنات الكون، وتُعَدّ الوسط الذي تجري فيه العديد من الآليات الذرّية الأساسية. وتنشأ هذه العمليات نتيجة التفاعل بين مكوّنات البلازما من إلكترونات وأيونات وفوتونات مع الحقول الكهرومغناطيسية المرتبطة بها. ويُعَدّ انبعاث الإشعاع من البلازما إحدى العمليات الجوهرية، إذ ينتج عن آليات ذرية أساسية تشمل العمليات الإشعاعية والعمليات التصادمية. وتمتاز كل آلية بخصائص ذرية مميزة مثل المقاطع الفعّالة ومعاملات معدّل حدوثها .**[20، 21]**.

I.6.1. الانتقالات الإشعاعية

إن انتقال المجموعة الذرية من المستوي الأساسي (الحالة المستقرة) إلى المستويات الأخرى يكون مرتبط بقانون انحفاظ الطاقة المعطى في العلاقة (I-2) وذلك بإعطاء هذه المجموعة أو الأخذ منها كمية من الطاقة. حيث تنتج عن هذه الانتقالات أشعة نتيجة امتصاص أو انبعاث للطاقة.

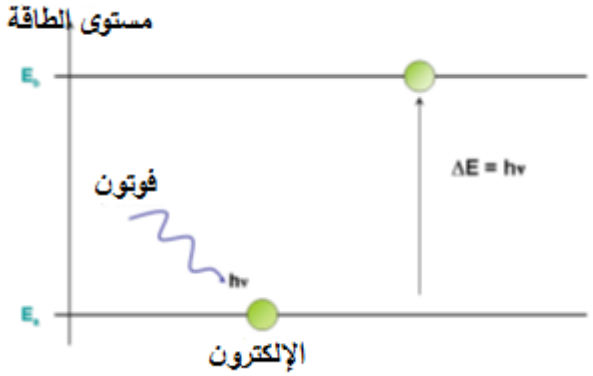
I.6.2. الامتصاص الإشعاعي

يشير الامتصاص إلى العملية التي يتم من خلالها امتصاص الفوتون فتنتقل بذلك الذرة من مستوى i طاقته أقل E_i إلى مستوى j طاقته أعلى E_j ويمثل ذلك من خلال العلاقة التالية: **[22]**

$$(Z,N) + h\upsilon_{ij} \longrightarrow (Z,N)^* \qquad (6\text{–}I)$$

حيث أن: (Z,N) ذره في حالة أساسية عددها الذري Z و N عدد الكتروناتها.

$(Z,N)^*$ ذرة في حالة مثارة.



الشكل (I–5): يمثل مخطط عملية الامتصاص [23]

ويعطى احتمال الامتصاص الموافق لانتقال الذرة من الحالة i بالطاقة E_i المطبق عليها إشعاع كثافته الطيفية $\rho(\upsilon_{ij})$ إلى مستوى j أعلى طاقته $(E_j = h\upsilon_{ij}+E_i)$ بالعلاقة التالية: **[22]**

$$\frac{dP_{ij}}{dt} = B_{ij}\rho(h\upsilon_{ij}) \qquad (7\text{–}I)$$

حيث:

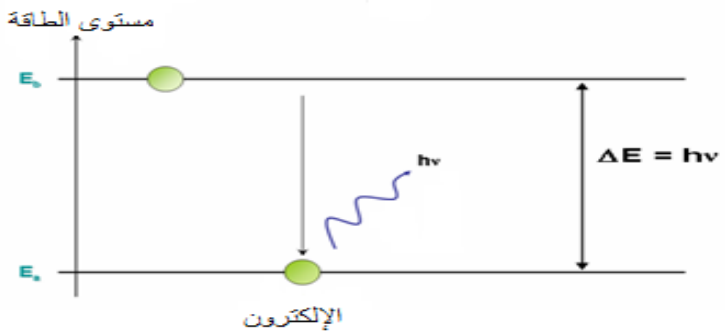
- B_{ij} : معامل اينشتاين للامتصاص.
- $\rho(h\upsilon_{ij}) = n(\upsilon)h\upsilon$ هي كثافة الطاقة الطيفية التي وضعها الباحث بلانك
- $n(\upsilon)$: عدد الفوتونات $h\upsilon$

I.3.6. الانبعاث التلقائي

تحدث عملية الانبعاث التلقائي عن طريق إصدار كمية من الطاقة $(h\upsilon)$، فتنتقل بذلك الذرة من الحالة المثارة (j) إلى الحالة الأساسية (i) بالمعادلة التالية: **[22]**

$$(Z,N)^* + h\,\upsilon_{ij} \longrightarrow (Z,N) \qquad (8\text{–}I)$$

تؤدي عملية الانبعاث الإشعاعي التلقائي إلى تعداد نسبة الإسكان في المستوى الأدنى (الأساسي) على حساب المستوى الأعلى.



الشكل (I– 6): يمثل مخطط عملية الانبعاث [23]

إذا كانت الذرة المثارة في الحالة j، فيجب أن تفقد الطاقة للعودة إلى الحالة i فتنبعث كمية من الطاقة $h\upsilon_{ij}$. حيث تعتمد السرعة التي تتم بها هذه العملية على عامل الاحتمالية يسمى باحتمال الانبعاث التلقائي والذي يعطى بوحدة الثانية بالعلاقة التالية: **[22]**

$$\frac{dP_{ij}}{dt} = A_{ij} \qquad (9\text{–}I)$$

- A_{ij} :هو معامل اينشتاين للانبعاث التلقائي.

I.4.6. الانبعاث المستحث:

أشار الباحث اينشتاين عام 1917 أنه من الممكن للذرات المثارة أن تستحث. وبالتالي تنقل الذرة من مستوي الإثارة إلى مستوى طاقة أدنى عندما يصطدم بها فوتون ساقط عليها إذا كانت طاقته تساوي الفرق بين المستوين أي أن الذرة سوف تستحث ومن ثم ينطلق فوتونين (الوارد، المستحث) متفقين في الطور وهذه العملية التي يطلق عليها الانبعاث المستحث **[24]** والتي تمثل بـ:

$$(Z,N)^* + \mathrm{h\upsilon_{ij}} \longrightarrow (Z,N) + h\upsilon_{ij} + h\upsilon_{ji} \qquad (10-\mathrm{I})$$

الشكل (I– 7): يمثل مخطط لعملية الانبعاث المحرض [23]

في هذه الحالة يضيف اينشتاين انبعاثا محفزا متناسبا مع تدفق الفوتون الساقط الذي يكون معامله $\mathrm{B_{ji}}$ وبالتالي تعطى عبارة احتمال الانبعاث المحرض في وحدة الزمن بـ:

$$\frac{\mathrm{dP_{ji}}}{\mathrm{dt}} = \mathrm{B_{ji}}\rho(\mathrm{h\upsilon_{ji}}) \qquad (\mathbf{11–I})$$

بفرض أن هذه المعاملات مستقلة عن درجة الحرارة أي في حالة توازن الحراري (توازن ترموديناميكي) فإن معدل الانتقال في المستوى i يجب أن يتساوى مع معدل الانتقال في المستوي (j)، بمعنى أن معدل الامتصاص يكون مساويا لمعدل الانبعاث الكلي (الانبعاث التلقائي + المستحث) أي أن:

$$\mathrm{B_{ij}}\rho(\upsilon_{\mathrm{ij}})\mathrm{N_i} = \mathrm{A_{ji}N_j} + B_{ji}\rho(\upsilon_{\mathrm{ij}})N_j \qquad (\mathbf{12–I})$$

ويعطى قانون بولتزمان الذي يقدم توزيع الذرات في المستوين i و j كالدالة لدرجة الحرارة T بالمعادلة التالية:

$$N_{\mathrm{j}} = \mathrm{N_i}\exp\left(\frac{\mathrm{h\upsilon_{ij}}}{KT}\right) \qquad (\mathbf{13–I})$$

أين:

- h: ثابت بلانك.
- k_β: ثابت بولتزمان.

عندما تكون درجة الحرارة عالية جدا يميل المستويان إلى أن يكون لهما نفس عدد السكان، أي $N_i = N_j$ ومنه يكون لدينا:

$$[B_{ij} - B_{ji}]\rho(\upsilon_{ij}) = A_{ij} \qquad (14\text{–I})$$

تم التحقق تجريبيا من أن الكثافة الطيفية $\rho(\upsilon_{ij})$ تصبح كبيرة جدا عندما تصبح درجة الحرارة عالية، ونظرا لأن معامل الانبعاث التلقائي A_{ij} عدد محدود فان معامل الامتصاص B_{ij} يتساوى مع معامل الانبعاث المحفز B_{ji} كالآتي:

$$B_{ij} = B_{ji} = B \qquad (15\text{–I})$$

بتعويض هذه المساواة في المعادلة (**14–I**) يكون لدينا:

$$B\rho(\upsilon_{ij})N_i = A_{ji}N_j + B\rho(\upsilon_{ij})N_j \qquad (16\text{–I})$$

وبتطبيقها في قانون بولتزمان (**13–I**) يصبح لدينا:

$$\rho(\upsilon_{ij})B\left[1 - \exp\left(-\frac{h}{kT}\right)\right]N_i = A_{ji}N_i\exp\left(-\frac{h\upsilon}{kT}\right) \qquad (17\text{–I})$$

كما تكتب المعادلة (**17–I**) من الشكل:

$$\rho(\upsilon_{ij}) = \frac{A_{ji}}{B\left[\exp\frac{h\upsilon}{kT}-1\right]} \qquad (18\text{–I})$$

وتعطى كثافة الإشعاع الطيفي بالنسبة لجميع الترددات (التوتراتυ) عند نفس درجات الحرارة (T) كما يلي:

$$\rho(\upsilon_{ij}) = \frac{8\pi h\upsilon^3}{c^3}\cdot\frac{1}{B\left[\exp\frac{h\upsilon}{kT}-1\right]} \qquad (19\text{–I})$$

وتعد هذه العلاقات مهمة لكونها تعطي نظرة شاملة عن الانتقالات الإشعاعية وخاصة الامتصاص والانبعاث التلقائي **[22]**.

I.7. التصادم

التَّصادُم هو العملية التي يحدث فيها تفاعل مباشر بين جُسيمَين أو أكثر نتيجة اقترابهما من بعضهما البعض إلى مسافة تسمح بتأثير قوى التجاذب أو التنافر فيما بينهم. إذ يُمكن أن تؤدي إلى تغييرات في مستويات الطاقة، أو انتقالات إلكترونية، أو حتى إلى تأيّن الذرات والجزيئات.

وتختلف طبيعة التصادم باختلاف طاقة الجسيمات المتصادمة؛ فقد يكون تصادماً مرناً حيث تُحفظ الطاقة الحركية الكلية للنظام، أو تصادماً غير مرن حيث يحدث فقد أو امتصاص للطاقة على شكل إثارة أو تأين.... كما قد يكون التصادم مباشراً يؤدي إلى انتقال سريع للطاقة، أو غير مباشر يتم عبر عمليات وسيطة ومعقدة. **[25]**.

I.7.1. عملية التأين

تُعَدُّ عملية التأيّن من الظواهر الفيزيائية الجوهرية التي تحتل موقعاً محورياً في الدراسات الذرية والجزيئية، إذ تمثل الانتقال من الحالة المتعادلة كهربائياً إلى حالة مشحونة نتيجة فقدان الإلكترون أو اكتسابه. وتتحقق هذه الظاهرة عند تزويد الذرّة أو الجزيء بطاقة كافية تفوق أو تساوي طاقة التأيّن، التي تُعرّف بأنها أقل مقدار من الطاقة اللازمة لتحرير إلكترون من مداره المرتبط بالنواة. وتتعدد مصادر هذه الطاقة بين التصادم مع جسيمات عالية الطاقة كالإلكترونات أو الأيونات (التأين بالتصادم الإلكتروني)، وامتصاص الفوتونات ذات الترددات العالية إضافة إلى الإثارة الحرارية في ظروف درجات الحرارة المرتفعة.

تكتسب عملية التأيّن أهمية خاصة لكونها الأساس في نشوء حالة البلازما، والتي تُشكّل النسبة الغالبة من المادة المرئية في الكون مثل النجوم والمجرات. كما تُفسّر هذه العملية الكثير من الظواهر الطيفية المرتبطة بالانتقالات الإلكترونية داخل الذرّات والجزيئات، وهو ما يجعلها أداة أساسية في دراسة البنية الدقيقة للمادة والظروف الفيزيائية المحيطة بها. وإلى جانب قيمتها العلمية النظرية، للتأيّن تطبيقات واسعة في المجالات التقنية والصناعية. والجدول التالي يوضح أنواع التأين: **[26، 27]**

جدول (I–3): أنواع التأين

نوع التأيّن	الآلية	الشرط	مثال تطبيقي أو طبيعي
التأين بالتصادم	اصطدام جسيم عالي الطاقة (إلكترون/أيون) بالذرة أو الجزيء فيحرر إلكتروناً.	طاقة حركة الجسيمات أكبر من أو تساوي طاقة التأيّن	تفريغ كهربائي في الغازات، مصابيح النيون، البلازما المخبرية
التأين المباشر	نقل مباشر للطاقة من الإلكترون الوارد إلى إلكترون المدار.	اصطدام أولي عالي الطاقة	فيزياء المسرّعات، البلازما منخفضة الكثافة.
التأين غير المباشر	إثارة الذرة أولاً ثم فقدان إلكترون لاحقاً عبر آلية ثانوية.	اصطدام أولي دون تحرير مباشر للإلكترون	التأيّن المتسلسل في الغلاف الجوي العلوي
التأين الذاتي	فقدان إلكترون تلقائياً من ذرة أو جزيء في حالة مثارة غير مستقرة.	إعادة توزيع داخلي للطاقة داخل الذرة، الجزيء	فيزياء الذرات المثارة، أطياف الامتصاص
التأين المتسلسل	انطلاق إلكترونات محررة تقوم بتأيين ذرات أخرى في سلسلة متتابعة.	بداية بتأين أولي ثم سلسلة اصطدامات لاحقة	الشرارة الكهربائية، البلازما الكثيفة
التأين الضوئي	امتصاص فوتون بطاقة أكبر من أو تساوي طاقة التأيّن.	إشعاع كهرومغناطيسي عالي التردد	تأيّن الغازات في النجوم، تصوير طيفي بالأشعة فوق البنفسجية
التأين الحراري	اكتساب الإلكترونات طاقة حركية من الحرارة تكفي لتجاوز قوة جذب النواة.	درجات حرارة مرتفعة جداً	الشمس، النجوم.
التأين الكيميائي	انتقال أو تبادل الإلكترونات أثناء التفاعلات الكيميائية.	تفاعل كيميائي بين جزيئات أو ذرات.	إذابة الأملاح في الماء، تفاعلات الأحماض والقواعد

I.7.2. إعادة التركيب:

تحدث عملية إعادة التركيب (إلكترون– أيون) في حالة الأيونات المثارة وذلك من خلال إزالة عملية الإثارة وإعادتها إلى الحالة الأساسية أو المستوى القريب من الأساسي وذلك من خلال سلسلة من التحولات الإشعاعية وهناك عدة طرق لعمليات إعادة التركيب نسمي منها: **[28]**

- إعادة التركيب الإشعاعي
- إعادة التركيب ثنائي الإلكترون
- إعادة تركيب ثلاثة الأجسام.

I.7..12 التركيب الإشعاعي

تنتمي عملية إعادة التركيب الإشعاعي إلى العمليات الإشعاعية الأساسية التي تميز تفاعل الإشعاع الكهرومغناطيسي مع الذرات أو الجزيئات. وتعتبر إعادة التركيب الإشعاعي العملية العكسية للتأين الضوئي وتتمثل هذه العملية في التقاط إلكترون حر بواسطة أيون يحتوي على أماكن شاغرة في طبقاته الفرعية، ويتم انبعاث فوتون يحمل الطاقة الزائدة الناتجة عن هذه العملية. ويعبر عن هذه الظاهرة بالمعادلة التالية: **[29]**

$$(\mathrm{Z}, \mathrm{N}-1) + e \longrightarrow (\mathrm{Z}, \mathrm{N}) + h\upsilon \qquad (\mathbf{20-I})$$

تعطى طاقة الفوتون المنبعث وفقا لمبدأ انحفاظ الطاقة من خلال العلاقة التالية:

$$h\nu = E - \chi Z \qquad (21\text{–I})$$

أين χZ تمثل طاقة تأين المعاد تركيبه (تشكيله).

I.7..22 إعادة تشكيل ثنائي الإلكترون

تم التعرف على إعادة التشكيل ثنائي الإلكترون لأول مرة من قبل الباحثين Massey، Bates **[30]** في عام 1942 كعملية إعادة تركيب حيث يوجد التقاط غير إشعاعي لإلكترون حر بواسطة أيون، مما يؤدي إلى حالة مضاعفة الإثارة شبه مرتبطة، تليها إزالة الإثارة الإشعاعية التلقائية التي تؤدي إلى حالة مستقرة مثارة ببساطة لأيون معاد تركيبه. بعدها اقترح Unsold **[31]** أن تشمل عمليات إعادة التركيب، إعادة التركيب لثنائي الإلكترون بالتحديد. ثم أوضح الباحث Burgess **[32]** في سنة 1964 أن هذه العملية الأخيرة فعالة بشكل خاص في درجات الحرارة العالية والبلازما المنخفضة الكثافة. **[30، 31، 32]**

لذلك فإن إعادة التركيب ثنائي الإلكترون هي عملية إعادة تركيب أيون إلكترون والتي تتم على مرحلتين:

- التقاط إلكترون أو ما يطلق عليها بعملية الالتقاط غير إشعاعي، وهي عبارة على عملية تصادم أيون مع إلكترون حر طاقته الحركية تحت عتبة الإثارة وتتشكل حالة مضاعفة الإثارة للأيون. وهي تعد العملية العكسية للتأين الذاتي كما أن لديها تأثيرات كبيره على شدة خطوط الطيف. وتحدث عملية إعادة التركيب ثنائي الإلكترون كالتالي: **[28، 29، 33]**

$$(Z, N-1) + e \Leftrightarrow (Z, N)^{**} \qquad (22\text{–I})$$

- الاستقرار الإشعاعي وهو عبارة عن عملية إزالة التأين الذاتي للأيون المثار بشكل مضاعف عن طريق الانتقال الإشعاعي التلقائي وذلك بانبعاث فوتون $(h\upsilon)$ ويعبر عن عملية إعادة تركيب ثنائي الإلكترون بالمعادلة التالية: **[34]**

$$(Z, N-1) + \mathrm{e} \Leftrightarrow (\mathrm{Z, N})^{**} \rightarrow (\mathrm{Z, N})^{*} + \mathrm{h}\upsilon \qquad (23\text{–I})$$

في نهاية عملية إعادة تركيب ثنائي الإلكترون تتشكل الحالة المثارة بعد حدوث انتقال الاستقرار، وتزال عملية الإثارة في سلسلة متتالية إلى الحالة الأساسية. تعد عملية إعادة تركيب ثنائي الإلكترون من العمليات المهمة جدا

في البلازما الساخنة لما لها من تأثير حول توازن عملية التأين وكذلك الخطوط الطيفية التي تنتجها هذه العملية. **[35]**.

I.3.2.7 إعادة تشكيل ثلاثة أجسام

تحدث هذه العملية عند دخول اثنين من الالكترونات الحرة في محيط الايون في نفس الوقت ووقوع التفاعل بينهما، حيث يتم التقاط أحد الإلكترونين من طرف الأيون، بينما ينتشر الأخر ويحمل الطاقة الإضافية. وتعد عملية تركيب ثلاثة أجسام العملية العكسية للتأين المباشر بالصدم الالكتروني كما تعتبر هذه العملية مهمة في البلازما الكثيفة أي كثافة الالكترونات في حدود $(n_e > 10^{-19}cm^{\wedge -3})$ نظرا لأن احتمال اقتراب إلكترونين من أيون في آن واحد يكون مهما فقط في كثافة إلكترونات كبيره. **[36]**

I.3.7. الإثارة:

تحدث عملية الإثارة عندما يعطي الإلكترون الوارد جزءا من طاقته للأيون، لينتقل بذلك من المستوي i الأقل طاقة إلى المستوي j الأكثر طاقة والعملية العكسية لها هي العودة من الإثارة والتي تعطى من خلال التفاعل التالي: **[36]**

$$(Z,N) + e \Leftrightarrow (Z,N)^{**} + e \qquad (24-I)$$

ويتم وصف التفاعل في عملية الإثارة والعودة من الإثارة بالتصادم الالكتروني من خلال المقطع الفعال الذي يرتبط مباشره بقوة التصادم من خلال العلاقة التي قدمها الباحثين Heeb، Manzel**[36]**:

$$\Omega_{ij} = g_i\left(\frac{\varepsilon_i}{I_H}\right)\left(\frac{\sigma_{i\to j}(\varepsilon_i)}{\pi\alpha_0^2}\right) = g_j\left(\frac{\varepsilon_j}{I_H}\right)\left(\frac{\sigma_{j\to i}(\varepsilon_j)}{\pi\alpha_0^2}\right) \qquad (25-I)$$

حيث:

- $\sigma_{i\to j}(\varepsilon_i)$ $\sigma_{j\to i}(\varepsilon_i)$ المقطع الفعال للإثارة والعودة من الإثارة على الترتيب
- α_0: نصف قطر بور
- I_H: طاقة تاين الهدروجين المتعادل
- g_i , g_j الوزن الإحصائي للمستوين i وj على الترتيب والتي تعطى كالتالي $g_i = (2J_i + 1)$
- J_i: العدد الكمي للعزم الزاوي الكلي للمستوى i

ويعطى معدل الإثارة للإلكترونات الحرة التي لها توزيع ماكسيويلي كدالة لدرجة الحرارة وقوة التصادم بالعبارة التالية: **[36]**

$$\Upsilon_{\mathrm{ij}}(T_e) = \int_0^{\infty} \Omega_{ij}\,(\varepsilon_i)\exp\left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{j}}}{\mathrm{kT_e}}\right)\mathrm{d}\left(\frac{\varepsilon_i}{\mathrm{kT_e}}\right) \qquad (\mathbf{26\text{–}I})$$

أين Υ_{ij}، Ω_{ij} متناظرين بين المستوين i، j.

- k_{β}: ثابت بولتزمان.
- ε_{i} : طاقة المستوي i.
- ε_{j} :طاقة المستوي j.

يتم الحصول على معامل الإثارة بواسطة التصادم الالكتروني بالمعادلة التاالية:

$$C_{i\to j}(\mathrm{T_e}) = 2\sqrt{\pi}\alpha c a_0^2\left(\frac{I_H}{KT_e}\right)^{1/2}\frac{1}{\omega_{\mathrm{i}}}\left(\frac{-\Delta E_{ij}}{KT_e}\right)\Upsilon_{\mathrm{ij}} \qquad (\mathbf{27\text{–}I})$$

أما معامل العودة من الإثارة بالتصادم الإلكتروني فيعطى بـ:

$$C_{j\to i}(\mathrm{T_e}) = 2\sqrt{\pi}\alpha c a_0^2\left(\frac{I_H}{KT_e}\right)^{1/2}\frac{1}{\omega_{\mathrm{i}}}\left(\frac{-\Delta E_{ij}}{KT_e}\right)\Upsilon_{\mathrm{ij}} \qquad (\mathbf{28\text{–}I})$$

أين:

- α ثابت البنية الدقيقة.
- c : سرعة الضوء في الفراغ.
- $\Delta\mathrm{E}_{\mathrm{ij}}$: طاقة الإثارة.

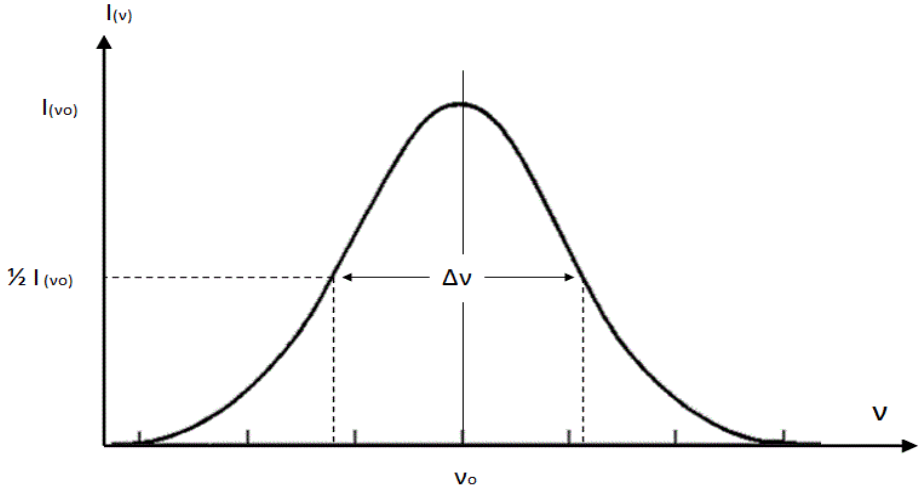
تعد طريقة R-matrix واحدة من أكثر طرق فعالية ودقة في حساب عمليتي الإثارة والعودة من الإثارة التي تم اقتراحها من طرف الباحثين Burke، Robb عام 1975. **[37]**

I.8. عرض الخطوط الطيفية

إن الانتقال من مستوي إلى مستوي لا يكون وحيد اللون بشكل دقيق، بل يملك عرضا $\Delta\nu$ أو $\Delta\lambda$، ومن هنا نتكلم عن تعريض الخطوط الطيفية التي تعتبر أداة مهمة لدراسة انبعاث الأيونات المتواجدة في البلازما. وهو يعتبر كوسيط يستعمل لإعطاء معلومات عن درجة الحرارة المحلية، الكثافة والتي لا يمكن الحصول عليها من خلال

وسائط أخرى. وينتج هذا التعريض عن عدة ظواهر وأسباب والذي يمكن تصنيفه إلى أربع فئات رئيسية: **[34، 38]**

- التعريض الطبيعي.
- التعريض بالتصادم.
- تعريض دوبلر.
- تعريض ستارك.



الشكل (**I– 8**): **شكل خط الطيف [38]**

I.8.1. التعريض الطبيعي للخطوط

وهو تعريض متجانس للخط الطيفي وينتج التعريض الطبيعي (التوسيع) عن انتهاء مدة الحياة للحالات الأيونية المثارة، حيث أننا لا نستطيع تحديد الزمن والطاقة في وقت واحد حسب مبدأ الارتياب لهايزنبيرغ فإنه لدينا: **[3]**

$$\Delta E.\tau = \overline{h} \Longrightarrow \Delta E = \frac{\overline{h}}{\tau} \qquad (\mathbf{29–I})$$

أين:

- $\tau = \frac{1}{A_{ij}}$ مدة الحياة.
- A_{ij} : احتمال الانتقال من المستوى i إلى المستوى j.

نعلم أن:

$$\Delta\upsilon = \frac{\Delta E}{\mathrm{h}} = \frac{\bar{h}}{\tau\mathrm{h}} = \frac{h}{2\pi h\tau} \Longrightarrow \Delta\upsilon = \frac{1}{2\pi\tau} \qquad (\mathbf{30–I})$$

ويعتبر وصف هذا التعريض صالح للانتقال من الحالة الذرية المثارة إلى الحالة الأساسية.

كما تعطى كثافة استطاعة طيف الإشعاع للتعريض الطبيعي أو ما يعرف بالشكل العام لتعريض الطبيعي:

$$P(W) = P_0 \frac{\gamma/2\pi}{(\omega-\omega_0)^2+\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \qquad (\mathbf{31–I})$$

- ω : التواتر
- ω_0:التواتر المركزي.
- γ: ثابت التخامد.

وتكون كثافة التعريض الطبيعي لها شكل لورانتز.

ويعطى التعريض الطبيعي عند منتصف الشدة FWHM من خلال العلاقة التالية:

لدينا $\gamma = \omega\delta$

$$\omega = 2\pi\upsilon \Longrightarrow \delta\omega = 2\pi\delta\upsilon \qquad (\mathbf{32–I})$$

$$\boldsymbol{2\pi\delta\upsilon} = \gamma \Longrightarrow \boldsymbol{\delta\upsilon} = \frac{\gamma}{\mathbf{2\pi}} \qquad (\mathbf{33-I})$$

أما شكل الدالة التي تعبر عن شكل الخط الطيفي الناتج بسبب التعريض الطبيعي فهي دالة لورانتز.

I.2.8. تعريض دوبلر

وهو مثال للتعريض غير المتجانس للخط الطيفي حيث تتوزع الترددات للانبعاث على نطاق ضيق يتمركز حول القيمة (υ_0). إن تعريض دوبلر سببه الحركة العشوائية للذرة التي تكون حركتها باتجاه موافق أو مغاير لاتجاه الإشعاع الكهرومغناطيسي، وبهذا يكون التردد الذي تراه الذرة أكبر أو أقل من υ_0 وحسب ظاهرة دوبلر تكون: **[39]**

$$\upsilon = \upsilon_0\left(1+\frac{\mathrm{v}_x}{c}\right) \qquad (\mathbf{34–I})$$

أين:

- υ_0: التردد المركزي للخط الطيفي
- v_x : سرعة انطلاق الذرة

- c: سرعة الضوء في الفراغ.

أما الشكل الخط الطيفي $g(\upsilon - \upsilon_0)$ فيوصف بتوزيع غاوس ويعبر عنها بدالة:

$$g(\upsilon - \upsilon_0)_G = \frac{2}{\Delta\upsilon_0}\left(\frac{ln2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} exp\left[-ln2\left(\frac{\upsilon-\upsilon_0}{\frac{\Delta\upsilon_0}{2}}\right)^2\right] \qquad (35\text{–I})$$

ويعبر عن المقدار $\Delta\upsilon_D$ بالمعادلة التالية:

$$\Delta\upsilon_D = \frac{2\upsilon_0}{c}\left(\frac{2kT}{m}ln2\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (36\text{–I})$$

حيث أن T:درجة الحرارة المطلقة للوسط، k_β: ثابت بولتزمان، m: كتلة الذرات.

وبما أن المقدار $\left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$ يعادل المقدار $\left(\frac{2Rt}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$

أين R: ثابت الغازات المثالية

ومنه بالتعويض الثوابت في المعادلة تكون عبارة تعريض دوبلر للخط الطيفي بالعلاقة التالية

$$\upsilon_D = 7.16 * 10^{-7}\upsilon_0\sqrt{\frac{T}{M}} \qquad (37\text{–I})$$

I.3.8. التعريض بالتصادم الالكتروني

هو تعريض متجانس للخط الطيفي ناتج عن تعرض الذرة للتصادم مع مجموعه من الذرات الأخرى المجاورة أو مع جدران الإناء الذي يحويه كما في الحالة الغازية، حيث ينتج عن هذا التصادم تفاعل بين ذرات مما يعمل على تحريك المستويات مؤثرا بذلك على الخطوط الطيفية مما يسبب تعريضا للخطوط الطيفية، ويعتمد مقداره على زمن ما بين التصادمين τ_c حيث يعطى التعريض بالتصادم عند منتصف الشدة بالعبارة التالية: **[18]**

$$\Delta\upsilon = \frac{1}{\pi t_c} = \frac{\upsilon_{coll}}{\pi} \qquad (38\text{–I})$$

أين:

- υ_{coll} : معدل التصادم.
- t_c: زمن الاصطدام.

ويمكن حساب المقدار t_c من النظرية الحركية للغازات حيث يقدر هذا الزمن بالنسبة بين معدل المسار الحر ومعدل الانطلاق.

$$t_c = \frac{(mkT)^{\frac{1}{2}}}{(8\pi)^{\frac{1}{2}} p d^2} \qquad (39\text{–I})$$

حيث:

- p: ضغط الغاز.
- d: قطر الجزيء أو الذرة.
- T: درجة الحرارة المطلقة.
- M: كتلة الذرة أو الجزيء.

من الواضح أن المقدار t_c يتناسب عكسيا مع الضغط ولذلك يزداد تعريض الخط بازدياده أي مع زيادة تردد التصادم.

ويوصف شكل الخط الطيفي الناتج عن التعريض بالتصادم الإلكتروني بدالة توزيع لورانتز والتي تعطى بالعلاقة التالية:

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi} \frac{1}{(\nu-\nu_0)^2 (\Delta\nu/2)^2} \qquad (40\text{–I})$$

I.4.8. تعريض ستارك

تم تسمية تعريض ستارك على اسم الباحث Johannes Stark، الذي لاحظ في عام 1913 الانقسام الناتج عن المجال الكهربائي لتحولات بالمر في ذرة الهيدروجين. ينتج تعريض ستارك عن اضطراب في مستويات طاقة الأيون تحت عمل المجال الكهربائي الناتج عن الإلكترونات وأيونات البلازما الأخرى. ويعطى تعريض ستارك كالآتي: **[40]**.

$$H_{elec} = -F.d \qquad (41\text{–I})$$

أين:

- F: هو الحقل الكهروستاتيكي.
- d: عزم ثنائي القطب الكهربائي للأيون.

تنشأ لحظات ثنائي القطب الكهربائي في الذرات كالنتيجة للطريقة التي يتم بها توزيع تلك الشحنة داخل الذرات. وهنا نميز نوعان للتعريض ستارك الخطي والرباعي، فالخطي يكون ناتج عن عزم ثنائي القطب الذي ينشأ

من التوزيع الطبيعي غير المتماثل لشحنة الإلكترون، أما التعريض الرباعي فهو ناتج عن عزم ثنائي القطب الناشئ من الحقل الكهربائي الخارجي

[41].

I.9. القوانين الإحصائية للتوازن في البلازما:

من أجل وضع مختلف القوانين الأساسية للتوازن الحراري في البلازما تخضع هذه الأخيرة إلى عدة قوانين تحكمها نذكر منها: توزيع ماكسويل بولتزمان، معادلة ساها، قانون بلانك (ثابت الاشعاع الأسود) **[11]**.

I.9.1. توزيع ماكسويل–بولتزمان:

هو توزيع احتمالي يستخدم في تطبيقات عديدة في الفيزياء والكيمياء، وفي الديناميكا الإحصائية. حيث تعتمد درجة حرارة نظام فيزيائي كبير على حركة مكوناته من الذرات أو الجزيئات وتتميز الجزيئات بسرعات مختلفة **[4، 9، 10]** وتختلف سرعة الجزيء من وقت لآخر بسبب اصطدامه بالجزيئات الأخرى. ويكون عدد الجزيئات التي تكون لها سرعة معينة ثابتاً عند وصول النظام إلى حالة الاتزان الحراري. ويمكننا تعيين فئة من تلك الجزيئات ذات السرعة الواحدة بحساب توزيع ماكسويل للسرعات عند درجة حرارة معلومة للنظام. ويُعرف هذا التوزيع بتوزيع ماكسويل وبولتزمان. حيث:

يمثل توزيع ماكسويل–بولتزمان أساس نظرية حركة الغازات التي تصف خواص الغازات بما فيها ضغط الغاز وانتشاره. ويعطي توزيع ماكسويل-بولتزمان توزيع سرعات الجزيئات في الغاز، كما يعطينا أيضا توزيع عزوم الجزيئات وطاقة حركتها، وكل من تلك الخواص له دالة خاصة به ولكنها تنتمي لبعضها البعض .**[4، 9، 10]**

ويمكن الحصول على توزيع ماكسويل–بولتزمان بوساطة الميكانيكا الإحصائية (إحصاء ماكسويل)، وهي تُعطي السرعة الأكثر احتمالاً في نظام كبير من الجزيئات التي لا تتفاعل مع بعضها، ولا يحدث بينها سوى الاصطدامات المرنة، مع افتراض عدم وجود تأثيرات كمومية بينها.

وتوجد حالات عديدة لا تنطبق عليها تلك الشروط، مثل تصادم الأيونات في الطبقة الأيونية للأرض (الأيونوسفير)، وتصادمات البلازما في الفضاء الخارجي، وكذلك الصدمات المتسببة للتأين. والاصطدامات التي تصدر إشعاعاً وعلى الأخص تصادم الإلكترونات. فتطبيق توزيع ماكسويل–بولتزمان على مثل هذه الحالات يقود إلى نتائج خاطئة لا تتوافق مع الطبيعة .**[4، 9، 10]**

وهناك مجال آخر لا يصح فيه تطبيق توزيع ماكسويل-بولتزمان. ذلك عندما يكون طول موجة الإشعاع الحراري للغاز مقاربا لمتوسط المسافات بين الجزيئات. في هذه الحالة فلن تستطيع النظرية تعيين تأثيرات نظرية الكم.

وكذلك لا يأخذ هذا التوزيع في الاعتبار تأثيرات النظرية النسبية التي لا تسمح بأن يكون للجزيء سرعة أعلى من سرعة الضوء. فكانت دراسة وصياغة هذا التوزيع في النصف الثاني من القرن التاسع عشر، أي نحو 60 عاما قبل ظهور نظرية الكم والنظرية الذرية **[4، 9، 10]**.

أخذ التوزيع الأصلي الذي صاغه ماكسويل في الاعتبار أن حركة الجزيئات تتماثل في الاتجاهات الثلاثة، إلا أن الصياغة التي اتبعها بولتزمان ألغت ذلك الشرط بفضل اعتماده على نظرية حركة الغازات. ويمكن في وقتنا هذا استنباط توزيع ماكسويل-بولتزمان من توزيع بولتزمان للطاقة **[4، 9، 10]**:

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp - \frac{\Delta E_{ij}}{KT} \qquad (42\text{–I})$$

- N_i: عدد الجزيئات في المستوى i.
- E_i: طاقة المستوى i.
- N_j: عدد الجزيئات في المستوى j.
- k_β: ثابت بولتزمان.
- T: درجة الحرارة المطلقة.
- g_j ,g_i: الوزن الإحصائي للمستوين i وj .

ويطبق القانون السابق إلا عندما يتحقق شرط الكثافة التالي:

$$n_e \geq 7.10^{18} \left(\frac{z^7}{n^{\frac{17}{2}}} \right) (kT/Z^2 \chi_H)^{1/2} \qquad (43 - I)$$

وهذا هو الشكل العام لقانون ماكسويل بولتزمان للتوزيع الحراري وفي حالة خاصة عندما $g_i = g_j$ يصبح القانون بالشكل التالي:

$$N_i = N_j \exp \frac{-\Delta E_{ij}}{KT} \qquad (44\text{–I})$$

مع ملاحظة أنه في بعض الحالات لا نهتم بذكر الوزن الإحصائي g.

في تلك الحالة يعرف i مستوى معين من الطاقة بدون اعتبار طبقاته الفرعية. وبما أن السرعة تتحكم في الطاقة، يمكننا استعمال المعادلة أعلاه لاستنباط العلاقة بين درجة الحرارة وسرعة الجزيئات في الغاز. ويسمى المقام في تلك المعادلة دالة التوزيع طبقا لتعريفات الميكانيك الإحصائي .**[4، 9، 10]**

I.2.9. درجة تأين الغازات ومعادلة ساها (Saha)

تُعَدُّ دراسة الغازات المتأيّنة من أكثر المجالات شيوعًا في فيزياء البلازما، حيث يمكن لأي ذرة متعادلة كهربائيًا أن تتحول إلى أيون موجب مصحوب بانبعاث إلكترون حر. ويحدث هذا التحول عند امتصاص الذرة فوتونات ذات طاقة كافية، بحيث يتجاوز ترددها تردد العتبة المرتبط بعملية التأيّن. وتُعرَّف الطاقة اللازمة لنزع إلكترون من المدار الخارجي للذرة بطاقة التأيّن، وهي مكافئة لطاقة الارتباط التي تثبّت ذلك الإلكترون في مداره. وتعتمد بشكل مباشر على متوسط الطاقة الحركية لجزيئات الغاز، أي على درجة حرارته الفعلية.

وقد وضع العالم "Saha" علاقة لحساب درجة التأين بناء على حسابات معقدة قام بها وأشهر هذه العلاقات حالة غاز موجود في حالة توازن حراري: **[42]**

$$\frac{n_i}{n_0} = 2.410^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp(-\frac{E_i}{k_B T}) \qquad (45–I)$$

حيث:

- n_i: تركيز الأيونات.
- n_0: تركيز الذرات المتعادلة.
- T: درجة الحرارة المطلقة.
- E_i: طاقة التأين.

وتمثل درجة التأين إحدى المعايير لتصنيف البلازما وتعرف بأنها النسبة بين كثافة الجسيمات المشحونة (إلكترونات، أيونات) والكثافة الكلية للبلازما وتصاغ رياضيا بالمعادلة الآتية:

$$\alpha = \frac{n_{e.i}}{n_{e.i} n_N} \qquad (46–I)$$

حيث:

- $n_{e,i}$: تمثل الكثافة العددية للجسيمات المشحونة (إلكترونات وأيونات)
- n_N: تمثل الكثافة العددية للجسيمات المحايدة.

- في الغازات ضعيفة التأين (البلازما الباردة)، تتراوح درجة التأين بين 10^{-6} و 10^{-4}، $\alpha<\alpha_0$
- α_0: تمثل القيمة الحرجة لدرجة التأين، بحيث تظهر أفعال البلازما.

I.10. نماذج توازن في البلازما:

تعتبر البلازما وسط الحدوث العديد من العمليات الذرية الابتدائية والأساسية المتمثلة في التصادم، التأين إعادة التركيب الإشعاعي، إعادة التركيب الالكتروني، الإثارةو التأين الضوئي...الخ. وتعد حساب هذه الكميات التي تميز البلازما أمرا أساسيا لنمذجتها. نظرا لأن البلازما تبتعد عن حالة توازنها حيث يتم تعويض كل عملية إسكانية لمجموعات مختلفة من البلازما بالعملية العكسية، فإن التفاصيل الأكثر دقة للتحولات المجهرية المسؤولة عن تعديلات الإسكان أمر ضروري. ولدراسة البلازما بشكل صحيح فمن المناسب أن تقترح نماذج تعتمد على عدة معايير ومن أهمها الإسكان الذري (N_e) ودرجة الحرارة (T_e) الإلكترونات كما ترتكز هذه الأنظمة الديناميكية الحرارية على المنافسة بين العمليات التصادمية والإشعاعية، ومن هنا يمكن أن نميز عدة نماذج والتي تتمثل في نموذج التوازن الحراري الإجمالي (ETC)، نموذج التوازن الحراري المحلي (ETL)، نموذج التاجي (CM) ونموذج التصادم الإشعاعي (CR) **[43]**.

I.10.1. نموذج التوازن الحراري الإجمالي (ETC):

تتميز البلازما ذات التوازن الحراري الكلي بنفس درجة الحرارة T لجميع الجسيمات المشكلة لهاته البلازما (الفوتونات، الإلكترونات، مختلف الأيونات). حيث في الوسط ذو التوازن الحراري الكلي تكون الظواهر التصادمية والإشعاعية مجهرية عكسية أي كل عملية يقابلها توازن عكسي، فيما يتميز الوسط بدرجة الحرارة والضغط الموحد والإشعاع متناحي الخواص ومتجانس ودرجات حرارة الإلكترون والأيون والإشعاع متساوية **[44، 45]**.

تكون الجسيمات موزعة حسب توزيع سرعات ماكسويل، ونتيجة لهاته المميزات يمكن تحقيق مجموعة من القوانين، تسمح هذه القوانين بإعطاء كل تفاصيل الكثافات ولا تتعلق إلا بطاقة كل عنصر معتبر.

في هذه الظروف تكون قوانين التوازن صالحة في كل نقطة، سواء **[44، 45]**:

- قانون ماكسويل.
- قانون بولتزمان.

- قانون ساها – أغريت.
- قانون بلانك

I.2.10. نموذج التوازن الحراري المحلي (ETL):

يتم تطبيق هذا النموذج على أنواع معينة من البلازما الثابتة التي تمتاز بكثافة عالية والتي هي في مجال $n_e \leq 10^{22}\text{cm}^{\wedge-3}$ ودرجة حرارة منخفضة. في هذا النظام، تنطبق القوانين الإحصائية للتوازن الديناميكي الحراري على كل نظام فرعي وتضمن الكثافة الحرارية داخلها. حيث تهيمن العمليات التصادمية على العمليات الإشعاعية في هذا النظام، وبناءً على هذه المعايير، يمكننا أن نقول إن البلازما في حالة توازن حراري محلي. وعندما يكون لنظام فقدان إشعاعي، فإنه يظهر تدرجات الكثافة ودرجة الحرارة ويقدم إشعاعه مجموعة من الخطوط التي تتناقض مع التوزيع المستمر لشدة الطيف في الوسائط ذات توازن ديناميكي حراري كامل. في هذه الحالة، يمكن استبدال النظام عند درجة الحرارة T الواحدة بمجموعة من الأنظمة الفرعية التي يتم فيها ضمان توازن ديناميكي حراري محلي لأي زوجين N و T لكل نظام فرعي. ويفترض أن تكون تدفقات الطاقة بينهما منخفضة، نظرًا لأن عدد التحولات الإشعاعية ضئيلة جدًا مقارنة بعدد التحولات التصادمية. وفي هذه الحالة يتم استخدام قانون التوازن الإحصائي لبولتزمان من أجل حساب توزيع إسكان المستويات الذرية للأيون. ومن أجل تحديد توزيع درجة التأين للمستويات تستخدم معادلة "Saha" **[16]** التي تعطى بـ:

$$\frac{N_i^{(z,N-1)}N_e}{N_i^{(z,N)}} = \frac{2g_i^{(z,N-1)}}{g_i^{(z,N)}}\frac{(2\pi m_e kT_e)^{3/2}}{h^3}\exp\left(-\frac{E_{ion}-\delta E}{kT_e}\right) \qquad (47\text{–I})$$

أين:

- $\Delta E_{ij}^{Z,Z+1,}$ هي انتقال الطاقة بين المستويين i و j على الترتيب.
- g^{Z+1}, g^{z} هي أوزنها الإحصائية.

I.3.10. نموذج التاجي(CM) :

يجسد النموذج التاجي على البلازما ذات درجات حرارة عالية وكثافة منخفضة نسبيا والتي تكون في حدود $(10^{7}cm^{\wedge-3} \leq n_e \leq 10^{12})$، حيث يطبق هذا النموذج في الفيزياء الفلكية، وكذلك في الأجهزة المخبرية مثل:بلازما التوكوماك والآلات الأخرى من البلازما المنخفضة الكثافة. في ظل هذه الظروف بالنسبة

لدرجة الحرارة والكثافة فإن التوازن الحراري يكون غير محقق، ومنه لا يمكن وصف ظاهرة التأين والإثارة بقوانين بسيطة مثل قوانين ساها وبولتزمان**[46]**.

يصف النموذج التاجي الحالات المستقرة في مثل هذه البلازما والتي تتلخص في العمليات التالية: الإثارة بالتصادم، الإثارة الضوئية، التأين المباشر وغير مباشر، إعادة التركيب ثنائي الإلكترون والإشعاعي. كما أنه يمكن أن ينتج التأين لذرة أو أيون بواسطة التصادم مع الإلكترون أو عن طريق الإثارة التي تليها التأين الذاتي. وبسبب كثافة الإلكترونات المنخفضة فإن تأثير التأين يكون ضئيل جدا لتوجيه الإثارة التصادمية، وتحدث هذه الإثارة أساسا من المستوى الأساسي والذي هو عمليا المستوي الوحيد الذي يكون مشغول بالسكان وتحددها المعادلة التالية **[46]**:

$$N_i \sum_{j<i} A(i \longrightarrow j) = (n_e N_g C_e(g \rightarrow i) + \sum_{k>i} N_k A(k \rightarrow i)) \qquad (48\text{–}I)$$

أين:

- g: يرمز إلى مستوي الأساسي.
- A :هو احتمال الانتقال الإشعاعي بين المستويات.
- C_e: معدل الإثارة.

I.4.10. نموذج التصادم الإشعاعي (CR):

يعتبر نموذج التصادم الإشعاعي (CR) نموذج وسيط بين النموذجين (ETL) و (CM).في الواقع يميل النموذج (CR) إلى التوازن التاجي(CM) في حدود الكثافة المنخفضة والى التوازن الحراري المحلي (ETL) للبلازما عند الكثافة العالية. يتم استخدام هذا النموذج عند دراسة البلازما متوسطة الكثافة مثل البلازما في منطقة التحول الشمسي وتلك المنتجة في المختبرات بواسطة أشعة الليزر. بالنسبة لمثل هذه البلازما تكون كثافة الإلكترونات في حدود ($10^{12} cm^{\wedge -3} \leq n_e \leq 10^{22} cm^{\wedge -3}$) في هذه الحالة لا يمكننا إهمال العمليات الإثارة التصادمية وإزالة الإثارة بين المستويات المثارة. هنا التطور الزمني لكثافة السكان لكل مستوي من كل أيون تحكمه مجموع عمليات ملأ وإخلاء السكان بين المستويات أو الأيونات الأخرى بالمعادلة التالية: **[33، 47، 48]**

$$\frac{dN_{i,z}}{dt} = \left(\sum_{Z',j\neq i} T_{Z',jZ_i} N_{Z',j}\right) - \left(\sum_{Z',j\neq i} T_{ZiZ'j}\right) N_{Z,i} \qquad (49\text{–}I)$$

أين $T_{Z',jZi}$: هي معدلات الانتقال من المستوى j للأيون Z' إلى المستوي i للأيون Z.

خلاصة:

ناقشنا في هذا الفصل بصورة شاملة مختلف الجوانب المتعلقة بمطيافية البلازما والبنى الذرية. فقد بدأنا أولاً بتقديم الأسس النظرية لفهم الأطياف الذرية والانتقالات بين المستويات الطاقوية، حيث تُعتبر هذه الانتقالات الأساس لفهم طبيعة الإشعاع المنبعث أو الممتص من البلازما. بعد ذلك، انتقلنا إلى دراسة الآليات الذرية الأولية التي تشكّل جوهر التفاعلات داخل البلازما، وتشمل الانتقالات الإشعاعية، وعمليات التصادم المختلفة التي يمكن أن تؤدي إلى إثارة أو إزالة إثارة للذرات والأيونات، وكذلك عمليات إعادة التشكيل الإشعاعي والتأين. وتمتاز كل آلية من هذه الآليات بمعطيات كمية دقيقة مثل معدلات العمليات والمقاطع الفعالة، والتي تُعدّ عناصر أساسية لفهم السلوك المجهري للبلازما.

إضافة إلى ذلك، تم إبراز الدور الحيوي لهذه المعطيات في تحليل الأطياف المنبعثة من البلازما، حيث يُمكّن ذلك من استنتاج خصائص فيزيائية هامة مثل درجة الحرارة الإلكترونية وكثافة الجسيمات، وحالة التأين. كما تناولنا بالنقاش مختلف النماذج النظرية وقوانين التوازن في البلازما، مثل التوازن الإشعاعي والتوازن المحلي الحراري (LTE)، إضافةً إلى النماذج غير المتوازنة التي تكتسي أهمية بالغة في وصف البلازما ذات الكثافة المنخفضة.

وبذلك، قدّم هذا الفصل رؤية متكاملة حول مفاهيم العمليات الأساسية الذرية التي تحدث في البلازما.

المراجع

1. Chen, F. F. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. 3rd ed. New York: Springer, 2016. Kirchhoff., G and Bunsen. R. "Chemical Analysis by Observation of Spectra." Annalen der Physik und Chemie, (1860) 110, 161–189.
2. Demtröder W., Atoms ,Molecules and Photons An Introduction to Atomic, Molecular and Quantum-Physics, (Springer Verlag Berlin Heidelberg Germany 2006).
3. Peyrusse, O, et al. Plasma out of thermodynamical equilibrium: influence of the plasma environment on atomic structure and collisional cross sections. Diss. CEA Saclay, 2014
4. Taylor, John R. Scattering theory: the quantum theory of nonrelativistic collisions. Courier Corporation, 2006.
5. Sampson, Douglas H., and Hong L.Z. "Use of the Van Regemorter formula for collision strengths or cross sections." Physical Review A 45.3 (1992): 1556.
6. Inal, M. K., and Dubau. J. "Theory of excitation of He-like and Li-like atomic sublevels by directive electrons: application to x-ray line polarisation." Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics 20.16 (1987): 4221.
7. Solano College Introductory_Chemistry_at_Solano_College, Commodore St Germain, 2025.
8. Bar-Shalom, A., Klapisch .M, and Oreg. J. "HULLAC, an integrated computer package for atomic processes in plasmas." Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 71.2-6 (2001): 169-188.
9. Dyall, K. G., et al. "GRASP: A general-purpose relativistic atomic structure program." Computer physics communications 55.3 (1989): 425-456.
10. Addie Cl, Oregon Institute of Technology, OREGON INSTITUTE OF TECHNOLOGY: 202 CHE GENERAL CHEMISTRY II, 2025.
11. Wu, Z. Q., et al. "Plasma effects on electron impact ionization." Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 35.10 (2002): 2305.
12. Fournier, K. B., et al. "Influence of optical thickness and hot electrons on Rydberg spectra of Ne-like and F-like copper ions." Physical Review E 67.1 (2003): 016402.
13. Maurya, M. K., Pragya Kesharwani, Sunil A K Kerketta, and Shyam Sunder Tiwari. "Study of Synthesis of Zinc Oxide (ZnO) Quantum Dot And its Application as a Gas Sensor." Journal of Emerging Technologies and Innovative Research 11, no. 8 (August 2024): c505–c519.
14. Martin, W. C., & Wiese, W. L. "Atomic Spectroscopy – Atomic States, Shells, and Configurations." In Atomic Spectroscopy: A Compendium of Basic Ideas, Notation, Data, and Formulas (NIST), Chapter 3. Retrieved from NIST website.
15. Belkhiri, M. Plasma out of Thermodynamical Equilibrium: Influence of the Plasma Environment on Atomic Structure and Collisional Cross Sections. PhD diss., Université Paris-Sud XI, École Doctorale 288: Ondes et Matière, Laboratoire Interactions Dynamique et Lasers, 2014.
16. Hilborn, R. C. "Einstein Coefficients, Cross Sections, f-values, Dipole Moments, and All That." American Journal of Physics 50, no. 11 (1982): 982–986.

17. Griem, Hans R. Principles of Plasma Spectroscopy. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
18. Mohler, Fred L. Intensity Distribution in the Line Emission Spectrum of Cesium. Journal of Research of the National Bureau of Standards 17, no. 1 (1936): 45–55.
19. Salzmann D., Atomic Physics in Hot Plasmas, (Oxford University Press, New york 1998).
20. Arimondo E., Berman P.R. and Lin C.C., Advances in Atomic, Molecular, and optical physics volume 55,(USA 2008).
21. Jego, Jean-M. Contribution à l'étude de l'émission stimulée dans le verre dopé au néodyme. Rapport CEA-R-3719. Centre d'Études de Limeil. Gif-sur-Yvette: Commissariat à l'Énergie Atomique, Service Central de Documentation, France 1969.
22. Drevillon, Jérémie. Design ab-initio de matériaux micro- et nanostructurés pour l'émission thermique cohérente en champ proche et en champ lointain. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2007.
23. Einstein, Albert A. On the Quantum Theory of Radiation. Physikalische Zeitschrift 18 (1917): 121–128.
24. Bransden B. H. and Joachain C. J ., Physics of atoms and molecules, New York (1983).
25. Link, APS. "Indirect Ionization: Cross Sections of Electron Impact." Physical Review A 70, no. 042717.
26. Thermo Fisher Scientific. Ionization Source Technology Overview. Accessed August 27, 2025
27. Arianer, J. Les Processus d'ionisation. Institut de Physique Nucléaire, Centre d'Orsay, Université Paris-Sud,1997.
28. Bryans, P. On the Spectral Emission of Non-Maxwellian Plasmas. September 2005.
29. Massey, H. S. W., and D. R. Bates. Electronic and Ionic Impact Phenomena. Oxford: Clarendon Press, 1942.
30. Unsöld, Albrecht. Physique der Sternatmosphären. Berlin: Springer, 1955.
31. Burgess, Alan. "Dielectronic Recombination in Hot Plasmas." Astrophysical Journal 139 (1964): 776–780.
32. Kunze, H. J. Introduction to Plasma Spectroscopy. Berlin: Springer, 2009.
33. Salzman, D. Atomic Physics in Hot Plasmas. New York: Oxford University Press, 1998.
34. Ferouani, Abdel Karim. 2013. Effets d'électrons suprathermiques directifs sur le diagnostic en température de plasmas chauds basé sur le rapport d'intensité des raies d'émission d'ions héliumoïdes. Thèse de doctorat en physique, Université Aboubekr Belkaïd de Tlemcen.
35. Pradhan A.K., 1985.Recombination-cascade X-ray spectra of highly charged helium-like ion, Astro- phys. J., 288, 824.
36. Burke, P. G., and W. D. Robb. 1975. "The R-matrix Theory of Atomic Processes." In Advances in Atomic and Molecular Physics, vol. 11, 143–214. New York: Academic Press.

37. Corney, Alan. Atomic and Laser Spectroscopy. Oxford; New York: Clarendon Press, 1977. "Oxford Classic Texts in the Physical Sciences" (Paperback) ،Oxford University Press, 2006.
38. Tennyson, J. Astronomical Spectroscopy: An Introduction to the Atomic and Molecular Physics of Astronomical Spectra. 2nd ed. London: Imperial College Press, 2010.
39. Nagels, V. Validation expérimentale des codes de physique atomique des plasmas hors équilibre thermodynamique local. September 2004.
41 Donon, Jeremy, Sana Habka, Vanesa Vaquero-Vara, Valerie Brenner, Michel Mons, and others. 2019. "Electronic Stark Effect in Isolated Ion Pairs." Journal of Physical Chemistry Letters 10, no. 23: 7458–7462
42 Mitchell J. Neuman, Principles of Plasma Physics for Engineers and Scientists, Springer, 2011.
43 Peyrusse, Olivier, et al. Plasma out of thermodynamical equilibrium: influence of the plasma environment on atomic structure and collisional cross sections. Diss. CEA Saclay, 2014.
44 Chapelle J. L'arc électrique et ses applications: Etude physique de l'arc électrique – Tome 1. CNRS édition, 1984.
45 Abdallah J., Jr., D. P. Kilcrease, A. Y a .Faenov and T. A. Pikuz: The Calculation of Satellite Line Structures in Highly Stripped Plasmas, NM: Lose Alamos National Laborratory,1998.
46 Raymond J.C. and Brickhouse N.C., Atomic Processes in Astrophysics, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 237, 321 (1996).
47 Fujimoto T., Plasma Spectroscopy, (Clarendon Press Oxford, 2004).
48 Pradhan A.K. and Nahar S.N., Atomic Astrophysics and Spectroscopy, (Cambridge 2011).

الفصل الثاني

التأين بواسطة التصادم الإلكتروني

II. التأين بواسطة التصادم الإلكتروني

II.1.مقدمة:

يُعَدّ التأيُّن بالتصادم الإلكتروني من العمليات الجوهرية والأساسية في فيزياء البلازما، إذ يُشكّل أحد المفاتيح الرئيسة لفهم البنية الداخلية للبلازما وسلوكها الديناميكي تحت تأثير الظروف الفيزيائية المختلفة. فعملية التأيُّن تُسهم بصفة مباشرة في تحديد كثافة الإلكترونات ودرجة التأيُّن والتوزيع الطاقوي للجسيمات داخل البلازما، وهي بذلك تؤثر على معظم الظواهر الفيزيائية المرتبطة بها مثل الإشعاع، والتوصيل الكهربائي، وانتقال الطاقة .ومع التطور المتسارع في دراسة فيزياء البلازما خلال العقود الأخيرة، خصوصًا بفضل التطور في التقنيات الحاسوبية والنمذجة العددية، تم اقتراح العديد من النماذج الرياضية المتقدمة التي تهدف إلى وصف الأنواع المختلفة من البلازما في حالاتها المتنوعة، وذلك بالاعتماد على نتائج الفيزياء الحديثة وميكانيك الكم ونظرية التصادمات.

ورغم هذا التقدم، إلا أنّ تلك النماذج غالبًا ما تقود إلى أنظمة معقدة من المعادلات التفاضلية والتكاملية يصعب حلها بدقة حتى باستخدام أحدث الأساليب العددية والبرمجيات المتطورة، نظرًا لما تتطلبه من بيانات دقيقة جدًا حول العمليات الإشعاعية والتصادمية التي تتحكم في تأيُّن الذرات والأيونات وإثارتها وتشخيصها الطيفي.

وفي هذا الفصل، سيتم التركيز على حساب المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني للأيونات الشبيهة بالهيليوم، وهي: Li^{+1}، B^{+3}، F^{+7}، وذلك في كلٍّ من الحالة الأساسية والحالة المثارة الفردية والحالة المثارة الثلاثية.

وسيتم في البداية عرض ومناقشة التقريبات النظرية المعتمدة في حساب المقاطع الفعالة لعمليات التأين بالتصادم الإلكتروني، مثل تقريب بورن والمعادلات شبه التجريبية. بعد ذلك، سيتم الانتقال إلى الجانب العددي حيث تُحسب القيم للمقاطع الفعالة باستعمال البرنامج المتخصص FAC، مع تحليل ومناقشة للمنحنيات المتحصل عليها.

II. 2. المقطع الفعال للتصادم

يعتبر المقطع الفعال من الكميات الفيزيائية الجوهرية لدراسة وتحليل عمليات التصادم. لنفترض تدفقا لجسيمات واردة F_i على طول المحور oz تصطدم بجسيمات الهدف N_i كما هو موضح في الشكل (1.II). إذا كان N يمثل عدد الجسيمات المبعثرة خلال وحدة الزمن، يتم التعبير على ذلك من خلال كمية مميزة تعرف

بالمقطع الفعال، الذي صاغه الباحث "Goldberger" على أنه نسبة عدد الجسيمات التي خضعت للتشتت بواسطة الهدف (الذرة، جزيء، أيون) إلى عدد الجسيمات الساقطة حيث يعطى بالمعادلة التالية[**2,1**]:

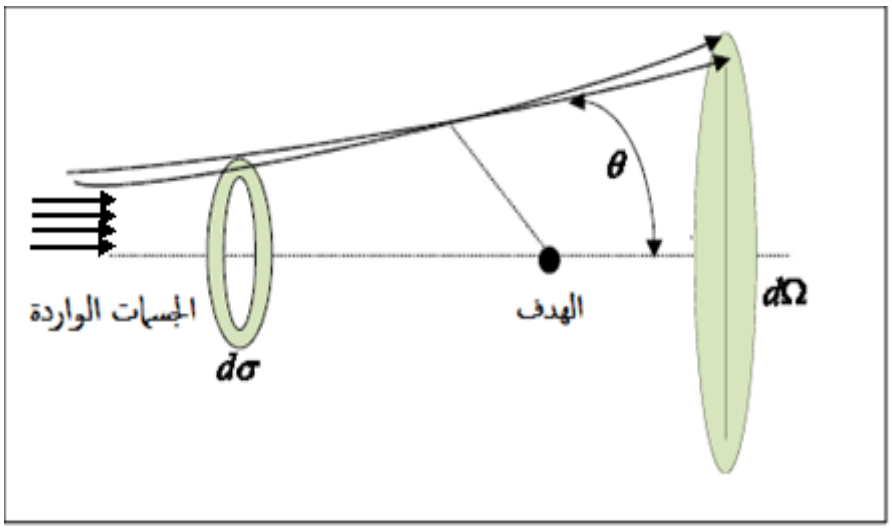
$$\sigma = \frac{N}{N_i F_i} \qquad (1-II)$$

يرمز إلى المقطع الفعال عادة بـ σ ويرتبط هذا المقطع باحتمال انتقالية النظام من الحالة الابتدائية إلى الحالة النهائية خلال وحدة الزمن، كما يتأثر احتمال الانتقال بالطاقة الابتدائية والطاقة النهائية للتصادم. بالنسبة لوحداته، فإن للمقطع الفعال له أبعاد مساحة، ويقاس بوحدات المتر (m^2) مما يعكس الطبيعة الهندسية للمقطع الذي يحدده. تعطى علاقة المقطع الفعال باحتمال الانتقال وفقا للعلاقة التي اقترحها الباحثان "Goldberger" و"Joachain" .[**4,3**]

$$\sigma_{i\to f} = \frac{p_{fi}}{F} \qquad (2-II)$$

يرتبط احتمال الانتقال p_{fi} بعنصر مصفوفة الانتقال $|T_{fi}|$ بالعلاقة الأتية [**4,3**]:

$$P_{i\to f} = \frac{(2\pi)^4}{k_i}\,\delta(E_i - E_f)\delta(k_i - k_f)|T_{fi}|^2 F \qquad (3-II)$$



الشكل II.1: رسم تخطيطي مبسط لتوضيح مفهوم المقطع الفعال[**4**].

تعد المقاطع الفعالة من أهم المفاهيم الأساسية في دراسة العمليات الإشعاعية والذرية داخل البلازما، إذ تمثل المقياس الكمي لاحتمال حدوث تفاعل معين بين جسمين متصادمين مثل الإلكترون والأيون. وتعتمد القيم الدقيقة للمقاطع الفعالة على طبيعة الجسيمات المتصادمة وطاقة التصادم وحالة الأيون أو الذرة المستهدفة. ومن

خلال حساب المقاطع الفعالة بدقة يمكن استنتاج العديد من المقادير الفيزيائية الأساسية في البلازما مثل معدلات التأين، إعادة التشكيل و الإثارة، وهي معطيات ضرورية لوصف التوازن الطاقي وسلوك البلازما تحت شروط مختلفة.

3.II. آلية التأين بالتصادم الإلكتروني

تعد دراسة تأين الذرات والجزيئات بالتأثير الإلكتروني فرع مهم في فيزياء التصادم، فهو يجذب اهتمامًا متزايدًا من طرف الباحثين وهذا بفضل الإجابات التي يجلبها لحل المشاكل المطروحة في المجالات المختلفة، من ضمنها فيزياء البلازما وتجارب الانصهار النووي والفيزياء الفلكية، حيث أن هناك العديد من البحوث التي أجريت من أجل دراسة وتحسين آلية التأين بالتصادم الالكتروني للذرات والجزيئات مع تقديم نظريات وأساليب تجريبية بحيث يتم في هذه الأخيرة تضخيم هذا الاهتمام من خلال تطوير تقنيات الكشف الحديثة التي ولدت جيل جديد من تجارب التصادم التي يتم فيها تنفيذ الاكتشافات المتتالية للإلكترونات الناشئة بدقة وكفاءة عالية.

انطلق الحساب النظري للمقاطع الفعالة لعملية التأين بواسطة التصادم الإلكتروني بداية بالباحث "Thomson" سنة 1912[**5**]، ثم واصل بعدها الأعمال النظرية كل من الباحثون "Beth" سنة 1930[**6**] "Massy" ، "Mohr" سنة 1933[**7**] حيث سعت هذه الدراسات إلى تحسين وتطوير النظريات المتعلقة بالمقاطع الفعالة. بعدها توالت دراسة وتنفيذ العديد من الحسابات الخاصة بالتوازن التي من خلالها تم اعتماد أساليب بسيطة نسبيا أي تقريبية لحساب المقاطع الفعالة ومعدل التأين بالتأثير الإلكتروني، ومن ثم وضعت الصيغة شبه التجريبية لمعامل معدل التأين من قبل الباحثين "Seaton" و "Rudje" في عام 1964[**8**] وذلك بعد التعقيب عن دراسة "Elwert" [**9**] المنجزة سنة 1952، وفي نفس العام قدم الباحث "Burgess" [**10**] الطريقة شبه الكلاسيكية. وبعد ذلك، في عام 1971 تم تبني طريقة "Coulomb-Born" المبسطة من قبل الباحث "Beigman" وآخرون. [**11**]

ثم قام "Moores" بتطوير حسابات نظرية لنموذج "Coulomb" في سنة 1972 [**12**]، تمت دراسة القيم التجريبية من طرف الباحث "Presnyakov" [**13**] الذي أوضح العلاقة بين المقاطع الفعالة لطريقة "Coulomb-Born" وصيغة "Seaton". وفي عام 1977، قام "Burgess" [**14**] وآخرون بتقديم تحديثات على المقاطع الفعالة التجريبية للتأين بالتصادم الإلكتروني. أنجز الباحث "Lahmam-Bennani" [**15**] حسابات

تجريبية للمقاطع الفعالة لذرتي الهليوم والأرجون في سنة 1983، كما قام الباحث "Di.Martino"[16] نفس التجربة عند طاقات صدم مختلفة.

وقد تزامن تطور هذه التجارب طبيعيا مع تطور وتنوع النماذج النظرية التي تبعتها تحسن وتقدم كبير في حساب المقاطع الفعالة بالتصادم الالكتروني نذكر منها طريقة الأمواج المشوهة التي اقترحت من قبل الباحث "Whlam"[17] سنة 1993، وفي نفس السنة ذكرت طريقة "R-matrix" من طرف الباحثين "Burk" و " Berrington "[18] وطريقة اقتران القريب المتقارب التي قدمت من طرف الباحث " Bray"[19] في عام 1999 حيث تعتبر هذه الأساليب عبارة على مقاربات عددية تتطلب موارد حوسبة كبيرة لبناء القواعد اللازمة في تحديد المقاطع الفعالة لعملية التأين بالتصادم الالكتروني.

وكذلك كان لمواقع البحث الالكتروني نصيبا كبيرا في تقديم معطيات عن المقاطع الفعالة ومعدل التأين بواسطة التصادم الالكتروني لكثير من الأيونات بطرق مختلفة من الحساب وذلك بوضعها في قاعدة بيانات متاحة ومعتمدة دوليا نذكر منها:

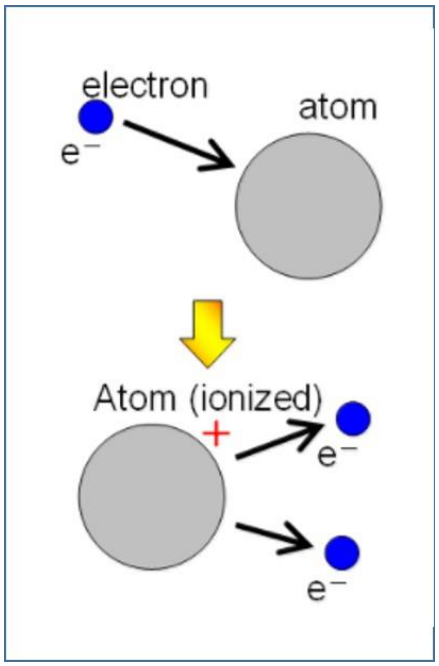
قاعدة البيانات ADAS المتمثلة في هذا الموقع http://www.adas.ac.uk المقترحة من طرف الباحث "Summers" وآخرون[20] كما أصدرت قاعدة البيانات هذه جزءا كبيرا من المعطيات الذرية للباحثين في هذا المجال عبر الانترنيت خلال موقع الويب OPEN-ADAS [21] http://open.adas.ac.uk.. وكذلك قاعدة البيانات NIFS التي وفرت موقع على الويب[22] https://dbshino.nifs.ac.jp. وهو يعتبر محرك بحث للعديد من قواعد البيانات الجزيئية الذرية وكذلك صفحة الوكالة الدولية للطاقة الذرية على شبكة الانترنيت[23] http://www.amdis.iaea.orgالتي قدمت في نفس الوقت وسيلة للبحث في مجموعة واسعة من قواعد البيانات المستخدمة حاليا. نذكر أيضا ORNL CFADC حيث تحتوي قاعدة البيانات هذه على معاملات معدل التأين بالتأثير الالكتروني وأرشيف القياسات التجريبية المعطاة في الموقع [24] http://www-cfadc.phy.ornl.gov. كما يقدم هذا الموقع http://atom.curtin.edu.au/CCC-WW/index.html حساب المقاطع الفعالة عن طريق اقتران القريب المتقارب[25] .

يعتبر التأين للذرة أو الجزيء عن طريق التأثير الإلكتروني من أهم عمليات التصادم الإلكتروني، و تحدث هذه العملية المبينة في الشكل (2.II) نتيجة تفاعل بين الإلكترون والذرة لتعطي زوج ايون- الكترون حر. هذا التفاعل يضمن نقل الطاقة وكمية الحركة بين الإلكترون الحادث والكترونات الذرة، ومن أجل تحرير إلكترون يجب

أن تكون طاقة الإلكترون الحادث أعلى من طاقة (جهد) التأين للذرة ويمكن التعبير عن هذه الظاهرة بالمعادلة التالية[**26**]:

$$(Z, N) + e \rightarrow (Z, N-1) + e + e \qquad \textbf{(4-II)}$$

ويوجد نوعين لتأين بالتصادم الالكتروني، تأين مباشر وتأين غير مباشر.



الشكل(II.2): عملية التأين بالصدم الالكتروني [5].

II.3.1. التأين المباشر:

التأين عن طريق التأثير الإلكتروني المباشر هو عملية تحدث بين ذرة أو أيون مع إلكترون حر، ويتبعه تشتت للإلكترون الحادث والكترونات أخرى من أيون (ذرة) المستهدفة، وهذا يستلزم أن طاقة الإلكترون الحادث أكبر من طاقة التأين للذرة. حيث أن الإلكترون المنتزع أثناء عملية التأين يمكن أن يكون من الكترونات الطبقة الخارجية أو من إلكترونات الطبقات الداخلية كما هو الحال في البلازما الساخنة التي توجد بها إلكترونات حرة طاقتها عالية جدا قادرة على استخراج الإلكترونات التي تنتمي إلى الطبقات الفرعية الداخلية، ويعتبر التأين المباشر من أهم العمليات التي تحدث في البلازما الساخنة [**26،27**].

II.3.2. التأين غير المباشر:

تحدث هذه العملية عندما تكون طاقة الإلكترون الوارد عالية فتعمل على إثارة مضاعفة لإلكترون الذي ينتمي إلى الطبقة الفرعية الداخلية لأيون الهدف X^{+Z}. مما يؤدي إلى التأين الذاتي للأيون، وفي هذه العملية من الضروري أن تكون طاقة الإلكترون الوارد أكبر من أو تساوي طاقة التأين الأولى للأيون، ولقد درست هذه العملية

منذ منتصف 1960 حيث تلعب هذه العملية دورا مهما في تحديد حالة تأين البلازما الساخنة. وتمثل هذه العملية بالمعادلة التالية: [28].

$$(\mathrm{Z}, N) + e \rightarrow (Z, N)^{**} + e \qquad \textbf{(5–II)}$$
$$\searrow (Z, N-1) + e$$

4.II. طرق حساب المقاطع الفعاله:

يعتبر حساب المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني من الجوانب الأساسية لفهم التفاعلات بين الجسيمات في الفيزياء الذرية والجزيئية، وتتنوع طرق الحساب لتناسب خصائص أنظمة الطاقة المختلفة ومن بين طرق الحساب نذكر الطريقة الكلاسيكية والشبه الكلاسيكية، تقريب كولومب بورن، طريقة المعادلات شبه تجريبية وطريقة "Binary Encounter Beth" وطريقة الأمواج المشوهة.

ترتكز الطريقة الكلاسيكية على مبدأ التصادمات بين الجسيمات باستخدام قوانين الميكانيكا التقليدية (الكلاسيكية)، بينما الطريقة شبه الكلاسيكية فهي تدمج بين المبادئ الكلاسيكية وتأثيرات ميكانيكا الكم، مما يسمح بتحسين الدقة في وصف التفاعلات التي لا يمكن للنماذج الكلاسيكية تفسيرها بدقة خاصة في مجال الطاقات المتوسطة. أما تقريب بورن –كولومب فيستخدم منهج كمومي يعتمد على نظرية الاضطراب، يناسب دراسة التأين والإثارة الناتجة عن القوى الكهروستاتيكية بين الجسيمات، ويعتبر من الأدوات الأساسية في حساب المقاطع الفعالة لعمليات التصادم الإلكتروني. بينما تجمع الطرق شبه التجريبية بين النماذج النظرية والبيانات التجريبية لضبط المعاملات وتحسين نتائج الحساب مما يجعلها مناسبة للدراسات التي تتطلب دقة عالية استنادا إلى تجارب فعلية. تأخذ طريقة الأمواج المشوهة اعتبارا لتشوهات التي تطرأ على الدوال الموجية خلال التصادمات، مما يزيد من دقة وصف التشتت والامتصاص وأخيرا، تمثل طريقة التصادم الثنائي لـ "Binary Encounter Beth" نموذجا يجمع بين المفاهيم الكلاسيكية ونظرية "Beth" الكمومية، وتستخدم على نطاق واسع في حساب المقاطع الفعالة للتأين الإلكتروني مع الذرات والجزيئات. وبذلك، يشكل هذا التنوع في الأساليب مجموعة متكاملة تتيح دراسة المقاطع الفعالة بكفاءة تتناسب مع تعقيد الأنظمة الذرية وتباين طاقات الإلكترونات.

1.4.II. الطريقة الكلاسيكية:

نظرا للأهمية الأساسية للطريقة الكلاسيكية في حساب المقاطع الفعالة لعملية التأين بالتصادم الإلكتروني تم تكريس

العديد من الجهود من أجل دراستها، بداية كانت مع الباحث Thomson [5] أين استخدم النظرية الكلاسيكية لوصف المقطع الفعال للتأين بالتصادم الإلكتروني للذرات وذلك من خلال التكامل على التصادمات التي يكون فيها انتقال الطاقة من الإلكترون الوارد إلى الإلكترون الهدف (الذرة)، وتعطى الصيغة الكلاسيكية للمقطع الفعال بالعبارة التالية [29]:

$$\sigma(E) = 6.5 \times 10^{-14} \sum_j \frac{n_j}{I_j E}\left(1 - \frac{I_j}{E}\right) cm^2 \qquad \textbf{(6–II)}$$

أين:

- $\sigma(E)$: هو المقطع الفعال الكلي للتأين عند طاقة الصدم E.
- n_j: هو عدد الإلكترونات في المستوى الفرعي j المرتبطة بطاقة التأين I_j لذلك المستوى الفرعي (أين طاقات يعبر عنها بـ eV).

بمعنى آخر، يكون المقطع الفعال الكلي ناتج عن مجموع مساهمات التأين من كل مستوى فرعي إلكتروني وكل مستوى فرعي يحتوي على عدد معين من الإلكترونات n_j التي ترتبط بإحدى طاقات التأين I_j المميزة لذلك المستوى [29].

وقد قام عدة باحثين بتعديل الطريقة الأصلية لطومسون وذلك من خلال الاعتماد على شروط أولية مختلفة في الوصف الكلاسيكي للمشكلة. وبحسب رأي الباحث رادج "Rudge" فإن أيا من هذه الصيغ لم يمثل تحسنا جوهريا مقارنة بنظرية طومسون المبكرة، لأن هذه التقديرات الكلاسيكية تعاني من نفس النقائص عند طاقات الإلكترون العالية والمنخفضة كما هو الحال في نظرية طومسون [29].

أعاد جريزينسكي "Gryzinski" النظر في المشكلة بافتراض أن الإلكترون الهدف في الذرة يمتلك توزيع سرعة مستمر، وقد أدى ذلك في عام 1965 إلى صيغة جريزينسكي الشهيرة إلى مقطع التأين المتكامل (على جميع الطبقات الإلكترونية n, l) والذي يكتب كما يلي [30]:

$$\sigma = \sum_{n,l} 4\pi a_0^2 \, N_{n,l}\left(R/E_{n,l}\right)^2 f(u) \qquad \textbf{(7–II)}$$

أين:

- a_0: نصف قطر بور.
- R: طاقة ريدبيرج.
- $u = \frac{E}{E_{n,l}}$: طاقة الإلكترون الوارد قسمة طاقة الربط لطبقة الفرعية (ما تحت الطبقة).

والدالة المتغيرة بدلالة الطاقة $f(u)$ تعطى كما يلي [30]:

$$f(u) = 1/u[(u-1)/(u+1)]^a \times [b + (c - 1/2u) \times ln(2.7 + (u-1)^{1/2})] \qquad (8 - II)$$

أين: $a = 3/2$, $b = 1$ و $c = 1$.

2.4.II. النظرية الشبه الكلاسيكية

تم تطوير الحسابات الكلاسيكية للمقطع الفعال للتأين إلى مستويات من التعقيد والتطوير تفوق الصيغة الكلاسيكية الأصلية بكثير، أين قام الباحث بورغس "Burgess" بتحسين نظرية "Thomson" من خلال مراعاة بعض الخصائص الميكانيكية الكمومية، وخاصة التبادل بين الإلكترونات وهي الطريقة الأكثر استخداما في التصادم الكلاسيكي، كما أَضاف إليها مساهمة تعتمد على معامل التصادم طويل المدى، ويستخدم صيغة المقطع الفعال للتأين بالتصادم الإلكتروني للباحث "Burgess" على نطاق واسع في الفيزياء الفلكية والذي يكتب كالتالي: [31]

$$\sigma(E) = \frac{4\pi a_0^2 (13.6)^2}{(E+E_j+E_i)} \sum_j r_j \left[\left(\frac{1}{I_j} - \frac{1}{E}\right) + 2/3 E_j \left(\frac{1}{I_j^2} - \frac{1}{E^2}\right) - \frac{\ln(E/I_j)}{E+I_j}\right] + \sigma(E)^{I.P.} \qquad (9–II)$$

أين:

- a_0 : نصف قطر بور.
- I_j : طاقة التأين لطبقة الفرعية j
- E_j : طاقة الحركية للإكترون المرتبط بالذرة.
- $\sigma(E)^{I.P.}$: وهو الجزء المتعلق بمعامل التصادم والذي يستمد عن طريق التكامل على مقطع التأين الضوئي.

ورغم أن صيغة بورغس شكلت تحسنا مهما وملحوظا على النظريات الكلاسيكية التقليدية (البحتة) إلا أنها تظل غير قادرة على إعطاء الصيغة الصحيحة للمقاطع الفعالة للتأين خاصة في حالة الذرات البسيطة نسبيا مثل: الأزوت، النيون، الفلور. ومن أجل تحسين نظرية "Burgess" اقترح الباحثين داتش ومارك "Deutsch" و "Mark"، نموذج شبه كلاسيكي يجمع بين الأساليب الكمومية الأساسية ضمن الصيغة الكلاسيكية بحيث يعالج تأثيرات التبادل والتداخل الإلكتروني بطريقة دقيقة، حيث استخدما في نظريتهما لحساب المقطع الفعال الناتج عن تصادم الإلكترون لذرة معينة نصف القطر المحسوب من المبادئ الكمومية $r_{n,l}$ للإلكترونات في الطبقة الفرعية

(ما تحت الطبقة) المحددة بالأعداد الكمومية n,l بدلا من نصف قطر بور a_0 وتعطى صيغة المقطع الفعال $\sigma_{n,l}$ كالتالي [31]:

$$\sigma_{n,l} = g_{n,l}\pi r_{n,l}^2 f(u) \qquad (10\text{–II})$$

أين:

- $g_{n,l}$: الوزن الإحصائي للطبقة الفرعية (ما تحت الطبقة).

يعطى المقطع الفعال الكلي لعملية التأين بالتصادم الإلكتروني للذرة عن طريق الجمع الرياضي لمقطع التأين لكل طبقة فرعية (ما تحت الطبقة) بالصيغة التالية:

$$\sigma = \sum_{n,l} \sigma_{n,l} \qquad (11\text{–II})$$

3.4.II. تقريب Coulomb-Born

يُعَدُّ تقريب كولومب–بورن (CBA) أحد أهم التطورات التي شهدتها نظرية التصادمات الذرية، إذ يجمع بين الفرضية الأساسية لتقريب بورن وبين الحاجة إلى التعامل الصحيح مع طبيعة القوى الكولومبية بعيدة المدى. فقد وُضع تقريب بورن لأول مرة في عشرينيات القرن الماضي في إطار ميكانيك الكم على يد ماكس بورن، حيث افترض أن الإلكترون الوارد والمنتشر يمكن تمثيل دواله الموجية على شكل موجات مستوية بسيطة، وهو ما عُرف باسم تقريب بورن الأول. وقد أثبت هذا التقريب كفاءة عالية في وصف التصادمات عالية الطاقة ذات التأثيرات قصيرة المدى، إلا أنه أظهر قصوراً ملحوظاً في حالة التفاعلات الكولومبية. [32]

انطلاقاً من هذا القصور، بدأ تطور مفهوم تقريب كولومب–بورن في ثلاثينات وأربعينات القرن الماضي مع ظهور الحاجة إلى وصف أكثر دقة لتصادمات الإلكترونات بالأيونات والذرات الهيدروجينية. وقد تمثلت الفكرة الجوهرية في استبدال الموجات المستوية بدوال موجية مشوَّهة، يتم الحصول عليها من خلال حل معادلة شرودنغر التي تتضمن كمون الهدف. وبالمثل، يتم تمثيل الإلكترونات المتشتتة بموجات مشوّهة محسوبة انطلاقًا من معادلة شرودنغر التي تراعي طاقة التأين. بذلك يصبح وصف الحالة الكمومية أدق، لأنه يعكس التفاعل بين الإلكترونات الحرة وإلكترونات الهدف قبل الاصطدام وبعده. [33]

ورغم أن هذا التقريب يتضمن أخذ التشوّه في الدوال الموجية بعين الاعتبار، فإنه يبقى تقريبًا من الدرجة الأولى، لأنه يفترض أن الإلكترون الوارد يتفاعل مع الهدف مرة واحدة فقط. وعليه، عندما تكون طاقة الإلكترون منخفضة، يظل تأثير التشوّه ضعيفًا نسبيًا كما هو الحال في تقريب بورن، ويكون الجهد قصير المدى عمليًا معدومًا

بعد مسافة معينة. أما عند الطاقات الكبيرة جدًا، فإن تأثيرات التشوه والتبادل تصبح ضئيلة، مما يعيدنا تقريبًا إلى سلوك بورن التقليدي [34].

حيث تم إنجاز العديد من الأعمال العلمية التي هدفت إلى حساب المقاطع الفعّالة للتأين باستخدام تقريب بورن–كولومب، حيث قام Vainshteinوزملاؤه [35] بعدة مساهمات مقدمين بذلك إطارًا موحَّدًا لحساب المقاطع الفعّالة عبر مدى واسع من الطاقات. وتكمن أهمية هذه المساهمات في أنّها لا تقتصر على وصف المقاطع الفعّالة للتأين فقط، بل تشمل أيضًا معاملات معدل التأين، وقد صيغت مجموعة من المعادلات المقترحة كما يلي :[36]

$$\sigma_z^{ion} = \pi a_0^2 \frac{\xi}{2l_0+1}\left(\frac{\chi_H}{\chi_z}\right)^2 \Phi_i(u) \qquad (cm^2) \qquad (\mathbf{12-II})$$

$$C_z = 10^{-8}\frac{\xi}{2l_0+1}\left(\frac{\chi_H}{\chi_z}\right)^{3/2} e^{-\beta} G_i(\beta) \qquad (cm^3.S^{-1}) \qquad (\mathbf{13-II})$$

حيث أن:

- a_0: نصف قطر بور.
- ξ: عدد الكترونات التكافؤ تحت طبقة فرعية (العدد المداري l_0) ذات الطاقةχ_Z.
- و $u = \frac{\varepsilon}{\chi_z}$ ، $\beta = \frac{\chi_z}{T_e}$، كما أنه تعطى قيم ε، T_e ،χ_zبالإلكترون فولط (eV) .

والدالتين G_i ،Φ_i معرفتان بـ:

$$\Phi_i(u) = \left(\frac{u-1}{u}\right)\frac{C_1}{(u-1)+C_2} \qquad (\mathbf{14\text{-}II})$$

$$G_i(\beta) = \frac{C_3\sqrt{\beta}}{\beta+C_4} \qquad (\mathbf{15\text{-}II})$$

حيث أن المعاملات C_1،C_2،C_3و C_4 يتم الحصول عليها بطريقة المربعات الدنيا انطلاقا من حساب عددي.

4.4.II. تقريب نموذج تصادم الثنائي Binary Encounter Beth

تم تطوير نموذج تصادم الثنائي للباحث "Beth" من قبل الباحثين "Rudd", "Kim" في عام 1994 والذي يعبر عن تفاعل إلكترون وارد عالي الطاقة مع إلكترون مرتبط بالهدف (ذرة، جزيء، أيون) من أجل

حساب المقاطع الفعالة لعملية التأين الناتجة عن التصادم الإلكتروني. وقد أثبتت الدراسات أن هذا النموذج يتمتع بدقة عالية في حساب المقاطع الفعالة لتأين الذرات والأيونات والجزيئات منذ اقتراحه، أين قام الباحث " kim"وآخرون بتطبيق النموذج على العديد من الذرات والأيونات بالإضافة إلى أكثر من مئة جزيء، شملت التطبيقات ذرة الهيدروجين (H)، الهليوم (He)،البور (B)، الكربون (C)، الأزوت (N)، الألمنيوم (Al)، الغاليوم (Ga)، الأنديوم (In)،وكذلك جزيء الأكسجين (O_2). [37]

يقدم نموذج ثنائي التصادم (BEB) صيغة بسيطة وسهلة الاستخدام لحساب المقاطع الفعالة لتأين، إذ لا يعتمد على مقادير أو ثوابت ضبط، بل يعتمد على طاقة الربط والطاقة الحركية للمدارات في الهدف. يمكن الحصول على هذه الطاقات من برامج حاسوبية للبنية الالكترونية، مثل برامج دوال الموجة هارتري – فوك "Harter-Fock" أو ديراك فوك "Fock-Dirak".[37]

يعبر عن المقطع الفعال لنموذج التصادم الثنائي (BEB) لتأين N إلكترون في مدار ذري أو جزيئي بالعلاقة (16-II). يتميز بطاقة ربط B وطاقة حركية للمدار U طريقة لحساب المقاطع الفعالة لتأين مدار معين للذرات أو الجزيئات بواسطة التصادم الالكتروني وفقا لهاته المعادلة: [36]

$$\sigma_{BEB} = \frac{s}{t+u+1}\left[\frac{\ln t}{2}\left(1-\frac{1}{t^2}\right)+1-\frac{1}{t}-\frac{\ln t}{t+1}\right] \qquad \textbf{(16-II)}$$

أين:

- $u = U/B$
- $t = T/B$
- B طاقة ربط الإلكترون
- U الطاقة الحركية للمدار
- T هي طاقة الإلكترون الوارد،
- $S = 4\pi a_0^2 N(R/B)^2$ و a_0: نصف قطر بور $(a_0 = 0.529Å)$وR: ثابت ريدبيرغ $(R = 13.6eV)$.

يمثل المقطع الفعال الكلي الناتج عن عملية التأين بالتصادم الإلكتروني لنموذج ثنائي التصادم (BEB) مجموع المقاطع الفعالة المحسوبة على جميع المدارات الهدف (ذرات أو جزيئات) ويعطى كالتالي [37]:

$$\sigma^{ION} = \sum_i^n \sigma_i^{BEB} \qquad \textbf{(17-II)}$$

أين n هو رقم المدار الذري أو الجزيئي المحدد.

5.4.II. الصيغة شبه التجريبية

قدم كل من "Kato" وآخرون مجموعة من المعادلات التجريبية والنظرية لحساب المقاطع الفعالة ومعاملات معدل التأين الناتجة عن التصادم الإلكتروني مع الذرات والأيونات، من بين هذه المعادلات تبرز معادلة "Lotz" وكذلك ما قدمه "Arnaud" وآخرون، بالإضافة إلى مجموعة المعادلات المعروفة باسم "Belfast". تستخدم هذه الصيغ بشكل واسع في النمذجة الفيزيائية لتحليل عمليات التأين في الذرات، مع توفير دقة جيدة في نطاق الطاقات المنخفضة والمتوسطة.

- معادلة Lotz

تعد معادلة "Lotz" من أشهر الصيغ التجريبية المستخدمة لحساب مقاطع التأين الناتجة عن التصادم الإلكتروني مع الذرات والأيونات، وقد صاغها الفيزيائي "Wolvong Lotz" في أواخر الستينات بناء على تجميع واسع للبيانات. المعادلة تهدف إلى وصف المقطع الفعال لأيونات ضعيفة التأين ومنخفضة الشحنة z. [38]

$$\sigma = \sum_{j=1}^{N_{sc}} \xi_i \, a_i \, \frac{\ln(E/P_j)}{EP_j}\{1 - b_j \exp[-c_j(E/P_j - 1)]\} \qquad (18\text{-II})$$

حيث أن:

- E: طاقة الإلكترون الوارد.
- ξ_j : عدد الالكترونات في الطبقة الفرعية j.
- P_j: طاقة ارتباط الإلكترونات في الطبقة الفرعية j.
- C_j , B_j , A_j : ثوابت يمكن ضبطها انطلاقا من معطيات تجريبية.
- N_{sc} : عدد الطبقات الفرعية.

كما أنه يتم الحصول على معامل معدل التأين من خلال مكاملة المقطع الفعال باستعمال توزيع ماكسويل :[38]

$$C = 6.710^{-7} \sum_{j=1}^{N} \frac{a_j \xi_j}{T_e^{3/2}} \left\{ \frac{1}{p_j/T_e} \int_{p_j/T_e}^{\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx - \frac{b_j \exp(c_j)}{p_j/T_e + c_j} \int_{p_j/T_e + c_j}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y} dy \right\} \qquad \textbf{(19-II)}$$

قدم كل من الباحثان "Arnaud" و "Rothenflug"[39] دراسة شاملة لحساب المقاطع الفعالة لعدد من الأيونات في الفيزياء الذرية تشمل أيونات الهيدروجين (H)، الهيليوم (He)، الكربون (C)، الأزوت (N) الأكسجين (O)، الأزوت (N)، الصوديوم (Na)، المغنزيوم (Mg)، الألمونيوم (Al)، السيلسيوم (Si)، الكبريت

(S)، الأرغون (Ar)، الكالسيوم (Ca)، الحديد (Fe)، والنيكل (Ni). وقد تم تنفيذ هذه الحسابات بالاعتماد على المعادلة الحدودية التي وضعها "Younger"،[40] والتي تعتمد في حساب المقاطع الفعالة الخاصة بعملية التأين المباشر [40]:

$$\sigma_{DI} = \sum_j \frac{1}{U_j}\left[a_j\left(1-\frac{1}{u_j}\right) + b_j\left(1-\frac{1}{u_j}\right)^2 + c_j \ln(u_j) + d_j\frac{\ln u_j}{u_j}\right] \qquad \textbf{(20-II)}$$

حيث أن:

- $u = E/I_j$
- d_j, c_j, b_j, a_j: ثوابت قدمها "Arnaud" وآخرون.

ويعطى معامل معدل التأين المباشر بـالعلاقة التالية [40]:

$$C_{DI} = \frac{6.69\times 10^7}{T_e^{3/2}}\sum_j \frac{\exp(-x_j)}{-x_j} F(x_j) \qquad \textbf{(21-II)}$$

أين: $x_j = \frac{I_j}{kT_e}$, I_j , KT_e بوحدة eV.

$$F(x) = a_j[1 - x_j f_1(x_j)] + [1 + x_j - x_j(2 + x_j)f_1(x_j)] + c_j f_1(x_j) + d_j f_2(x_j) \qquad \textbf{(22- II)}$$

$$f_1(x) = e^x \int_1^\infty \frac{dt}{t} e^{-tx}\,,\ f_2(x) = e^x \int_1^\infty \frac{dt}{t} e^{-tx}\ln(t).$$

- مجموعة Bell

قدم كل من Bell, Lennon وآخرون [41] المقاطع الفعالة لتأين مجموعة من الأيونات منها: H ,He ,Li ,Be ,C ,O ,F ,N عن طريق المعادلة التالية: [41]

$$\sigma = \frac{1}{IE}\left[A\ln\left(\frac{E}{I}\right) + \sum_{i=1}^{N} B_i\left(1-\frac{I}{E}\right)^i\right] \qquad \textbf{(23-II)}$$

حيث

A: معامل "Beth" وهو الذي يحدد سلوك المقاطع الفعالة عند الطاقات العالية ويعطى بالمعادلة التالية[37]:

$$A = \frac{1}{\pi\alpha}\int_I^\infty \frac{\sigma_{ph}}{\epsilon}\,d\epsilon$$

σ_{ph}: المقطع الفعال للتأين الضوئي

B_i يتم تحديدها بواسطة طريقة المربعات الدنيا و(N=5) .

كما أنه تعطى معاملات معدل التأين من أجل درجات الحرارة في المجال ($I/10 \le KT \le 10I$) كما يلي :[41]

$$C = \exp\left(-\frac{I}{KT_e}\right)\left(\frac{T_e}{\chi}\right)^{1/2}\sum_{n=0}^{5} a_n\left[\log_{10}\left(\frac{kT_e}{I}\right)\right]^n \qquad \textbf{(24-II)}$$

ومن أجل: $KT > 10I$ تعطى كالتالي:

$$C = \left(\frac{I}{KT_e}\right)^{1/2}\left[\gamma \ln\left(\frac{T_e}{\chi}\right) + \sum_{n=0}^{2}\beta_n\left(\frac{I}{T_e}\right)^n\right] \qquad \textbf{(25-II)}$$

حيث أن قيم كل من γ، و المعاملات $a_0, \dots, a_5$، β_0، β_1 و β_2 معطاة في المرجع [**41**] على شكل جداول T, I بوحدة (eV) و $K = 0.8617 \times 10^{-4} eV$.

6.4.II. طريقة الأمواج المشوهةDW

تعتمد طريقة الأمواج المشوهة النسبية في حساب المقطع الفعال الكلي لعملية التأين بالتصادم الإلكتروني على الحالة الابتدائية للبنية الدقيقة ψ_i إلى الحالة النهائية المتؤينة للبنية الدقيقة ψ_j عند الطاقة الحركية للإلكترون الوارد ε وكذلك قوة التصادم لتأين بالتصادم الإلكتروني (EII). ويتم التعبير على المقطع الفعال الكلي بطريقة الموجة المشوهة النسبية بالعلاقة التالية: [**42**]

$$\sigma_{ij}^{EII} = \frac{1}{k^2(2J_I+1)}\int_0^{\frac{\varepsilon - I_{ij}}{2}} \Omega_{ij}^{EII}(\varepsilon, \varepsilon')d\varepsilon' \qquad \textbf{(26-II)}$$

$$\Omega_{ij}^{EII} = 2\sum_{kk_ik_j}\sum_{JJ_T}(2J_T+1) \times \left|\left\langle \Psi_i k_i, J_T M_T \middle| \sum_{n<m}\frac{1}{r_{nm}}\middle|(\Psi_j k)Jk_j, J_T M_T\right\rangle\right|^2 \qquad \textbf{(27-II)}$$

أين k يمثل العزم الحركي للإلكترون الوارد، J_i هو العزم الزاوي الكلي للحالة المستهدفة ψ_i، ε' الطاقة الحركية للإلكترون المبعثر، I_{ij} يعبر عن طاقة عتبة الانتقال للبنية الدقيقة من الحالة الابتدائية نحو الحالة النهائية $\Psi_i \rightarrow \Psi_j$، و k, k_j, k_i هي الأعداد الكمية الزاويّة النسبية على الترتيب للإلكترون الوارد، و المتشتت والمقذوف ، J هو العزم الزاوي الكلي الناتج عن ازدواج (اقتران) الحالة النهائية المتأينة ψ_j والعزم الحركي للإلكترون المقذوف k، J_T العزم الزاوي الكلي الناتج عن ازدواج العزم J والعزم الحركي للإلكترون المبعثر (المتشتت) k_j والذي يجب أن يكون مساويًا لاقتران الحالة الابتدائية ψ_i مع العزم الحركي للإلكترون الساقط (الوارد) k_i، M_T الإسقاط المقابل للعزم الكلي J_T، هو العدد الكمي المغناطيسي الكلي. بالإضافة إلى ذلك تفرض قوانين حفظ الطاقة بالعلاقة الآتية: [**42**]

$$\varepsilon = I_{ij} + \varepsilon' + \varepsilon'' \qquad \textbf{(28-II)}$$

"ε هي الطاقة الحركية للإلكترون الوارد.

5.II. حساب المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني بواسطة البرامج الذرية

تتطلب الدراسات في مجالات المختبرات، والفيزياء الفلكية، والانصهار النووي الحراري إيجاد حلول للمشكلات المرتبطة بها، إضافة إلى معرفة مسبقة بالمعطيات الذرية مثل الطاقات، والدوال الموجية لمستويات الطاقة المختلفة، والمقاطع الفعالة.

غير أن الحساب النظري المباشر لهذه المعطيات يعد معقدًا للغاية في حالة الذرات متعددة الإلكترونات وذات الأعداد الكمية الكبيرة، مما يستدعي الاعتماد على برامج حاسوبية متخصصة تستند إلى نظريات وتقريبات فيزيائية مختلفة.

ورغم تعدد هذه البرامج المخصصة لمعالجة البيانات الذرية، مثل : HULLAC – TRANSPEC – ATOM – SCO – COWAN – FAC، فإنها تختلف من حيث الأساليب والتقريبات المستخدمة في الحساب، وكذلك في نوع الذرات والأيونات التي تتناولها بالدراسة. ومع ذلك، فإن الهدف المشترك بينها جميعًا هو الحصول على نتائج قريبة من القيم التجريبية.

وفي هذه الدراسة، تم اختيار برنامج FAC نظرًا لما يتميز به من مرونة وسهولة في الاستخدام، إضافة إلى قدرته على تقديم نتائج دقيقة ومتشابهة مع النتائج التجريبية قدر الإمكان.

1.5.II برنامج FAC

تم تطوير برنامج FAC (البرنامج الذري المرن) من طرف الباحث Ming-Feng Gu [43] وهو عبارة على حزمة برمجية متكاملة لحساب البنية الذرية ومجموعة متنوعة من العمليات الذرية الإشعاعية والتصادمية. تشمل هذه العمليات: مستويات الطاقة، الانتقالات الإشعاعية، معدلات الانتقال الإشعاعي، الإثارة التصادمية، التأين بواسطة التصادم الإلكتروني، ومختلف عمليات إعادة التركيب الإشعاعي، هذه العمليات مهمة لتوضيح ونمذجة الانبعاثات الطيفية من بلازما الفيزياء الفلكية بلازما الانصهار المغناطيسي، بلازما المختبرات، تحليل أطياف الأشعة السينية. إضافة إلى ذلك فهو يحوي نموذجا تصادميا إشعاعيا لتركيب أطياف البلازما تحت شروط فيزيائية مختلفة [43].

يعتمد برنامج FAC أساسا على التفاعل بين التشكيلات النسبية والدوال الموجية للجسيمات المستقلة حيث يتم الحصول على الأسس من الدوال الموجة انطلاقا من كمون مركزي محلي يتم تحديده بطريقة منتظمة ذاتيا. يستخدم نهجا نسبيا كاملا يستند على معادلة ديراك مما يسمح بالتعامل مع الأيونات ذات الشحنات الكبيرة بالإضافة إلى تطبيق طريقة الأمواج المشوهة (Distorted Waves). ويعتبر برنامج FAC من أكثر البرامج استخداما في حساب المعطيات الذرية. [43]

يكمن الهدف الرئيسي من إنشاء مثل هذه الحزمة الشاملة هو دمج العمليات الضرورية المختلفة ضمن إطار نظري واحد وضمان التناسق الذاتي بين الأجزاء المختلفة، وتوفير واجهة مستخدم مرن وسهلة الاستخدام للوصول إلى جميع المهام الحسابية. توجد الآن العديد من البرامج الحاسوبية لحساب العمليات الذرية، إما باستخدام التقريبات النسبية الكاملة أو الطرق غير النسبية، وتركز معظم هذه البرامج بشكل رئيسي على البنية الذرية والعمليات المرتبطة ببرنامج COWN على سبيل المثال. [43]

يتم الحصول على مستويات الطاقة للأيون الذري الذي يتكون من N إلكترون عن طريق تقطير الهاميلتونيا النسبي H الذي تعطى علاقته على النحو التالي : [43]

$$H = \sum_{i=1}^{N} H_D\,(i) + \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{r_{ij}} \qquad \textbf{(29-II)}$$

أين:

- $H_D(i)$ هو مؤثر ديراك الهاميلتوني للكمون الناتج عن الشحنه النوويه.
- ϕ_v: الحالات الأساسية حيث يرمز لها عموما باسم دوال حالة تشكيل (CSF) وهي عبارة على مجموع غير متناظر لنواتج N إلكترون ديراك المغزلي (لفي) φ_{nkm}

$$\varphi_{\mathrm{nkm}} = \begin{pmatrix} \mathrm{p_{nk}(r)\chi_{km}(\theta,\phi,\sigma)} \\ iQ_{nk}(r)\chi_{-\mathrm{km}}(\theta,\phi,\sigma) \end{pmatrix} \qquad \textbf{(30-II)}$$

حيث:

- χ هي دالة المألوفة للف المغزلي (السبين)
- n: العدد الكمي الرئيسي

- K: العدد الكمي للعزم الزاوي النسبي الذي يرتبط بكميه العزم الحركي المداري l والعزم الكلي j بالعلاقة التالية: $k(l-j)(2j+1)$
- m: هي المركبة Z للعزم الحركي الكلي j.

وتعطى الدوال الحالات التقريبية بالشكل [43]:

$$\Psi = \sum_v b_v \Psi_v \qquad \textbf{(31-II)}$$

أين b_v هي معاملات التي تم الحصول عليها عن طريق تقطير الهاميلتونيا الإجمالي.

- **اختيار الكمون المركزي المحلي**

يجب أن تكون المدارات الشعاعية للإلكترون معروفة من أجل بناء مصفوفة الهاميلتوني. في طريقة قياس ديراك فوك سلاتر العامة، فإن المركبات P_{nk} و Q_{nk} تحقق معادلة ديراك المرتبطة في وجود حقل مركزي محلي. [43]

$$\left(\frac{d}{dr} + \frac{k}{r}\right) p_{nk} = \alpha\left(\varepsilon_{nk} - v + \frac{2}{\alpha^2}\right) \qquad \textbf{(32-II)}$$

$$\left(\frac{d}{dr} - \frac{k}{r}\right) = \alpha(-\varepsilon_{nk} + v)$$

حيث α:ثابت البنية الدقيقة.

ε_{nk} : القيم الذاتية للطاقة المدارات الشعاعية.

- **حل معادلة ديراك**

نظرا لأن الكمون يعتمد على المدارات المطلوبة، فإن التكرار الذاتي ضروري لحل جملة المعادلات **(32-II)** في كل تكرار تستخدم المدارات السابقة لاشتقاق الكمون. وبالتالي، يكفي حل مشكلة القيم الذاتية مع كمون معروف. كما هو معتاد نقوم بتحويل **(32-II)** إلى معادلة شرودينغر من خلال حذف المركبة الصغيرة. [43]

$$p_a = \xi_a(r) F_a(r) \qquad \textbf{(33-II)}$$

$$\xi_a(r) = \sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{2}[\varepsilon_a - V(r)]} \qquad \textbf{(34-II)}$$

$$Q_a = \frac{\alpha}{2\xi_a^2}\left(\frac{d}{dr} P_a + \frac{k}{r} P_a\right) \qquad \textbf{(35-II)}$$

نتيجة هذا التحويل: [43]

$$\frac{d^2}{dr^2} F_\alpha(r) + \{2 - [\xi_\alpha - u(r)]\} - \frac{k(k+1)}{r^2} F_\alpha(r) = 0 \qquad \textbf{(36-II)}$$

حيث $u(r)$: هو الكمون الفعلي المعرف كما يلي: [43]

$$U(r) = v(r) - \frac{\alpha^2}{2}\{[v(r) - \varepsilon_\alpha]^2 - W(r)\} \qquad \textbf{(37-II)}$$

$$W(r) = \frac{1}{4(r)\xi^2}\left[\frac{d^2}{dr} v(r) + \frac{3\alpha^2}{4\zeta^2(r)}\left(\frac{d}{dr} v(r)\right)^2 - \frac{2k}{r}\frac{d}{dr} v(r)\right] \qquad \textbf{(38-II)}$$

نستخدم طريقة Numerov القياسية لحل المعادلة ومع ذلك، فمن المعتاد أجراء تحويل أخر قبل البحث عن الحل.

$$t = t(r) \qquad \textbf{(39-II)}$$

$$F_\alpha(r) = \left(\frac{dt}{dr}\right)^{-1/2} G_\alpha(t) \qquad \textbf{(40-II)}$$

أين $t(r)$ المعطى بدلالة المسافة الشعاعية، يتم اختياره بشكل مناسب بحيث يمكن استخدام شبكة موحدة في المتغير الجديد t، والتحويل الموافق لدالة الموجة هو تحويل المعادلة التفاضلية من صيغة $G_a(t)$ إلى صيغة شرودينغر بدون الحد الأول من الاشتقاق. [43]

$$\frac{d^2}{dr^2} G_a(t) = \left(\frac{dt}{dr}\right)^{-2} G_a(t)\left\{\frac{k(k+1)}{r^2} - 2[\varepsilon_a - U(r)] + \frac{1}{2}\left(\frac{dt}{dr}\right)^{-1}\frac{d^3t}{dr^3} - \frac{3}{4}\left(\frac{dt}{dr}\right)^{-2}\left(\frac{d^2}{dr}\right)^2\right\} \qquad \textbf{(41-II)}$$

تم استخدام نوعين من الحدود $t(r)$ في الماضي. النوع الأول هو تحول لوغاريتمي $t(r) \propto \ln(r)$، الذي تم استخدامه في البرنامج MCHF[44]، والنوع الثاني هو شكل هجين $t(r) = c_1 r + c_2 \ln(r)$،على سبيل المثال الذي استخدم في برنامج ATOMC.[45]

يستند برنامج FAC على تقطير الهاميلتوني النسبي لديراك لتحديد مستويات الطاقة. ويتم الحصول على الدوال الموجية الشعاعية اللازمة لبناء الحالات الأساسية من خلال التكرار الذاتي لطريقة ديراك فوك- سلاتر المتوافق ذاتيا ضمن التوزيع الرئيسي. [46]

يتم حساب المقاطع الفعالة لعملية التأين الناتج عن التأثير الإلكتروني باستخدام برنامج FAC من خلال تقريب الأمواج المشوهة النسبي (Distorted Wave)، والذي يستند إلى تقريب تبادل بورن-كولومب

("BEB" Coulomb Born Exchange) أو طريقة لقاء ثنائي القطب (Binary Encounter Dipole "BED") لحساب هذه المقاطع الفعالة بدقة. [47]

2.5.II تطبيق برنامج FAC على بعض الأيونات:

لأجل الحصول على قيم المقاطع الفعالة للتأين الناتج عن التأثير الإلكتروني نطبق برنامج FAC على الأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} الشبيهة بالهيليوم، ونعبر عن نتائج المقاطع الفعالة للتأين المحسوبة بواسطة برنامج FAC بوحدة (10^{-20}cm^2).

ويتم استخراج قيم المقاطع الفعالة والطاقات الموافقة لها المحسوبة بواسطة برنامج FAC من ملفات الإخراج الموضحة في الملحق.

- **حساب المقاطع الفعالة للتأين الأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} الشبيهة بالهيليوم في الحالة الأساسية.**

لقد قمنا بتطبيق برنامج FAC على الأيونات الشبيهة بالهيليوم Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} بهدف حساب المقاطع الفعالة لتأين الناتج عن تصادم الإلكتروني في الحالة الأساسية ($1S^2$)، وتعرض الجداول (1.II)، (2 .II) (3 .II)، القيم المحسوبة لبعض هذه المقاطع الفعالة مع ذكر قيم الطاقة الموافقة لها لكل أيون على التوالي. كما توضح الأشكال (3.II)، (4.II)، (5.II) المنحنيات البيانية التي تمثل تغير هذه المقاطع الفعالة بدلالة الطاقة لأيونات الليثيوم والبور والفلور الشبيه بالهيليوم على التوالي، مما يبين العلاقة بين طاقة التصادم وقيمة المقطع الفعال لكل أيون.

الجدول (1.II): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Li^{+1} في الحالة المثارة $1S^2$.

E(eV)$1s^2$ Li	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)	E(eV)	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)
75	6.1659159	1701	207.5599626
80	59.460476	2501	153.518895
106	274.93252	3301	122.61789
141	445.74728	3901	106.839943
156	488.81176	4201	100.45270
176	527.36892	4901	88.276276
201	554.41725	5101	85.347185

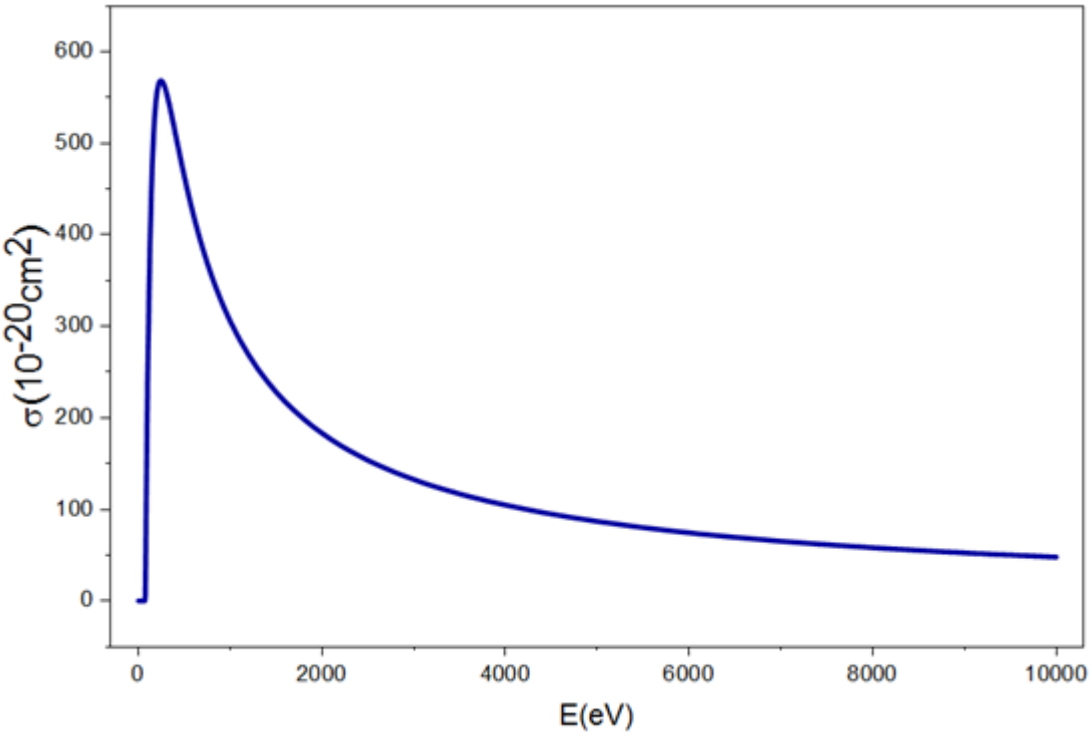
321	549.02186	5701	77.670605
521	454.503697	6301	71.317219
606	419.129783	6801	66.799001
761	365.88716	7401	62.109585
871	335.424998	8201	56.831105
966	312.949642	9001	52.41114
1001	305.425967	10001	47.79878

الجدول (2.II): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين B^{+3} في الحالة المثارة $1S^2$.

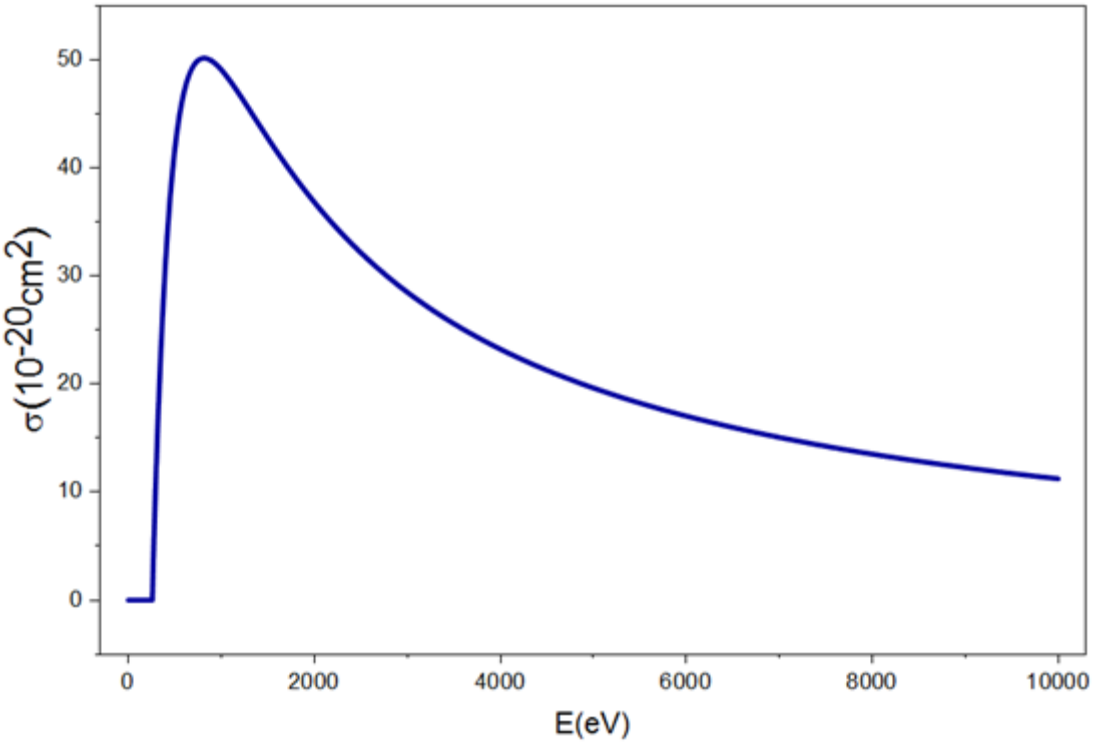
E(eV)$1S^2$ B	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)	E(eV)	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)
281	6.97148113	993	49.144522
300	12.0104369	1020	48.875513
399	30.9890227	1095	48.0386622
417	33.4148716	1290	45.5396745
499	41.5804417	1345	44.804866
503	41.8777581	2860	29.4291497
594	46.799148	3320	26.5569622
610	47.3672474	4410	21.5945356
692	49.3019929	5710	17.7048891
713	49.5870686	6390	16.1966929
789	50.106816	7070	14.9338125
804	50.1325821	7990	13.5187248
897	49.8914706	8920	12.3455459
914	49.7884841	10000	11.2229637

الجدول (3.II): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين F^{+7} في الحالة المثارة $1S^2$.

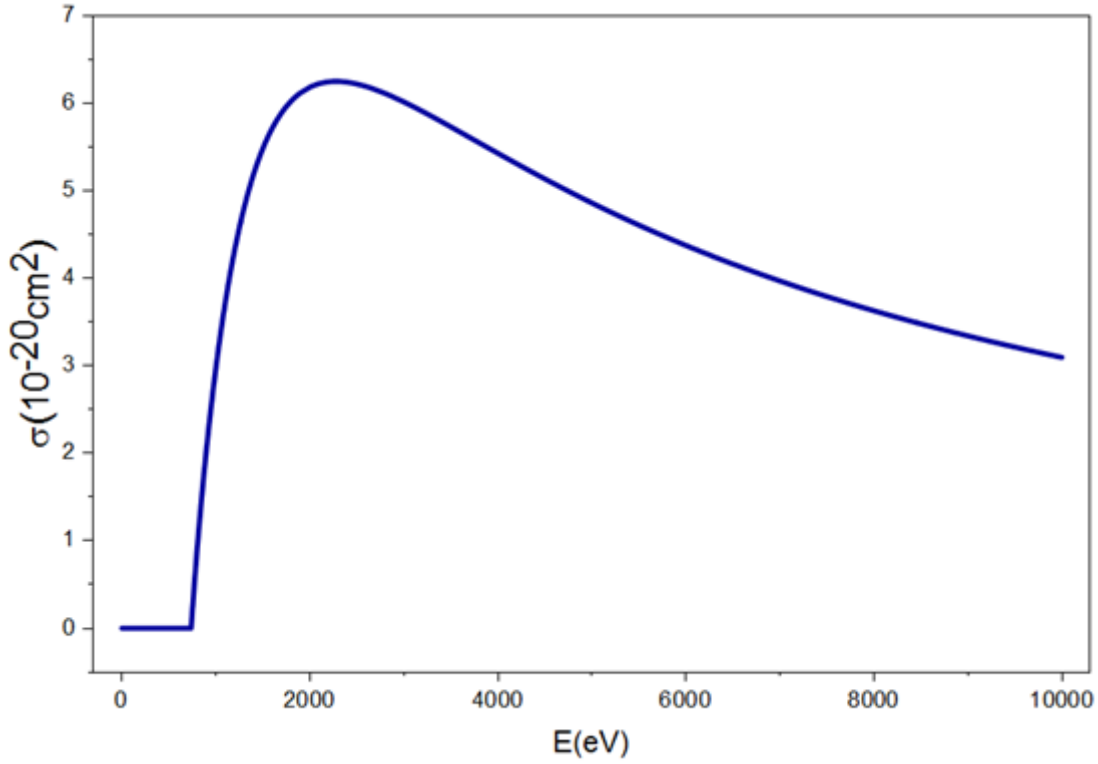
E(eV)$1S^2$ f	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)	E(eV)	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)
739	0.0144527	4075	5.3825566
773	0.5155324	4970	4.8755593
794	0.8012321	5035	4.8412307
810	1.0084730	5960	4.3920079
880	1.8264917	6095	4.3323996
912	2.1594431	6995	3.9699730
976	2.7603064	7025	3.9588676
1005	3.0067588	7900	3.6592683
1515	5.5196193	8045	3.6138167
2020	6.1922007	8510	3.4752427
2625	6.1811997	9005	3.3388046
3005	6.0115134	9190	3.2905016
3760	5.5722346	9850	3.1289741
3970	5.4454409	10000	3.0944506



الشكل (3.II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Li^{+1} بدلالة الطاقة في الحالة الأساسية.



الشكل (4.II): تغيرات المقطع الفعال لتأين B^{+3} بدلالة الطاقة في الحالة الاساسية



الشكل (5.II): تغيرات المقطع الفعال لتأين F^{+7} بدلالة الطاقة في الحالة الأساسية

تظهر المنحنيات البيانية للمقاطع الفعالة لتأين كل من أيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} الشبيه بالهيليوم في الحالة الأساسية ($1S^2$) الموضحة في الأشكال أعلاه، أن قيم المقاطع الفعالة تزداد مع زيادة طاقة إلكترونات الصدم، ثم تبدأ بالانخفاض تدريجيا لتقترب من الصفر عند زيادة الطاقة إلى مستويات عالية. بالإضافة إلى ذلك نلاحظ فروقات في بداية قيمة المقطع الفعال لكل من الأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} ويعود ذلك الاختلاف إلى قيمة التأين الخاصة بكل أيون.

حساب المقاطع الفعالة لتأين الأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} الشبيهة بالهيليوم في الحالة المثارة

توضح الجداول (4.II)، (5.II)، (6.II) قيم بعض المقاطع الفعالة المتحصل عليها بواسطة برنامج FAC للأيونات Li^{+1}, F^{+7}, B^{+3} مع ذكر قيم الطاقات الموافقة لها في الحالة المثارة الفردية ($2S^1$). وكما يبين الشكل (4.II)، (5.II)، (6.II) منحنى بياني يوضح تغير فيم المقاطع الفعالة بدلالة الطاقة للأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} الشبيه بالهيليوم في الحالة المثارة الفردية ($2S^1$).

الجدول (4.II): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Li^{+1} في الحالة المثارة $2S^1$.

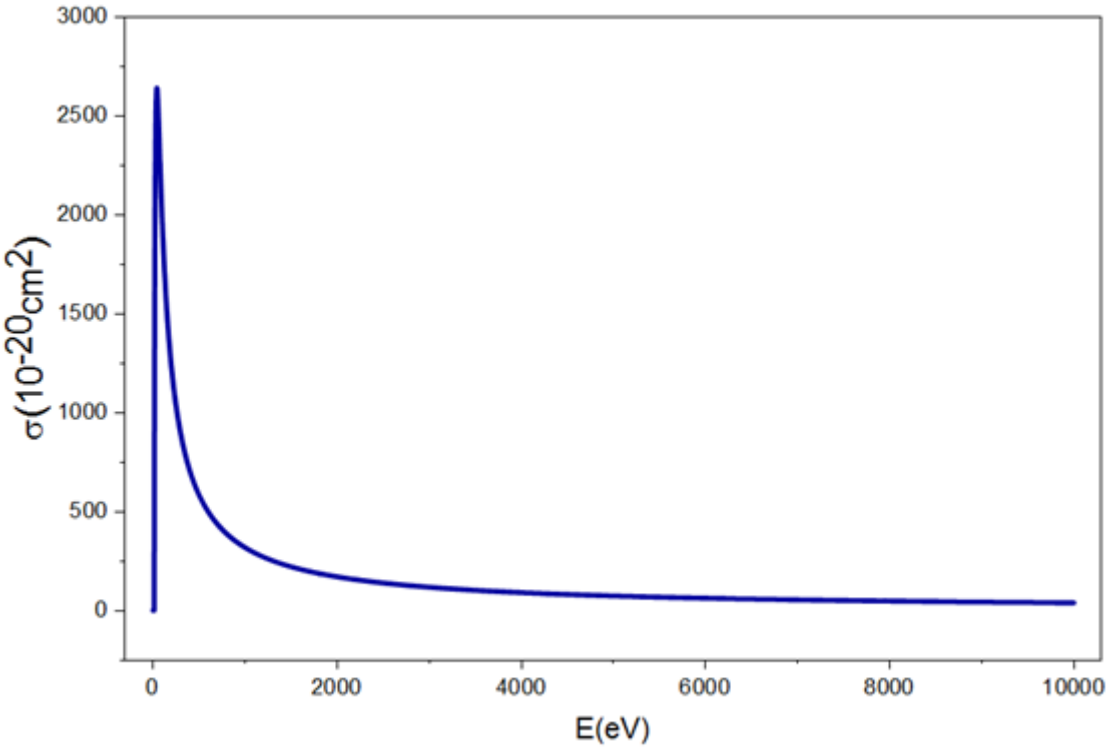
E(eV) $2S^1$ Li	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)	E(eV)	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)
14	104.25656	839	371.39665
38	2618.21469	950	332.53267
62	2469.88113	1026	310.43677
98	2000.03327	1584	209.85121
145	1559.56903	2660	130.66194
176	1358.12787	3780	94.4652
187	1298.51	4760	76.25859
196	1253.49847	5290	69.11247
210	1189.40844	6600	56.19318
385	729.2984	7450	50.15164
425	670.93459	8210	45.76915
533	552.70062	8990	42.01286
642	470.15545	9670	39.21394
719	425.67428	9990	38.02357

الجدول (5.II): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين B^{+3} في الحالة المثارة $2S^1$.

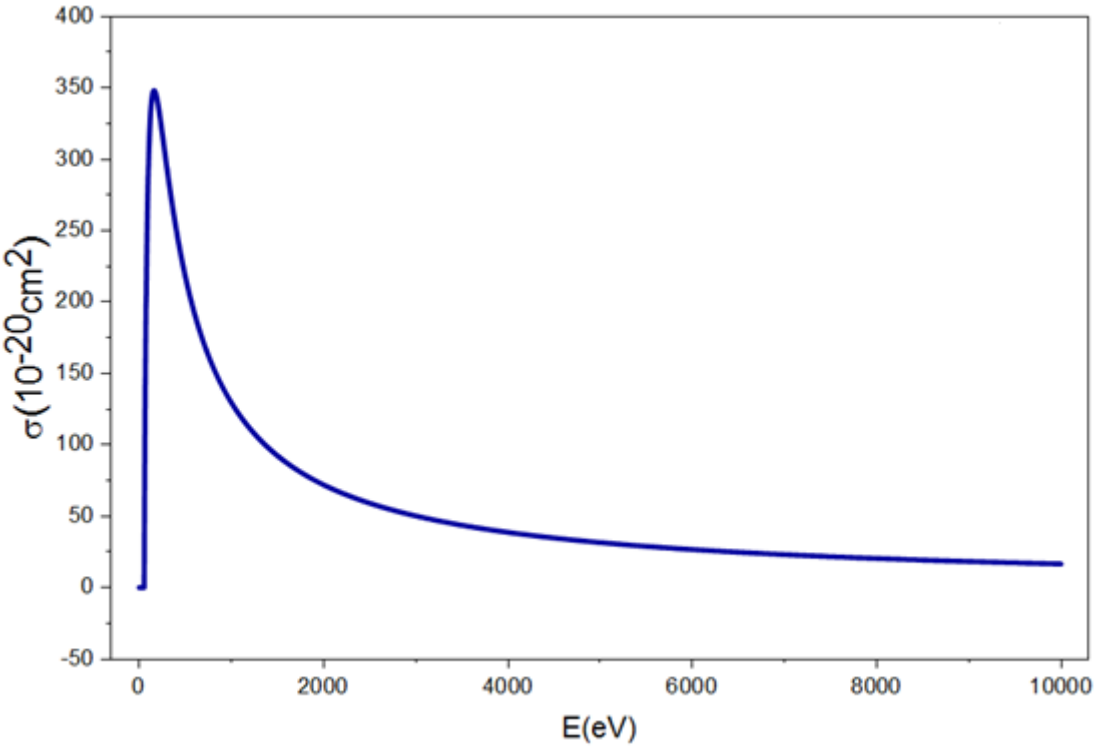
E(eV) $2s^1$ B	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)	E(eV)	$\sigma[10^{-20}]$ (cm^2)
56	8.99189	1029	126.63894
64	107.12299	1783	79.58399
73	177.71452	2460	59.94535
82	227.13509	3890	39.65505
98	284.9124	4000	38.65874
105	301.93428	4740	33.09001
273	307.75871	5800	27.46559
311	289.6997	6010	26.57464
471	227.25889	6860	23.49856
588	195.02406	7060	22.87714
682	174.90603	7550	21.4871
749	162.90274	8440	19.35654
852	147.35703	9040	18.14644
973	132.52578	9710	16.9641

الجدول (II.6): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين F^{+7} في الحالة المثارة $2S^1$.

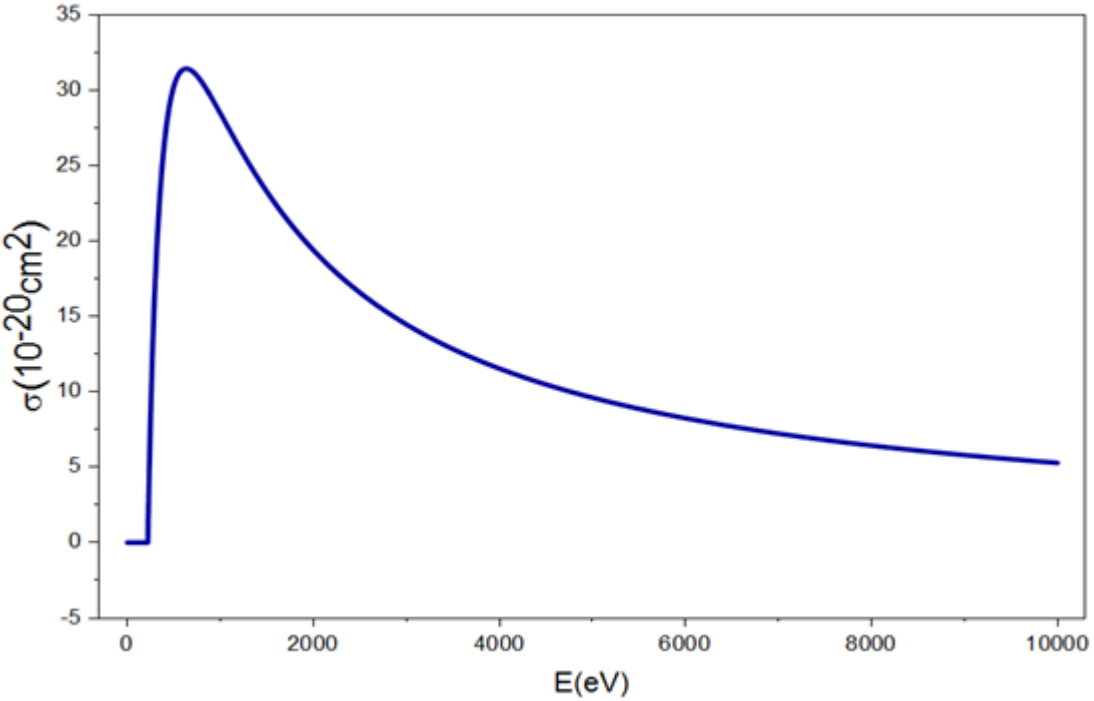
E(eV) $2S^1$ F	$\sigma[10^{-20}]\ (cm^2)$	E(eV)	$\sigma[10^{-20}]\ (cm^2)$
222	0.23999	1210	26.15198
300	17.27477	1336	24.84415
391	26.00889	1432	23.9068
413	27.25267	1781	20.9405
499	30.22175	1900	20.07454
520	30.61557	2470	16.72495
592	31.33309	3501	12.837
670	31.36921	4972	9.660
746	30.97531	5500	8.87633
820	30.36164	6960	7.26213
990	30.36164	7840	6.5495
1039	28.03304	8630	6.02138
1118	27.15373	9390	5.58932
1299	25.21943	10000	5.28573



الشكل (II.6): تغيرات المقطع الفعال لتأين Li^{+1} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الفردية $2S^1$



الشكل (7.II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Be^{+2} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الفردية $2S^1$.



الشكل (8.II): تغيرات المقطع الفعال لتأين F^{+7} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الفردية $2S^1$.

تمثل المنحنيات البيانية للمقاطع الفعالة للتأين بالنسبة لأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} الشبيهة بالهيليوم في الحالة الفردية المثارة ($2S^1$) نموذجا دقيقا لسلوك التأين تحت تأثير طاقات إلكترون الصدم المختلفة. تظهر النتائج أن المقطع الفعال يبدأ من قيمة تقترب من الصفر عند الطاقات المنخفضة بالنسبة للأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} حيث طاقات الإلكترون التصادم غير كافية لتجاوز عتبة التأين اللازمة لتحرير الإلكترونات داخل الأيون. مع زيادة في طاقة إلكترون الصدم يزداد المقطع الفعال بشكل ملحوظ حتى يصل إلى ذروته عند طاقة محددة خاصة بكل أيون حيث تمثل أفضل توافق بين طاقة إلكترون التصادم وطاقة التأين الأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7}، وتكون احتمالية التأين في أقصاها. وبعد تجاوز ذروة التأين الخاصة بالأيونات المدروسة نلاحظ انخفاض المقاطع الفعالة بشكل تدريجي مع استمرار ارتفاع في طاقة الإلكترون بسبب زيادة سرعته مما يقلل من زمن التصادم مع الأيونات Li^{+1} B^{+3}, F^{+7} وانخفاض احتمالية حدوث التأين. يعكس هذا السلوك الفيزيائي نتائج النماذج النظرية والتجريبية حيث توضح كيف تختلف احتمالية التأين باختلاف طاقة الإلكترون وتشكل هذه المنحنيات قاعدة أساسية في نمذجة التأين داخل البلازما وحساب معدلات التأين التي تستخدم في تطبيقات متعددة مثل مطيافية الكتلة.

حساب المقاطع الفعالة لتأين الأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} الشبيهة بالهيليوم في الحالة المثارة الثلاثية ($2S^3$)

تظهر الجداول (7.II)، (8.II)، (9.II) قيما مختارة لبعض المقاطع الفعالة التي تم الحصول عليها باستخدام برنامج FAC للأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} الشبيه بالهيليوم مصحوبة بالقيم الطاقية الموافقة لها في الحالة المثارة الثلاثية ($2S^3$). كما تعرض الأشكال (7.II)، (8.II)، (9.II) منحنيات بيانية توضح التغير في المقاطع الفعالة كدالة للطاقة لهذه الأيونات Li^{+1}, B^{+3}, F^{+7} في الحالة المثارة الثلاثية ($2S^3$).

الجدول (7.II): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Li^{+1} في الحالة المثارة $2S^3$.

E(eV)$2S^3$ Li	$\sigma[10^{-20}]\ (cm^2)$	E(eV)	$\sigma[10^{-20}]\ (cm^2)$
17	301.993974	556	1071.78528
22	2336.41349	659	926.79303
34	4245.43506	734	844.43313
43	4629.63155	832	757.25153
50	4680.26802	997	646.19526
65	4497.95735	1896	364.32403
75	4297.49368	2090	333.66278

85	4085.07736	2710	263.63448
95	3877.23291	3020	238.86419
100	3777.37657	4320	172.07838
127	3297.74823	5290	142.76545
151	2952.806	6730	114.21465
250	2054.10227	7770	99.911255
300	1781.86873	8650	90.383302
472	1230.65895	9480	82.950136

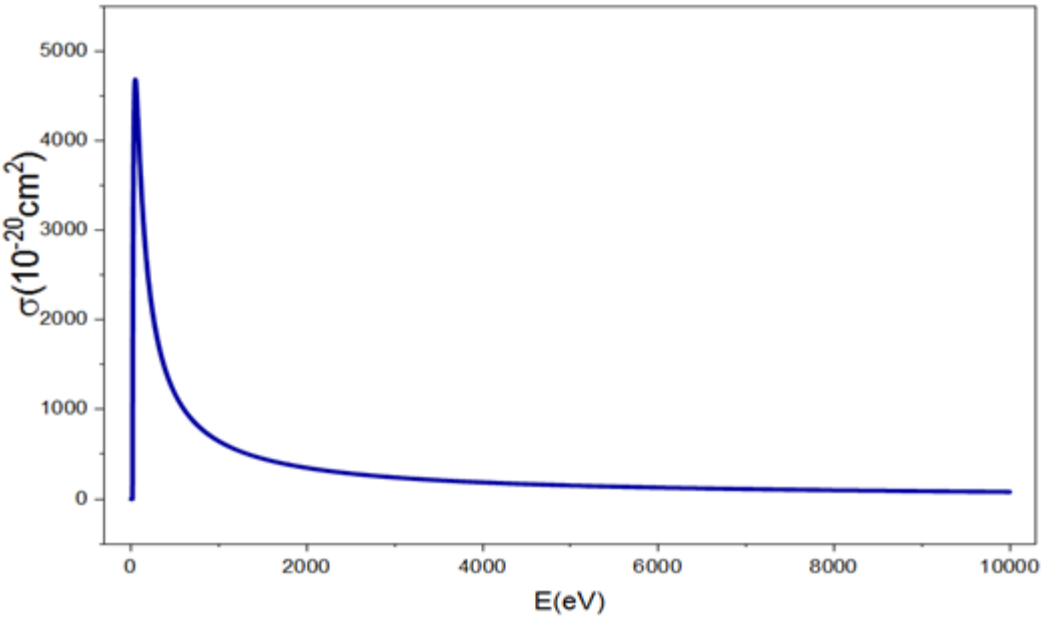
الجدول (8.II): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين B^{+3} في الحالة المثارة $2S^3$.

E(eV) $2S^3$ B	$\sigma[10^{-20}]\ (cm^2)$	E(eV)	$\sigma[10^{-20}]\ (cm^2)$
61	4.8180608	1000	163.49304
72	138.06722	1061	156.03927
86	242.76279	2080	89.427569
98	301.43231	2320	81.422296
109	338.84442	3260	60.525730
125	374.07865	4080	49.615839
169	406.60063	4770	43.147781
247	384.24238	5040	41.065982
318	347.88740	5910	35.570581
435	294.09974	6390	33.139662
532	259.05169	7060	30.266021
621	233.17994	7940	27.186427
728	208.08599	8180	26.454807
859	183.87845	9100	23.987798
939	171.71640	9950	22.092070

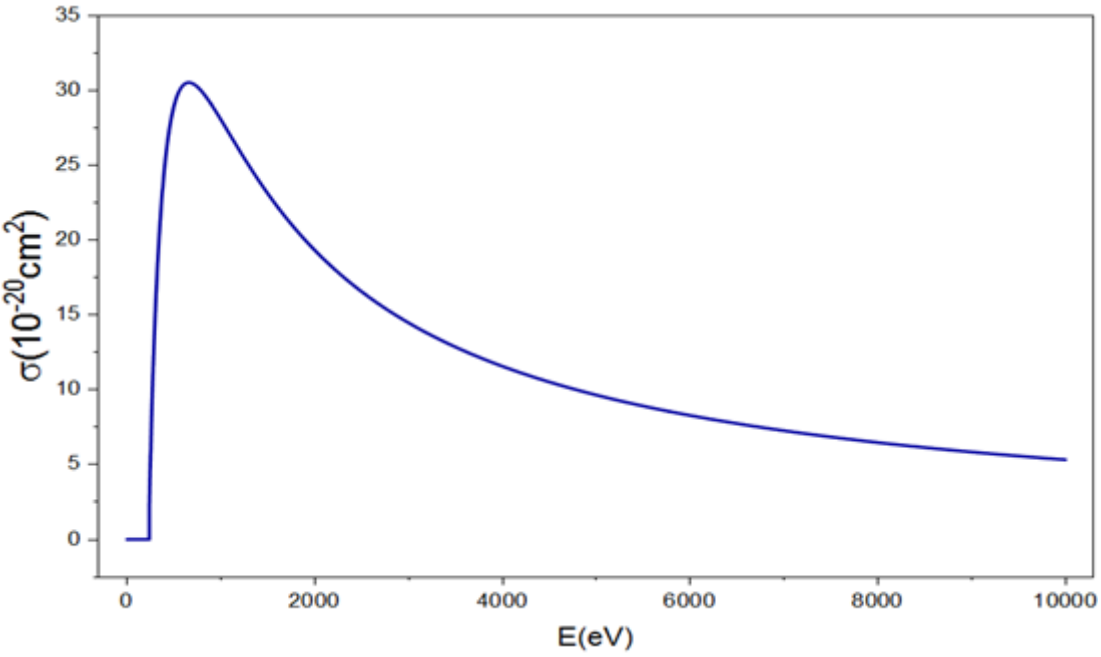
الجدول (9.II): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين B^{+3} في الحالة المثارة $2S^3$.

E(eV)$2S^3$ F	$\sigma[10^{-20}]\ (cm^2)$	E(eV)	$\sigma[10^{-20}]\ (cm^2)$
239	2.4456436	2320	17.46122

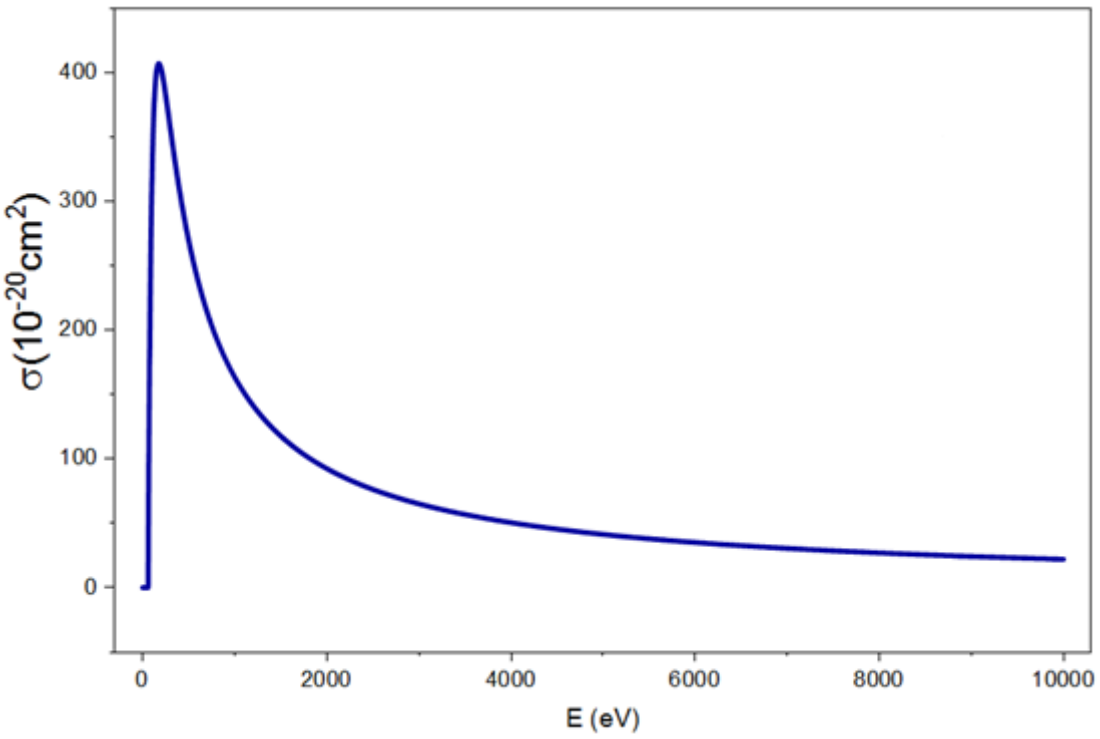
310	16.393836	3060	14.25921
398	24.721451	3460	12.97458
418	25.884270	4380	10.75675
505	29.064424	5170	9.388767
544	29.794141	5910	8.395048
671	30.517065	6030	8.253857
746	30.259799	6440	7.806158
812	29.816047	7040	7.233940
906	28.987984	7840	6.592414
967	28.384331	8080	6.422059
1047	27.558541	8980	5.856208
1576	22.451725	9070	5.805187
2020	19.199807	9960	5.345504



الشكل (9.II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Li^{+1} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الثلاثية $2S^3$.



الشكل (10.II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Be^{+2} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الثلاثية $2S^3$.



الشكل (11.II): تغيرات المقطع الفعال لتأين F^{+7} بدلالة الطاقة في الحالة المثارة الثلاثية $2S^3$.

تظهر المنحنيات البيانية تغير المقاطع الفعالة الناتجة عن طاقات تصادم الإلكترون المختلفة للأيونات (Li^{+1} B^{+3},F^{+7}) الشبيهة بالهليوم في الحالة الثلاثية ($2S^3$) سلوكا مشابها لما لوحظ في الحالة الأساسية والحالة الفردية ($2S^1$)، تظهر المنحنيات البيانية لهذه الأيونات نمطا مميزا يعرف بوجود قمة حادة عند طاقات الإلكترون المنخفضة نسبيا، تليها مرحلة تناقص تدريجي مع زيادة الطاقة. هذا السلوك يعكس الطبيعة الاحتمالية لحدوث التأين بالتصادم الإلكتروني، فارتفاع قيم المقاطع الفعالة قرب الذروة يدل على أن الإلكترونات ذات الطاقة المناسبة تكون أكثر قدرة على التأثير وتحقيق التأين (تحرير إلكترون من الأيون)، فيما يؤدي ارتفاع الطاقة إلى تناقص في قيم المقاطع الفعالة، وهو ما يرتبط بانخفاض زمن التفاعل بين الإلكترون والأيون نتيجة زيادة سرعته. ويشير اختلاف ارتفاع ذروة بين الأيونات المدروسة إلى العدد الذري وتركيب التوزيع الإلكتروني. فأيون Li^{+1} يتملك أعلى ذروة مقارنة بأيون B^{+3}، F^{+7}، ويعود هذا السلوك إلى أن Li^{+1} بفضل شحنته وعدد إلكتروناته الأقل، يملك طاقة تأين أقل من B^{+3}، F^{+7}، مما يعني أن إلكترونات التصادم ذات الطاقة المنخفضة نسبيا لديه احتمال أكبر لإحداث التأين وبلوغ مقطع فعال أعظمي أكبر. بينما يتطلب ايوني B^{+3}، F^{+7}، طاقات تصادم أكبر بسبب زيادة الشحنة النووية، ويكون ارتباط الإلكترونات أقوى وصعوبة تحريرها أكبر، ما يؤدي إلى ظهور قيم أقل للمقاطع الفعالة في الذروة رغم التشابه العام في شكل المنحنيات لهذه الأيونات. ويعد للخصائص الذرية كالعدد الذري والتوزيع الإلكتروني دور أساسي في التحكم بسلوك المقاطع الفعالة للتأين.

خلاصة

تناولنا في هذا الفصل، دراسة عملية التأين بالتصادم الإلكتروني وتعدّ إحدى العمليات الأساسية التي تفسّر سلوك الذرّات والأيونات في مختلف الأوساط البلازمية، وهو ما يجعل هذه العملية من الركائز الأساسية في تحديد حالة التأيّن والتوازن الإشعاعي داخل البلازما، كما تمّ خلال هذا الفصل التطرق إلى الجوانب النظرية التي تفسّر هذه العملية، ومختلف طرق الحساب النظري للمقاطع الفعالة. بداية من الطرق الكلاسيكية وشبه الكلاسيكية وتقريب كولومب–بورن، إلى الطرق النصف تجريبية، وصولًا إلى الطرق العددية المتقدّمة كطريقة الموجة المشوّهة كما أُشير في هذا الفصل إلى الدور المتزايد لأدوات الحوسبة الذرّية الحديثة التي ساهمت في إحداث نقلة نوعية في هذا المجال، إذ أتاح برنامج FAC حساب المقاطع الفعّالة للأيونات (Li^{+1}, F^{+7} ,B^{+3}) الشبيهة بالهيليوم.

1. Margreiter, D., H. D1994. "A Semiclassical Approach to the Calculation of Electron Impact Ionization Cross-Sections of Atoms: From Hydrogen to Uranium." *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* 139: 127–139.
2. El Boudali, F. *Ionisation (e,2e) du lithium atomique et diatomique : influence des électrons du cœur dans la détermination, par ondes distordues, de la section efficace multiplement différentielle*. Thèse de doctorat, Université de Metz, 2001.
3. Goldberger, M. L., and Watson**.**K. M. *Collision Theory.* New York: John Wiley & Sons, 1964.
4. Joachain, C. J. *Quantum Collision Theory.* 3rd ed. Amsterdam: North-Holland, 1983.
5. Thomson, J. J. (1912). *Conduction of Electricity through Gases* (2nd ed.). Cambridge University Press.
6. Beth, R. A. (1930). "Theory of the Ionization of Atoms by Electron Impact." *Physical Review*, **36**, 1782–1790.
7. Massey, H. S. W., & Mohr, C. B. O. (1933). "The Theory of the Ionization of Atoms by Electron Impact." *Proceedings of the Royal Society A*, **141**(843), 434–449.
8. Seaton, M. J., & Rudje, H. (1964). "Semi-Empirical Formulas for Electron Impact Ionization Coefficients." *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, **1**, 62–72.
9. Elwert, G. (1952). "On the Calculation of Ionization Cross Sections." *Zeitschrift für Naturforschung A*, **7a**, 432–439.
10. Burgess, A. (1964). "Semi-Classical Theory of Electron Impact Ionization." *Astrophysical Journal*, **139**, 776–780.
11. Beigman, I. L., Vainshtein, L. A., & Lebedev, V. S. (1971). "Coulomb–Born Approximation for Electron Impact Ionization." *Soviet Physics Journal*, **14**, 101–108.
12. Moores, D. L. (1972). "Coulomb–Born Model Calculations for Electron Impact Ionization Cross Sections." *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, **5**, 1441–1452.
13. Presnyakov, L. P. (1973). "Experimental Studies and Theoretical Comparisons of Electron-Impact Ionization Cross Sections." *Optics and Spectroscopy*, **34**, 95–103.
14. Burgess, A., Chidichimo, M. C., & Summers, H. P. (1977). "Updated Data on Electron-Impact Ionization Cross Sections." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **181**, 129–142.
15. Lahmam-Bennani, A. (1983). "Experimental Determination of (e,2e) Ionization Cross Sections of Helium and Argon." *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, **16**, 215–224.
16. Di Martino, D. (1983). "Energy Dependence of Electron-Impact Ionization Cross Sections." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **214**, 123–128.
17. Whlam, R. J. (1993). "Distorted-Wave Approach to Electron-Impact Ionization." *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **26**, 1075–1089.

18. Burke, P. G., & Berrington, K. A. (1993). *Atomic and Molecular Processes: R-Matrix Method*. Institute of Physics Publishing.
19. Bray, I. (1999). "Convergent Close-Coupling Calculations of Electron-Impact Ionization." *Physical Review Letters*, **83**, 567–570.
20. Summers, H. P., et al. (1998). *The Atomic Data and Analysis Structure (ADAS)*. Retrieved from http://www.adas.ac.uk.
21. OPEN-ADAS Database. (n.d.). *Open Atomic Data and Analysis Structure*. Retrieved from http://open.adas.ac.uk.
22. NIFS Database. (n.d.). *National Institute for Fusion Science Atomic and Molecular Database*. Retrieved from https://dbshino.nifs.ac.jp.
23. International Atomic Energy Agency (IAEA). (n.d.). *Atomic and Molecular Data Services (AMDIS)*. Retrieved from http://www-amdis.iaea.org.
24. CFADC ORNL. (n.d.). *Controlled Fusion Atomic Data Center, Oak Ridge National Laboratory*. Retrieved from http://www-cfadc.phy.ornl.gov.
25. Curtin University. (n.d.). *Convergent Close-Coupling (CCC) Database*. Retrieved from http://atom.curtin.edu.au/CCC-WW/index.html.
26. Reid, R. H. G**.** "Ionization of Atoms and Ions by Electron Impact." In *Photon and Electron Collisions with Atoms and Molecules*, edited by P. G. Burke and C. J. Joachain, pp-7_3.
27. Machado, Luiz E., Emerson P. Leal, and George C. "Electron-impact excitation of some low-lying levels of neon." *Physical Review A* 29.4 (1984): 1811.
28. Burgess, A, and Marita C. Chidichimo. "Electron impact ionization of complex ions." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 203.4 (1983): 1269-1280.
29. Crandall, D. H.. "Electron Impact Ionization of Multicharged Ions." *Physica Scripta* 23: 1981 , 153–162.
30. Gryziński, M. "Classical Theory of Atomic Collisions. I. Theory of Inelastic Collisions." *Physical Review* **138**, no. 2 (1965): A336–A358.
31. Margreiter, D., Deutsch H., and Märk T. D.. "A semiclassical approach to the calculation of electron impact ionization cross-sections of atoms: from hydrogen to uranium." *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* 139 (1994): 127-139.
32. Born, M, and Emil W. *Principles of Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
33. Bethe, H. "Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie." *Annalen der Physik* 5 (1930): 325–400.
34. Mohr, C. B. O., and Massey H. S. W.. "The Ionization of Atoms by Electron Impact in the Born Approximation." *Proceedings of the Royal Society A* 144 (1934): 188–200.
35. Vainshtein, L. A., A. A. Khodyachikh, and. Komar S .A. "Ionization Cross Sections in Coulomb-Born Approximation." *Soviet Physics JETP* 23 (1966): 197–202.
36. Guedda, H. Contribution to the Study of Atomic Structures and Elementary Processes in Plasmas: Applications to Hydrogen-Like and Helium-Like Systems. PhD diss., Badji Mokhtar Annaba University, 2006.
37. Stone, P. M., and Yong-Ki K. "An Overview of the BEB Method for Electron-Impact Ionization of Atoms and Molecules." *Surface and Interface Analysis* 37 (2005): 966–968.https://doi.org/10.1002/sia.2089.

38. Lotz, W. "Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium." *Zeitschrift für Physik* 216.3 (1968): 241-247.
39. Arnaud, M., and Rothenflug, R. "An Updated Evaluation of Recombination and Ionization Rates." *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 60 (1985): 425–457.
40. Younger, S. M. "Electron Impact Ionization Cross Sections and Rates for Highly Ionized Atoms." *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 26, no. 4 (1981): 329–337.
41. Bell, K. L.; et al. *Recommended Data on the Electron Impact Ionization of Light Atoms and Ions. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 12(4),* 1983 *891–916.*
42. Palmeri, P., Quinet P., and Batani D.. "Copper Fine-Structure K-Shell Electron Impact Ionization Cross Sections for Fast-Electron Diagnostic in Laser-Solid Experiments." *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 102 (2015): 1–5.
43. Gu, M.F(2008).*The Flexible Atomic Code: V.E* The Astrophysical Journal Supplement Series , 174 (2), 675–689. _
44. Fischer C.F., Brage T., Jonsson P., Computational atomic physics: An MCHF approach, Institute of Physics Publishing, Bristol, 2000.
45. Amusia M.Y. and Chermysheva L.V., Computation of atomic processes: A handbook for ATOM programs, Institute of Physics Publishing, Bristol,1997.
46. Gu M. F. The Flexible Atomic Code: V. Electron Impact Ionization, Center for Space Research, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139.

الفصل الثالث

حساب المقاطع الفعالة ومعدلات التأين لبعض الذرات الشبيه بالهليوم (C,N,O)

III. حساب المقاطع الفعالة ومعدلات التأين لبعض الذرات الشبيه بالهليوم (C,N,O)

1.III مقدمة

تعتبر الدراسات الدقيقة للأنظمة الذرية لذرات الهيليوم والأيونات الشبيهة بها أحد الركائز الأساسية في فيزياء الذرة والبلازما على حد سوا نظرا لأهميتها التطبيقية، فهذه الأنظمة تستخدم على نطاق واسع لدراسة العمليات الذرية الأساسية في البلازما، كعملية التأين التي تلعب دورا حاسما في تحديد الخصائص الفيزيائية والإشعاعية للبلازما. ومن بين هذه العمليات يعد التأين بالتصادم الإلكتروني من الظواهر المحورية في فيزياء البلازما إذ يمثل الآلية الرئيسة المسؤولة عن إنتاج الإلكترونات الحرة داخلها. لذلك فإن عملية التأين للأيونات الشبيه بالهيليوم نتيجة تأثير الإلكترونات تعد مساهمة رئيسية في فهم آليات التفاعل الذري وتطور البلازما تحت ظروف مختلفة**[1]**.

ولأجل وصف هذه العمليات بدقة، تعد المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني من المقادير الفيزيائية الأساسية. ونظرا لصعوبة تحديدها تجريبيا بدقة عالية، خاصة في الأنظمة متعددة الإلكترونات، تستخدم الأدوات العددية المتقدمة مثل البرنامج الذري المرن (FAC) لحساب هذه المقاطع بالاعتماد على الحل النسبي لمعادلات الحالة الذرية وفق تقريب 'Dirac-Fock-Slater' وطريقة الأمواج المشوهة (DW) **[2]**. تسمح هاتان الطريقتان بحساب المقاطع الفعالة كدالة لطاقة الإلكترون الوارد، وهي بدورها تمثل الأساس في حساب معدل التأين بالتأثير الإلكتروني وفق دالة توزيع طاقات الالكترونات. في حالة التوازن الحراري، يفترض عادة أن الالكترونات تتبع توزيع ماكسويلي للطاقة، مما يسمح بحساب معدل التأين بدلالة درجة حرارة الإلكترونات **[3]**. غير أن هذا الافتراض لا يكون دقيقا في العديد من البلازما غير المتوازنة، كالبلازما منخفضة الضغط، حيث تنحرف دالة التوزيع عن الشكل الماكسويلي ويظهر توزيع غير ماكسويلي يمتاز بوجود إلكترونات ساخنة **[4].**

يعد فهم سلوك الطاقة للمقاطع الفعالة ودراسة تأثير شكل توزيع طاقة الإلكترونات من العناصر الأساسية لتفسير الخصائص الماكروسكوبية للبلازما، إذ يسمح الربط بين الظواهر الميكروسكوبية للتصادمات الإلكترونية وبين معدلات العمليات الفيزيائية مثل التأين، الإثارة، الانبعاث الإشعاعي **[5].**

في هذا الفصل سنهتم بحساب المقاطع الفعالة عن طريق التصادم الإلكتروني لتأين الأيونات: C^{+4}، N^{+5} O^{+6} مع تحليل ومناقشة ومقارنة هذه المنحنيات المتحصل عليها أساسا عن طريق برنامج FAC مع نتائج تجريبية ونظرية لمختلف الباحثين، ودراسة تأثير دوال التوزيع طاقة الإلكترون وتأثير الإلكترونات الساخنة باستخدام دالة توزيع طاقة غير ماكسويلي لحساب معدلات التأين لأيون الكربون الشبيه بالهيليوم (C^{+4}).

2.III. نتائج ومناقشة

قمنا بتطبيق البرنامج الذري المرن (FAC) على مجموعة من الأيونات الشبيه بالهيليوم والمتمثلة في الأيونات (C^{+4},N^{+5},O^{+6}) وذلك من أجل حساب المقاطع الفعالة بالتصادم الإلكتروني لهذه الأيونات في الحالة الأساسية $1S^1$ والحالة الفردية $2S^1$ وكذلك الحالة الثلاثية $2S^3$ وتم الحساب ضمن نطاق طاقة إلكترون التصادم الممتد من[0-10000]eV، حيث تمت مقارنة نتائجنا المحسوبة عن طريق برنامج FAC بالنتائج النظرية لتقريب Coulomb-Born **[6]** والنتائج التجريبية المنشورة من قبل الباحثين Grandel، Donetes **[8,7]**.

3.III. حساب المقاطع الفعالة لذرات (C ,N,O) الشبيه بالهيليوم في الحالة الأساسية.

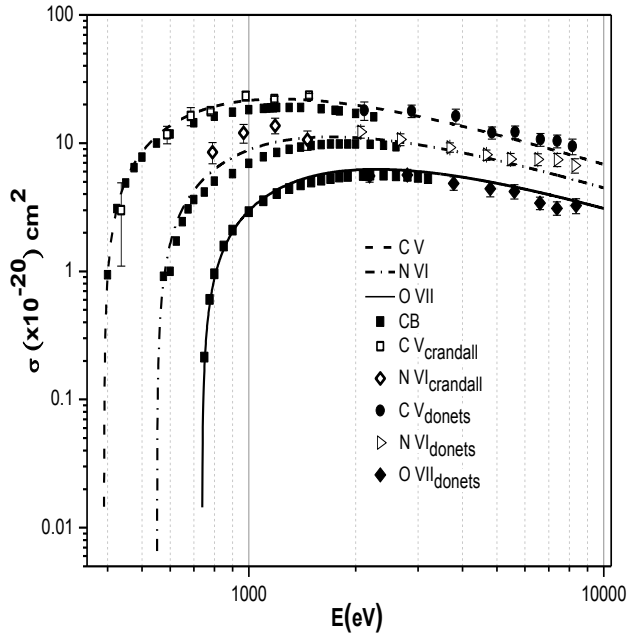
توضح الأشكال (1.III)، (2.III)، (3.III) نتائج المقاطع الفعالة للأيونات الشبيه بالهليوم والتي هي على الترتيب الكربون الآزوت الأوكسجين (C^{+4}, N^{+5},O^{+6}) المحسوبة عن طريق برنامج FAC في الحالة الأساسية ومقارنتها بالنتائج النظرية لتقريب Coulomb-Born **[6]** وأيضا الحسابات التجريبية المتاحة لكل من الباحثين Donets، Grandel [8,7] كما توضح الجداول (1.III)، (2.III)، (3.III) بعض قيم المقاطع الفعالة عند مختلف قيم طاقات الإلكترون الصادم والاختلافات النسبية (الإرتيابات) الناتجة عن المقارنة بين نتائج المقاطع الفعالة المحسوبة عن طريق برنامج FAC وتقريب Coulomb-Born، وأيضا النتائج التجريبية المأخوذة من المرجعين [8,7] لمجموعة من الأيونات الشبيه بالهيليوم (C^{+4}, N^{+5},O^{+6}).

بالنسبة لأيون الكربون (C^{+4}) الشبيه بالهيليوم أعطت المقارنة بين القيم المحسوبة بواسطة برنامج FAC وتقريب Coulomb-Born نتائج جيده حيث قدرت نسبة الخطأ بـ 4-9% في مجال طاقات إلكترونات الصدم [400-450] eV أما في نطاق الطاقوي البعيد [1000-2000]eV فكانت لا تتجاوز 20% ويعتبر هذا مقبولا لأنها بعيدة عن الطاقة الفعلية لتأين أيون الكربون الشبيه بالهيليوم (C^{+4}) والتي هي حوالي 392eV [9]. من ناحية

أخرى فإن مقارنة نتائجنا مع البيانات التجريبية المتاحة **[8,7]** أعطت توافقا ممتازا أقل من 6% ضمن الأخطاء التجريبية.

أما من أجل أيون الأزوت الشبيه بالهيليوم (N^{+5}) يلاحظ تواجد تطابق كبير بين نتائجنا وتقريب Born-Coulomb **[6]**حيث قدرت نسبة الخطأ بـ 4-7% خاصة في مجال طاقات إلكترونات الصدم eV [575-700] القريبة من طاقة تأينN^{+5} حوالي (552eV) **[6]**، وفي المدى الطاقوي eV[1000-2600] فكان الخطأ النسبي حوالي 15%. والمقارنة مع النتائج التجريبية لوحظ اتفاق جيد فكانت نسبة الخطأ لا تتعدى 15% ضمن الأخطاء التجريبية.

بالنسبة لأيون الأوكسجين الشبيه بالهيليوم قدمت نتائج جيدة في المجال الطاقوي لإلكترونات التصادم [750-800] القريب من طاقة تأين أيون الأكسجين الشبيه بالهيليوم والتي تعادل (739.32eV) [6] بين نتائجنا المحسوبة بواسطة برنامج FAC والنتائج النظرية لتقريب Coulomb-Born **[6]** حيث قدرت نسبة الخطأ بنحو 10%. وبالنسبة لبقية طاقات الكترونات التصادم البعيدة فالخطأ النسبي لا يتجاوز 10%. وأما عن المقارنة مع المعطيات التجريبية المنشورة للباحث Dontes **[7]** ونتائجنا أعطت توافقا ممتازا بنسبة خطأ تقل عن 10% ضمن الأخطاء التجريبية.



الشكل (1.III): المقاطع الفعالة لعملية التأين عن طريق الصدم الإلكتروني للأيونات الشبيه بالهيليوم (C^{+4}, N^{+5}, O^{+6}) في الحالة الأساسية $1S^1$.

الجدول (1.III): نتائج المقاطع الفعالة بواسطة التصادم الالكتروني والارتياب النسبي لذرة الكربون الشبيه بالهيليوم (C^{+4}) في الحالة الأساسية $1S^1$.

(*): تمثل القيمة الواردة بعد الفاصلة إلى المقدار الواقع ضمن نطاق الخطأ التجريبي المسموح به.

E(eV)	σ_{FAC}	σ_{CB} [1]	$\sigma_{crandall}$[3	σ_{donets} [4]	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{CB}}$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{crandall}}$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{donets}}$
400	0.89	0.94			0.05		
437.19	4.09		3±1.9			0.36,0.00*	
450	5.10	4.77			0.04		
475	6.89				0.07		
500	8.52	7.75			0.09		
577.15	13.14		11.7±1.7			0.12,0.00*	
600	13.66	11.76			0.16		
686.17	16.69		16.3±2.6			0.02,0*	
700	17.09	14.40			0.18		
780.27	18.95		17.7±0.8			0.02,0.00*	
900	20.70	17.41			0.18		

980.25	21.39		23.3.±2.0			0.08,0.00*	
1000	21.51	18.19			0.9		
1180.22	22.00		22.0±1.1			0.00,0.00*	
1300	22.03	18.96			0.16		
1478.21	21.60		23.4±1.0			0.07,0.03*	
1750	20.15	17.97			0.15		
2116.27	19.30			18.0±2.9			0.08,0.00*
2250	18.80	16.04			0.17		
3828.80	13.90			2.15±16.20			0.14,0.01*
4744.90	11.86			12.10±1.31			0.01,0.00*
5632.90	10.64			12.20±1.38			0.12,0.01*
6639.14	9.41			10.7±1.20			0.12,0.01*
7391.11	8.67			10.4±1.17			0.16,0.02*
8170.63	8.02			9.43±1.30			0.14,0.01*

الجدول (2.III): نتائج المقاطع الفعالة بواسطة التصادم الالكتروني والارتياب النسبي لأيون الأزوت الشبيه بالهيليوم (N^{+5}) في الحالة الأساسية $1S^1$.

(*): تمثل القيمة الواردة بعد الفاصلة إلى المقدار الواقع ضمن نطاق الخطأ التجريبي المسموح به..

$E(eV)$	σ_{FAC}	σ_{CB} [6]	$\sigma_{crandall}$ [7]	σ_{donets} [8]	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{CB}}$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{crandall}}$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{donets}}$
575	0.84	0.91			0.07		
789	6.06		7.5±1.6			0.13,0.29*	
900	7.73	6.95			0.11		
966	8.50		12.00±2.00			0.29,0.15*	
1000	8.84	7.82			0.13		
1187.01	10.17		13.7±1.9			0.25,0.13*	
1300	10.62	9.30			0.14		
1463.25	11.01		10.6±1.7			0.03,0.00*	
1700	11.16	9.83			0.13		
2065.21	10.90			12.2±1.3			0.10,0.00*
2200	10.82	9.59			0.12		
2675.72	10.18			10.7 ± 1.1			0.04,0.00*
3683.80	8.79			9.26 ± 0.77			0.05,0.00*
4669.98	7.67			8.1 ± 0.73			0.05,0.00*
5465.11	6.93			7.49 ± 0.8			0.07,0.00*
6526.23	6.14			7.46 ± 0.79			0.17,0.07*
7398.76	5.62			7.43 ±0.88			0.14,0.24*
8293.79	5.16			6.69±0.84			0.11,0.22*

الجدول (3.III): نتائج المقاطع الفعالة عن طريق تأثير الالكتروني لأيون الأوكسجين الشبيه بالهيليوم (O^{+6}) في الحالة الأساسية $1S^1$.

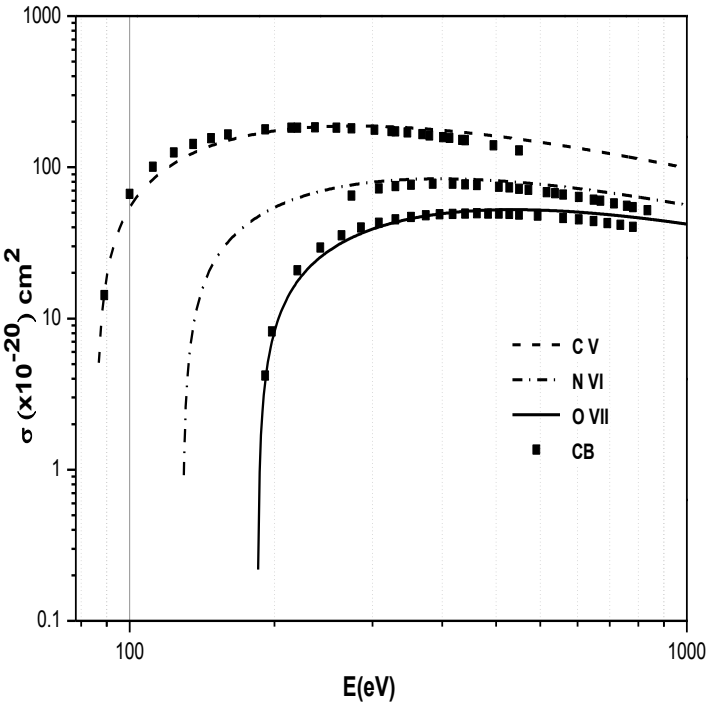
E(eV)	σ_{FAC}	σ_{CB} [1]	σ_{donets} [4]	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{CB}}$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{donets}}$
750	0.18	0.214		0.15	
775	0.54	0.604		0.10	
700	0.87	0.957		0.09	
1000	2.96	2.91		0.01	
2179.90	6.24		5.54±0.57		0.02*,0.12
2400	6.23	5.60		0.11	
2796.95	6.11		5.65±0.57		008,0.00*
3000	6.01	5.38		0.11	
2780.10	5.56		4.76±0.58		0.14, 0.02*
4792.46	4.96		4.42±0.6		0.12, 0.00*
583.56	4.55		4.20±0.53		0.08,0.00*
6610.79	4.11		3.41±0.38		0.20,0.28*
7379.59	3.83		3.10±0.37		0.23 ,0.10*
8356.14	3.51		3.25±0.44		0.08,0.00*

يوضح الشكل (2.III) نتائج المقاطع الفعالة بواسطة التصادم الالكتروني للأيونات الشبيه بالهيليوم والتي هي على الترتيب (O^{+6}, N^{+5}, C^{+4}) التي تم حسابها بواسطة برنامج FAC ومقارنتها بنتائج النظرية لتقريب Coulomb -Born. بالنسبة لأيون الكربون فإنه أعطى نتائج جيده جدا حيث تم تقدير نسبة الخطأ بين -18% 3 في مجال طاقات إلكترون صدم eV [500-90] وتعتبر هذه نتائج مهمة لأنها في مجال الطاقة الفعلية لتأين ذرة الكربون والتي تقدر بحوالي(88.77eV) **[8].** وأما بالنسبة لأيون الأزوت الشبيه بالهيليوم كانت نتائج المقارنة للمقاطع الفعالة جيدة بشكل عام في نطاق طاقات صدم الإلكترون eV [400-250] القريب من طاقة تأينها، حيث كان معدل الخطأ بين نتائجنا ونتائج coulomb–born يتراوح بين 8-17%، أما باقي طاقات الكترونات التصادم في المجال eV [850-500] فالخطأ النسبي قدر 10-19%. فيما يتعلق بمقارنة نتائج أيون الأوكسجين الشبيه بالهيليوم، تم تقديم نتائج جيده في مختلف طاقات الالكترونات التصادم حيث تم تقدير نسبة الخطأ من 9-16% في مجال إلكترونات الصدم eV [850-175] وتعتبر هذه النتائج جيده لأنها في مجال طاقة تأين ذرة الأوكسجين والتي تعادل (170.33eV) **[8]** وكل نتائج موضحه في الجداول (4.III).

الجدول (4.III): نتائج المقاطع الفعالة بواسطة الصدم الالكتروني والارتياب النسبي للأيونات الكربون الشبيه الهيليوم (C^{+4}, N^{+5}, O^{+6}) في الحالة الفردية $2S^1$.

(*): تمثل القيمة الثانية بعد الفاصلة قيمة ضمن الخطأ التجريبي.

$E(eV)$	σ_{FAC}(C V)	σ_{CB}(C V) [1]	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\mathrm{CB}}}$(C V)	$E(eV)$	σ_{FAC}(N VI)	σ_{CB}(N VI) [1]	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\mathrm{CB}}}$(N VI)	$E(eV)$	σ_{FAC}(O VII)	σ_{CB}(O VII) [1]	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\mathrm{CB}}}$(O VII)
90	14.79	14.23	0.03	250	72.26	64.90	0.17	175	3.80	4.19	0.09
100	54.15	66.63	0.18	280	80.43	72.23	0.11	180	7.05	8.21	0.14
110	83.32	100.66	0.17	300	82.13	75.00	0.09	200	17.59	20.80	0.15
120	106.01	125.05	0.15	320	83.18	76.66	0.08	240	31.58	35.50	0.11
150	150.18	164.28	0.08	380	83.74	77.75	0.07	280	40.26	42.96	0.06
175	170.06	177.63	0.04	420	82.79	76.31	0.08	320	45.74	46.82	0.02
200	180.90	182.67	0.01	480	80.39	73.26	0.09	360	49.12	48.70	0.01
250	187.57	180.91	0.03	520	78.44	70.87	0.10	400	51.08	49.41	0.03
300	184.60	172.42	0.07	580	75.33	67.14	0.12	440	52.08	49.40	0.05
335	180.06	165.00	0.09	600	74.28	65.90	0.12	480	52.42	48.94	0.07
365	175.29	158.24	0.10	640	72.18	63.44	0.13	540	52.12	47.74	0.09
400	169.70	150.38	0.12	700	69.11	59.90	0.15	640	50.47	45.07	0.11
450	161.38	139.34	0.15	780	65.25	55.51	0.17	720	48.68	42.72	0.13
500	153.32	128.94	0.18	850	82.12	51.97	0.19	850	45.55	38.94	0.16
680	128.41			975	57.11			970	42.74		
855	110.45			1450	43.40			1064	40.68		
1040	96.02			2400	29.25			1925	27.66		
2000	57.39			3200	23.00			2690	21.45		
3000	40.73			4600	16.80			3850	16.05		
4500	28.57			5300	14.82			4390	14.38		
6000	23.25			6650	12.10			5100	12.66		
6500	19.73			7000	11.55			6680	10.02		
8000	17.02			8220	9.98			8010	8.53		
10000	13.87			9545	8.71			9990	7.00		



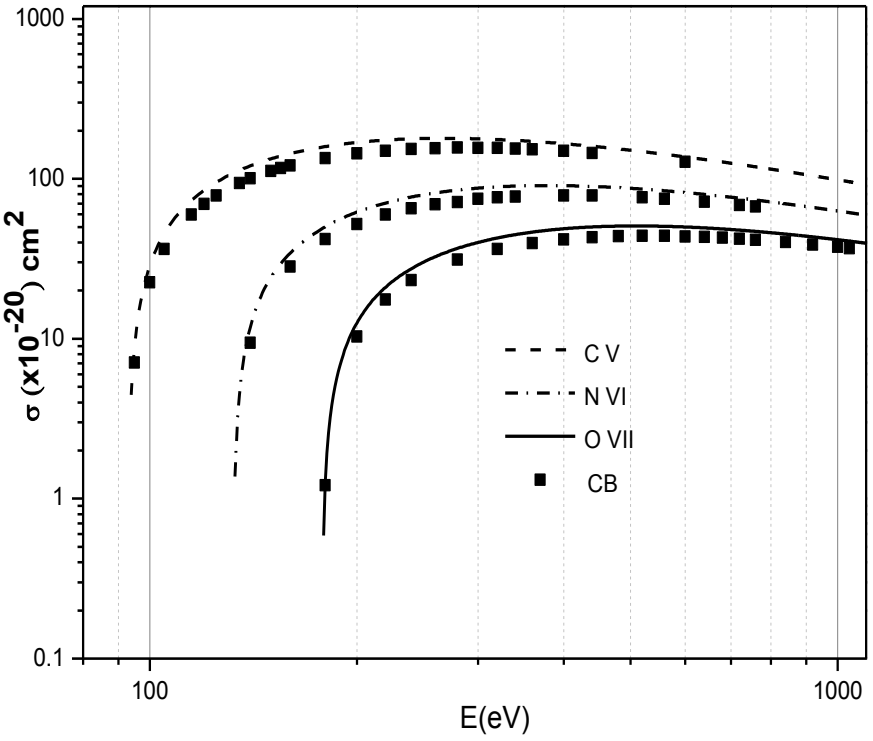
الشكل(2.III): المقاطع الفعالة لعملية التأين عن طريق التصادم الإلكتروني للأيونات الشبيه بالهيليوم (O^{+6}, N^{+5}, C^{+4}) في الحالة الفردية $2S^1$.

يوضح الشكل(3.III) نتائج مقارنة المقاطع الفعالة بين نتائجنا المحسوبة عن طريق برنامج FAC والمعطيات المتحصل عليها من دراسة النظرية لتقريب كولومب بورن في الحالة الثلاثية $2S^3$ للأيونات الشبيه بالهليوم (C^{+4},N^{+5},O^{+6}). بالنسبة لأيون الكربون تم الحصول على نتائج جيده بشكل عام كما هو موضح في الجدول (5.III) حيث يقدر الخطأ النسبي ما بين 7-27% في مجال طاقات إلكترونات التصادم التي تتراوح بين [95-650] eV ضمن مجال طاقة تأين ذرة الكربون الشبيه بالهليوم في الحالة $2S^3$.

الجدول (5.III): نتائج المقاطع الفعالة بواسطة الصدم الالكتروني والارتياب النسبي للأيونات الشبيه بالهليوم (C^{+4}, N^{+5}, O^{+6}) في الحالة الثلاثية $2S^3$.

(*): تمثل القيمة الواردة بعد الفاصلة إلى المقدار الوارد ضمن نطاق الخطأ التجريبي المسموح به.

E(eV)	σ_{FAC}(C V)	σ_{CB}(C V) [1]	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{CB}}$(C V)	E(eV)	σ_{FAC}(N VI)	σ_{CB}(N VI) [1]	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{CB}}$(N VI)	$E(eV)$	σ_{FAC}(O VII)	σ_{CB}(O VII) [1]	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{CB}}$(O VII)
95	8.84	7.08	0.24	140	11.81	9.41	0.25	180	1.26	1.21	0.04
100	28.64	22.47	0.27	160	34.32	28.25	0.21	200	12.54	10.33	0.21
105	45.61	36.27	0.25	180	50.15	41.97	0.19	220	20.91	17.55	0.15
200	168.71	143.77	0.17	280	85	71.42	0.19	320	42.65	36.35	0.15
300	177.86	156.28	0.07	340	90.04	77.45	0.16	400	48.74	41.7	0.16
400	165.67	149.72	0.1	440	89.61	78.41	0.14	480	50.61	43.62	0.16
600	137.05	127.85	0.07	560	84.19	74.7	0.12	560	50.45	43.85	0.15
800	114.91			760	73.64	67	0.09	640	49.33	43.22	0.14
1000	98.6			920	66.22			720	47.76	42.15	0.13
2370	50.19			1100	59.24			840	45.11	40.17	0.12
3690	34.42			2300	34.51			1040	40.77	36.79	0.1
4700	27.68			3740	23.14			2040	26.48		
5600	23.85			4600	19.39			3600	17.03		
6200	21.78			5010	18			4600	13.9		
7530	18.29			6300	14.73			5460	12.02		
8780	16.04			9000	11.91			7770	8.85		
9000	10.72			10000	9.74			9990	7.07		



الشكل (3.III): المقاطع الفعالة لعملية التأين عن طريق الصدم الإلكتروني للأيونات الشبيه بالهيليوم (C^{+4},N^{+5},O^{+6}) في الحالة الثلاثية $2S^3$.

III. 4: دوال توزيع طاقة الإلكترون

يستند النموذج التصادمي الإشعاعي على حركة الذرات في نطاق واسع لتشخيص حالة البلازما بالإضافة إلى اعتماده على توازن حالة شحنة وإسكان مستويات الطاقة التي تحدد بواسطة دوال توزيع طاقات الإلكترون. أجريت الدراسات على الإلكترونات ذات الطاقات العالية لتطبيقات تجريبية محددة وكانت استنتاجات هذه الدراسات مقتصرة على تحديد أشكال مختلفة لتوزيع طاقة الإلكترونات **[9]**. ويتم التعبير عن هذه الأشكال كالتالي:

1. دالة توزيع الماكسويلي:

يعرف توزيع ماكسويل بأنه توزيع احتمالي يصف كيفية توزع سرعات الجزيئات في الغاز عند الاتزان الحراري، ويعد أساس نظرية حركة الغازات العشوائية التي تصف خواص الغازات في الميكانيكا الإحصائية، حيث

يفترض أن الجزيئات تتصادم تصادمات مرنة دون تأثيرات الكمومية **[11,10]**. وتعطى دالة توزيع ماكسويل للطاقات كما يلي:

$$F_M(E;T) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{E^{1/2}}{T^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \qquad (1-III)$$

أين:

- E: طاقة الإلكترونات.
- T: درجة حرارة الإلكترونات.

2. دالة توزيع غير الماكسويلي:

تلعب الإلكترونات الساخنة دورا أساسيا في البلازما نظرا لتأثيرها المباشر على ديناميكية البلازما واستقرارها إذ تساهم في تعديل معدلات التأين والإثارة والتفاعلات التصادمية داخل الوسط البلازمي. وغالبا ما تتبع هذه الالكترونات توزيعا غير ماكسويلي يعكس ابتعاد النظام عن الاتزان الحراري. ولتحليل تأثير الالكترونات الساخنة على معدل التأين، تم اعتماد توزيع غير ماكسويلي مقترح من قبل "Escarguel" وآخرين **[4]**، والذي يتيح وصفا دقيقا لسلوك الإلكترونات ذات الطاقات العالية داخل البلازما. ويكتب توزيع غير الماكسويلي كالتالي:

$$F_{NM}(E) = (1 - f_{hot})F_M(T_e) + f_{hot}F_M(T_e) \qquad (2\text{-III})$$

حيث:

- f_{hot}:نسبة الإلكترونات الساخنة.
- F_M :دالة توزيع الإلكترونات.
- T_e: درجة حرارة الإلكترونات.

3. دالة توزيع غاوس

يعد توزيع غاوسي المعروف أيضا باسم التوزيع الطبيعي أحد أهم التوزيعات الاحتمالية في مجال الإحصاء إذ يصف هذا التوزيع المتغيرات العشوائية التي تتجمع حول قيمة متوسطة محددة بطريقة متماثلة. يستخدم هذا التوزيع على نطاق واسع في تحليل البيانات الفيزيائية وأيضا في حساب التوقعات الفلكية، نظرا لقدرته على تمثيل الظواهر الناتجة عن تأثير عدد كبير من العوامل المستقلة وفق مبرهنة الحد المركزي **[12]**.

ويعبر عن دالة التوزيع الغاوسي بدلالة الطاقة المميزة ε_0 وفق الصيغة التالية:

$$F_G(\varepsilon;\varepsilon_0) = \frac{1}{W\sqrt{\pi}}\left(\frac{2}{1-\mathrm{erf}\left(\frac{-\varepsilon_0}{W}\right)}\right)e^{\left(\frac{(\varepsilon-\varepsilon_0)}{W}\right)^2} \qquad \textbf{(3-III)}$$

حيث

- ε_0: طاقة الإلكترون
- W: عرض خط الطيف

4. توزيع قانون القوة

يعتبر توزيع قانون القوة دالة كثافة احتمال مستمرة، حيث يعد من أهم التوزيعات الإحصائية التي تصف الأنظمة الفيزيائية غير المتزنة حراريا خصوصا في الفيزياء الفلكية والبلازما الفضائية، والتي تظهر سلوكا يبتعد عن الأوصاف الكلاسيكية لتوزيعي ماكسويل وغاوس **[13]**. ويكتب توزيع قانون القوة كالتالي:

$$F_P(E;E_0) = \left(\frac{\gamma-1}{{\varepsilon_0}^{1-\gamma}}\right)\varepsilon^{-\gamma} \quad ; \varepsilon \geq \qquad \textbf{(4-III)}$$

تعطى التوزيعات في المعادلتين (2-III)، (1-III) بدلالة طاقة الإلكترون ε والطاقة المميزة للتوزيع ε_0 في شكلها الطبيعي $(\int F_X(\varepsilon;\varepsilon_0)d\varepsilon = 1)$. تمثل طاقة التوزيع المميزة لتوزيع ماكسويل في المعادلة (2-III) درجة حرارة الإلكترون T_e. أما التوزيع الغاوسي فهو يتمركز حول طاقة مميزة ε_0 ويتميز بنصف عرض عند نصف القيمة العظمى مقداره $w\sqrt{\ln 2}$ ويستخدم عادة في وصف الإلكترونات المثارة نتيجة التفاعل بين الليزر والبلازما. أما توزيع قانون القوة المعطى في المعادلة (**4**-III) والذي يستخدم بكثرة في النماذج الفيزيائية الفلكية فيصبح غير معدوم عند طاقة الإلكترون المميزة ε_0 ثم يتناقص بسرعة أكبر أو أقل مع الطاقة اعتمادا على قيمة ثابت الانحلال

γ الجدير بالذكر أن عدم الاستمرارية في توزيع قانون القوة عندε_0 قد يكون غير فيزيائي، إلا أنه بالنسبة لمعظم البلازما ذات درجتي الحرارة يمكن اختيار ε_0 بحيث يندمج توزيع قانون القوة للإلكترونات الساخنة بسلاسة مع توزيع ماكسويل للإلكترونات الباردة**[13].**

III. 5: تأثير دوال توزيع الطاقة ونسبة الالكترونات الساخنة: نتائج ومناقشة

تعتبر دراسة دوال توزيع طاقة الإلكترونات ونسبة الإلكترونات الساخنة من العناصر الأساسية في فهم فيزياء البلازما، حيث تتحكم هذه الدوال في وصف طيف طاقات الالكترونات التي بدورها تؤثر على معدلات التأين. تستخدم دوال توزيع الطاقة لوصف كيفية توزع الالكترونات بحسب طاقتها، حيث تؤدي التوزيعات غير الماكسويلية للإلكترونات الساخنة إلى تغييرات أساسية في هذه المعدلات **[4]**.

لقد أثبت العلماء أن الإلكترونات في البلازما لا تتبع دائما التوزيع الماكسويلي الكلاسيكي، بل تتوفر على نسبة من الإلكترونات الساخنة التي تتبع توزيعات طاقة محددة، مما ينعكس بوضوح على قيم معدلات التأين وحالة التوازن في البلازما.

إن معاملات معدل التأين تكون حساسة جدا عند درجات الحرارة المنخفضة للطاقة لاسيما بالنسبة لسلوك المقطع الفعال للتأين القريب من عتبة طاقة التأين، لهذا السبب من الضروري استخدام دوال توزيع طاقة مناسبة تشمل نسبة الالكترونات الساخنة لتقييم معدلات التأين بدقة أكبر **[14]**.

1. معدل التأين بالتصادم الإلكتروني:

معدل التأين بالتصادم الإلكتروني هو أحد العمليات الأساسية التي تقوم بدور محوري في تحديد طبيعة وسلوك البلازما. يعتمد معدل التأين بالتصادم الإلكتروني على عدة عوامل، منها طاقة الإلكترونات المتصادمة (توزيع طاقة الإلكترونات) وخصائص الذرات أو الأيونات المدروسة (مستويات الطاقة، عتبة التأين، المقاطع الفعالة للتصادم) لذلك يتم حساب معدل التأين من خلال تكامل المقطع الفعال التصادمي المتغير بدلالة الطاقة مع دالة توزيع طاقة الإلكترونات **[14].**

$$\tau = < \sigma_v > = \int_{\Delta E}^{\infty} v\, \sigma(E)\, F(E) dE \ [cm^3.s^{-1}] \qquad \textbf{(5-III)}$$

حيث أن

- $\sigma(E)$: المقطع الفعال بالتصادم الإلكتروني.
- v: سرعة الإلكترون الوارد
- E:طاقة الإلكترون.
- $F(E)$: دالة توزيع الطاقة

تتجلى أهمية دراسة معدل التأين بالتصادم الإلكتروني في فهم سلوك البلازما، وتحسين عمليات التشخيص الطيفي، وتطوير نماذج محاكاة أكثر دقة للبلازما في تطبيقات الاندماج النووي والفيزياء الفلكية.

لدراسة تأثير الإلكترونات الساخنة على حساب معدل التأين، تم اعتماد دالة توزيع طاقة غير ماكسويلي الصيغة والتي يعبر عنها بالصيغة التالية:

$$F_{NM} = (1 - f_{hot})F_M(E, T_{bulk}) + f_{\mathrm{hot}}F_X(E, T_{hot}) \qquad (6 - \mathrm{III})$$

- F_M :دالة التوزيع الماكسولي لطاقة الإلكترون.
- F_X: دالة توزيع طاقة الإلكترون.
- T_{hot}: درجة حرارة الإلكترونات الساخنة.
- T_{bulk} :درجة حرارة الإلكترونات الباردة.

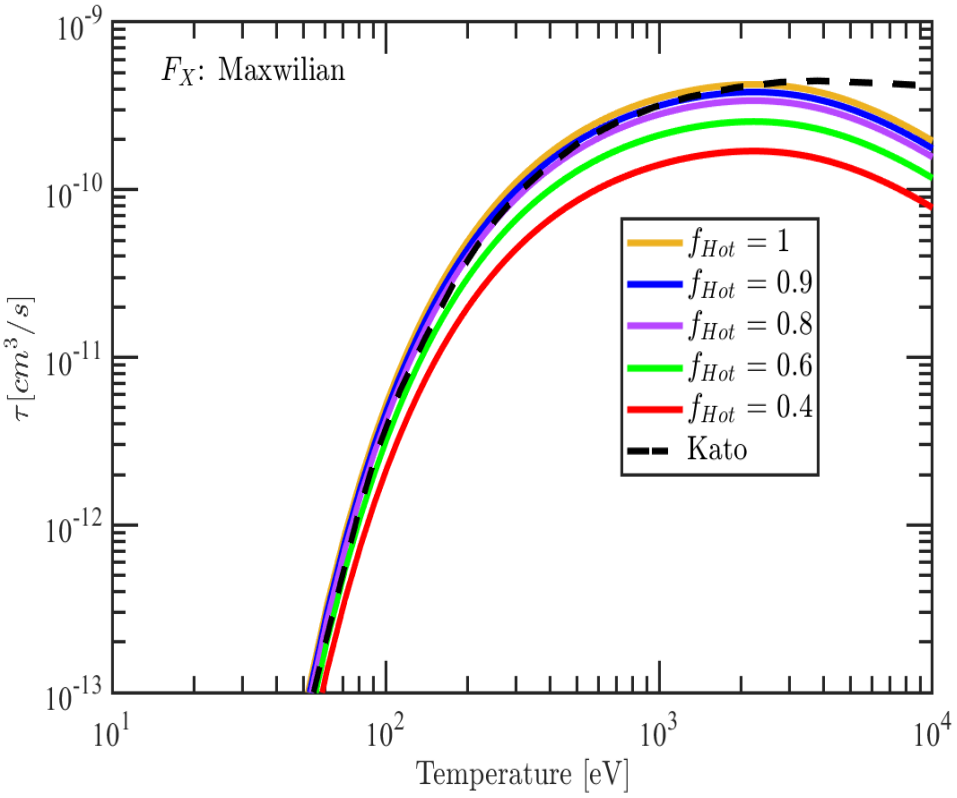
2. حساب معدل التأين لأيون الكربون الشبيه بالهيليوم

نستخدم دالة التوزيع غير الماكسويلي لحساب معدل التأين لأيون الكربون الشبيه بالهيليوم (C^{+4}) بواسطة برنامج حساب عددي وكذلك من خلال تعويض العلاقة (III-5) في العلاقة (III-6)، مع الأخذ بعين الاعتبار المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني المحسوبة باستخدام برنامج FAC. يسمح هذا الحساب بتحديد معدلات التأين عند قيم مختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة، بهدف دراسة تأثير هذه الإلكترونات على سلوك التأين داخل البلازما.

لدراسة تأثير دوال توزيع طاقة الإلكترونات على معدل التأين، تم اعتماد نموذج توزيع الطاقة غير ماكسويلي وذلك بالاستناد إلى العلاقة (III-6) . وقد تم استبدال الدالة $F_{\mathrm{x}}(E, T_{hot})$ في العلاقة (III-6) بدوال توزيع طاقة مختلفة: دالة

توزيع ماكسولي (1-III) ثم دالة توزيع غاوس (3-III) وأخيرا دالة توزيع قانون القوة (4-III) مع تغيير نسبة الإلكترونات الساخنة.

يمثل الشكل (4.III) المنحنيات الخاصة لمعدلات التأين لأيون الكربون الناتجة عن استخدام دالة التوزيع غير الماكسويلي للإلكترونات، وذلك لقيم مختلفة من نسبة الإلكترونات الساخنة كدالة لدرجة حرارة الإلكترونات T مع اعتماد درجة حرارة الإلكترونات الباردة T_{bulk} بحيث يكون متوسط الطاقة الحرارية مساويا لـ $k_BT =$ 0.85eV [16] وتجدر الإشارة هنا إلى أن نسبة الإلكترونات الباردة أقل من الإلكترونات الساخنة.



الشكل (4.III): معدلات التأين لـ C^{+4} المتحصل عليه بواسطة دالة التوزيع غير الماكسويلي لمختلف القيم لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} = 0.6،0.4، 0.9،0.8 ،1 ومقارنتها بنتائج kato [15]

يتضح من الشكل (4.III) أن منحنيات معدلات التأين المتحصل عليها عند نسب مختلفة من الإلكترونات الساخنة (40% 60% 80% 90 %) تظهر سلوكا متماثلا من حيث الشكل العام لمنحنى التوزيع الماكسويلي التي تكون عنده نسبة الإلكترونات الساخنة 100%. إذ تبدأ قيم معدل التأين منخفضة للغاية عند

درجات الحرارة المنخفضة ($T \leq 100$) نتيجة لقلة الإلكترونات التي تمتلك طاقة كافية لتخطي طاقة التأين ثم تزداد هذه القيم مع ارتفاع درجة الحرارة لتبلغ ذروتها عند (T). بعد هذه النقطة، تتناقص قيم τ تدريجيا بسبب الانخفاض المعروف في مقطع التأين عند الطاقات العالية جدا. كما نلاحظ أن زيادة نسبة الإلكترونات الساخنة تؤدي إلى ارتفاع في قيم معدل التأين، ويرجع ذلك إلى الحساسية الواضحة لمعدل التأين تجاه نسبة الإلكترونات الساخنة وكذلك إلى الزيادة في عدد الإلكترونات ذات الطاقات العالية القادرة على المساهمة في عملية التأين.

من جهة أخرى، يظهر منحنى kato توافقا جيدا مع نتائجنا المحسوبة لمعدل التأين في حالة التوزيع الماكسويلي عند $f_{\text{hot}} = 1$ و $f_{\text{hot}} = 0.9$.

يبين الجدول القيم المحسوبة للارتياب النسبي لمعامل معدل التأين الناتجة عن توزيع غير الماكسويلي ضمن نطاق درجات الحرارة الممتدة بين[50-4000]eV. وتظهر النتائج وجود اختلافات نسبية مقبولة بين القيم المحسوبة وفق التوزيعين.

الجدول (6.III): القيم المحسوبة للارتياب النسبي لمعامل معدل التأين الناتجة عن توزيع غير الماكسويلي ضمن نطاق درجات الحرارة الممتدة بين [50-4000] eV.

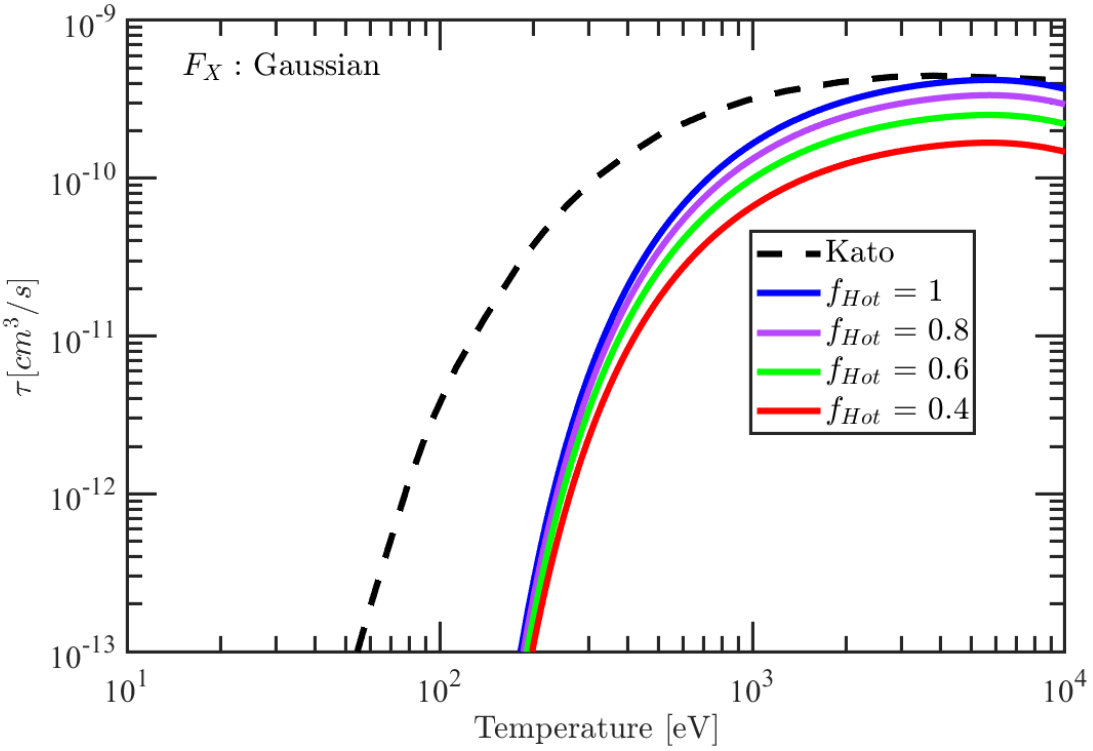
T(eV)	τ_{kato}	f_{hot}	τ_{NM}	$\Delta\tau_{\text{NM}}/\tau_{\text{Kato}}$
54	$1\ 10^{-13}$	0.4	$5.50\ 10^{-14}$	0.45
		0.6	$8.25\ 10^{-14}$	0.18
		0.8	1.1010^{-13}	0.10
		0.9	$1.34\ 10^{-13}$	0.34
		1.0	$1.37\ 10^{-13}$	0.37
91	2.5610^{-12}	0.4	$1.42\ 10^{-12}$	0.44
		0.6	$2.02\ 10^{-12}$	0.16
		0.8	$2.70\ 10^{-12}$	0.05
		0.9	$3.08\ 10^{-12}$	0.20
		1.0	$3.37\ 10^{-12}$	0.31
518	$1.95\ 10^{-10}$	0.4	8.8910^{-11}	0.54
		0.6	1.3310^{-10}	0.31
		0.8	$1.78\ 10^{-10}$	0.08
		0.9	$1.99\ 10^{-10}$	0.02
		1.0	$2.22\ 10^{-10}$	0.13
707	2.5410^{-10}	0.4	$1.15\ 10^{-10}$	0.54
		0.6	$1.74\ 10^{-10}$	0.31
		0.8	$2.30\ 10^{-10}$	0.09
		0.9	$2.59\ 10^{-10}$	0.01
		1.0	$2.88\ 10^{-10}$	0.13

3792	$4.46\ 10^{-10}$	0.4	$1.53\ 10^{-10}$	0.65
		0.6	$2.30\ 10^{-10}$	0.48
		0.8	$3.07\ 10^{-10}$	0.31
		0.9	$3.77\ 10^{-10}$	
		1.0	$3.84\ 10^{-10}$	0.13

- τ_{NM}: معاملات معدل التأين التي تم تحديدها بالاعتماد على دالة توزيع غير الماكسويلي.
- $\tau_{NM} - \tau_{kato}/\tau_{kato}$:الفروق النسبية في معدلات التأين التي تم تحديدها بالاعتماد على التوزيع غير الماكسويلي
- f_{hot}:تمثل نسبة الإلكترونات الساخنة.

تم حساب الفروق النسبية بين توزيع الإلكترونات الماكسويلي وغير الماكسويلي عند قيم مختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة ففي درجة الحرارة المنخفضة نسبيا [54-91]eV تظهر فروق ذات دلالة إحصائية حيث تصل إلى نحو 45% عند $f_{hot} = 0.4$، ومع ارتفاع درجة الحرارة إلى القيم المتوسطة والعالية،تتناقص هذه الفروق تدريجيا لتصبح ضعيفة جدا، لا تتجاوز 5-10% عند $f_{hot} = 0.9$، مما يظهر على أن النظام يميل إلى السلوك الماكسويلي كلما ازدادت الطاقة الحرارية للإلكترونات. عند أعلى الطاقة مدروسة 3792eV، تتقارب القيم بين التوزيعين، مما يعني أن تأثير الإلكترونات الساخنة يصبح شبه مهمل في هذا النطاق الطاقي.

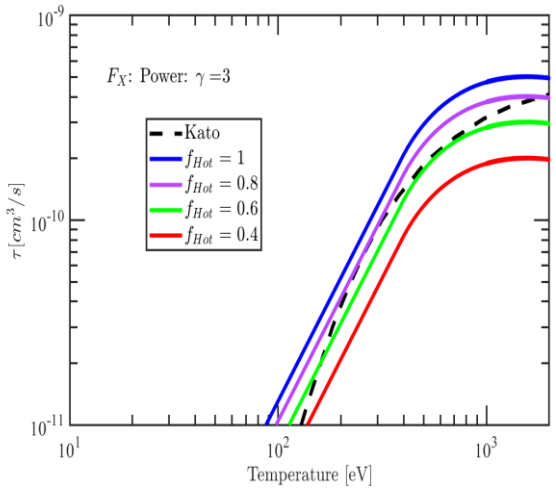
يوضح الشكل (III.5) نتائج حساب معدل التأين لـ C^{+4} باعتماد توزيع غاوسي لطاقة الإلكترونات لقيم مختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} نلاحظ من خلال المنحنى أن معدل التأين يزداد بسرعة ملحوظة عند درجات الحرارة المنخفضة، نتيجة تزايد عدد الإلكترونات التي تمتلك طاقة كافية لتجاوز عتبة طاقة التأين. أما عند درجات الحرارة المرتفعة فتظهر المنحنيات حساسية واضحة لتغير نسبة الإلكترونات الساخنة، حيث يتبين أن المنحنيات تتباعد تدريجيا مع زيادة قيمة الإلكترونات الساخنة (f_{hot}) مما يشير إلى التأثير الكبير الذي تمارسه الإلكترونات الساخنة على سلوك عملية التأين داخل البلازما.



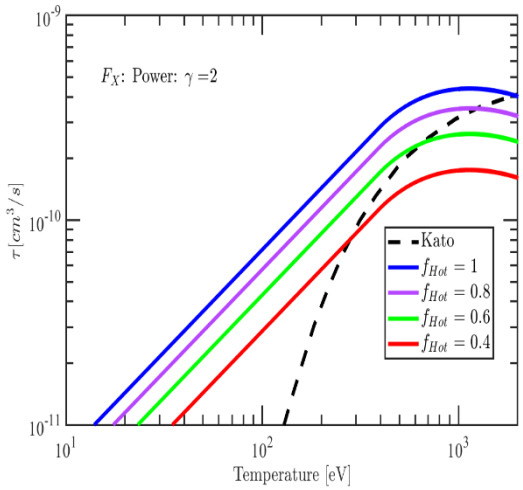
الشكل (5.III): معدلات التأين لـ C^{+4} باستخدام دالة توزيع غاوسي لطاقة الإلكترونات وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم مختلفة f_{hot}.

تتم مقارنة النتائج التي تحصلنا عليها لحساب معدلات التأين بالتأثير الإلكتروني لـ C^{+4} مع الحسابات المنشورة للباحث kato [15] يلاحظ أن توزيع غاوس يعطي معدلات تأين أكبر خاصة في مجال الطاقات المنخفضة عند نطاق الطاقي الممتد من [0-200] eV وينسب هذا الفرق إلى أن التوزيع الغاوسي يسمح بوجود عدد كبير من الإلكترونات ذات الطاقات العالية القادرة على إحداث التأين حتى عند درجات الحرارة المعتدلة. أما عند درجات الحرارة المرتفعة فتنقص الفروق بين المنحنيات تدريجيا نتيجة تقارب سلوك التوزيعات المختلفة عندما تصبح معظم الإلكترونات قادرة على تجاوز طاقة التأين.

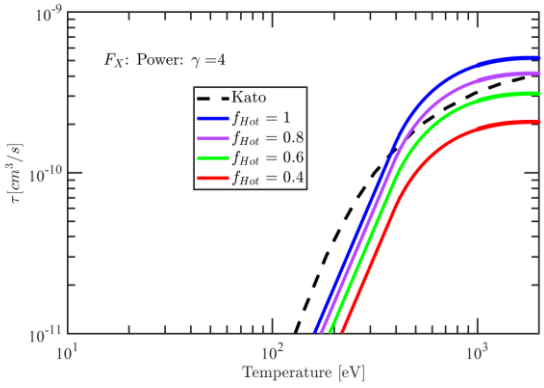
يوضح الشكل (6.III) معدلات التأين بالتصادم لـ C^{+4} باستخدام دالة توزيع قانون القوة وقيم المختلفة لثابت الانحلال γ $\left(\gamma = 4(c), \gamma = 3(\mathrm{b}), \gamma = 2(\mathrm{a})\right)$ وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم المختلفة f_{hot}



(b)



(a)



(c)

الشكل (6.III): معدلات التأين لـ C^{+4} باستخدام دالة توزيع قانون القوة لطاقة الإلكترونات لقيم مختلفة لثابت الانحلال $\gamma = 2$، $\gamma = 3$، $\gamma = 2$ وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم مختلفة لـ f_{hot}.

من خلال الشكل نلاحظ أن جميع المنحنيات تظهر سلوكا متقاربا من حيث الزيادة في التدرجية لمعدل التأين τ مع ارتفاع درجة الحرارة، حيث تكون القيم منخفضة جدا عند $T_e > 100eV$ نتيجة ضعف طاقة الإلكترونات، ثم يرتفع معدل التأين بسرعة في المجال eV [100-1000] ليصل إلى حالة شبه تشبع عند درجات الحرارة العالية.

تظهر المقارنة بين القيم المختلفة لـ f_{hot} أن معدل التأين يزداد بوضوح مع زيادة نسبة الإلكترونات الساخنة، إذ ينتج عن ارتفاع f_{hot} زيادة في عدد الإلكترونات ذات الطاقة الكافية لتجاوز طاقة التأين، حيث

تعمل الإلكترونات ذات الطاقة العالية كعنصر محفز رئيسي لهذه العملية. أما عند درجات الحرارة المرتفعة، فتتقارب المنحنيات جميعا نحو قيم شبه ثابتة نظرا لأن معظم الإلكترونات تصبح قادرة على التأين.

من جهة أخرى، نلاحظ أن ثابت الانحلال يؤثر بوضوح على شكل المنحنى وحدة تغيره إذ يؤدي نقصان γ إلى امتداد في توزيع الإلكترونات، مما يعزز وجود إلكترونات عالية الطاقة ويؤدي إلى بدء التأين عند درجات حرارة منخفضة، كما موضح في منحنى توزيع قانون القوة عند $\gamma = 2$. أما عند قيم أكبر $\gamma = 4$، فإن التوزيع بصبح أكثر حدة ويقل عدد الإلكترونات عالية الطاقة، فينخفض بالتالي معدل التأين وتتحول العملية تدريجيا نحو سلوك القريب من التوزيع الماكسويلي.

أما المقارنة مع النتائج kato [15] المبنية على التوزيع الماكسويلي فتظهر اختلافا في مجالات درجات الحرارة المنخفضة والمتوسطة. من جهة أخرى نلاحظ التوزيع غير الماكسويلي يعطي قيما أعلى لمعدل التأين خاصة عند درجات الحرارة المنخفضة والمتوسطة، مما يؤكد الدور الفعال للإلكترونات الساخنة في تعزيز عمليات التأين داخل البلازما.

خلاصة

تمكنا في هذا الفصل من حساب المقاطع الفعالة لعملية التأين بالتأثير الإلكتروني بواسطة برنامج FAC

لمجموعه من الأيونات الشبيهة بالهليوم (C^{+4}، N^{+5}، O^{+6}) في الحالة الأساسية $1S^1$، وفي الحالة الفردية $2S^1$، وفي الحالة الثلاثية $2S^3$. ثم انتقلنا إلى حساب معدلات التأين بالتأثير الإلكتروني بواسطة برنامج حساب عددي لأيون الكربون الشبيه بالهليوم (C^{+4}) بدلالة المقاطع الفعالة المحسوبة عن طريق برنامج FAC وذلك باستخدام دالة توزيع طاقة الإلكترون غير ماكسويلي. ومن خلال النتائج المتحصل عليها بشكل عام، تبين أن استخدام دالة توزيع غير الماكسويلي يحدث تأثيرا واضحا على سلوك معدلات التأين مقارنة بالتوزيع الماكسويلي التقليدي خاصة عند درجات الحرارة المنخفضة، حيث تظهر المنحنيات زيادة ملحوظة في قيم المعدلات نتيجة مساهمة الإلكترونات الساخنة ذات الطاقات العالية في رفع احتمال حدوث التأين. أما عند درجات الحرارة العالية فتتقارب قيم معدلات التأين لمختلف دوال التوزيع نتيجة لتشبع المقاطع الفعالة وتناقص حساسية المعدلات لشكل التوزيع الإلكتروني. كما لوحظ أن ارتفاع نسبة الإلكترونات الساخنة تؤدي إلى زيادة تدريجية في معدلات التأين مما يؤكد

الدور الفعال لهذه الفئة من الإلكترونات في تحديد خصائص البلازما. وعند مقارنة نتائجنا مع نتائج Kato وآخرون تم تسجيل توافق جيد في المجالات الطاقوية المتوسطة والعالية مع وجود انحرافات نسبية في الطاقات المنخفضة وينسب ذلك إلى حساسية المقاطع الفعالة في هذا النطاق وإلى اختلاف النماذج المعتمدة في الحساب.

1. Drake, Gordon W. F., ed. Atomic, Molecular, and Optical Physics Handbook. New York: AIP Press, 1996.
2. Gu, M. F. "The Flexible Atomic Code." *Canadian Journal of Physics* 86, no. 5 (2008): 675–689. https://doi.org/10.1139/p07-197
3. 3. Kato, T., and H. Watanabe. "Electron Impact Ionization Cross Sections for Helium-like Ions." Atomic Data and Nuclear Data Tables 76, no. 1 (2000): 1–21.
4. Escarguel, A., F. Bultel, J.-L. Rostaing, and M. Dudeck**.** "Influence of Hot Electrons on the Radiative Properties of Helium Plasma." Plasma Physics and Controlled Fusion 49, no. 1 (2007): 85–93.
5. Bultel, A., M. Capitelli, and C. Gorse. "Non-Equilibrium Effects in Ionization and Excitation Processes in Helium and Hydrogen Plasmas." Physics of Plasmas 10, no. 4 (2003): 1972–1983..
6. Attaourti, Y., A. El Idrissi, and S. Taj. "Electron Impact Ionisation of Helium-Like Ions." Physica Scripta 43, no. 6 (1991): 578–584.
7. Donets, E. D., and V. P. Ovsyannikov. "Study on the positive ion ionization by electron impact.[C, N, O, Ne, Ar, Kr, Xe ions]." Zh. Eksp. Teor. Fiz.;(USSR) 80.3 (1981).
8. Drake, G. W. "Theoretical energies for the n= 1 and 2 states of the helium isoelectronic sequence up to Z= 100." Canadian Journal of Physics 66.7 (1988): 586-611.
9. Bryans, Paul. On the Spectral Emission of Non-Maxwellian Plasmas. PhD diss., University of Strathclyde, United Kingdom, 2005.
10. Rubel, M., C. Giroud, E. Alves, K. Heinola, J. Likonen, G. Matthews, and JET EFDA Contributors. "Overview of Erosion–Deposition Diagnostic Tools for the ITER-Like Wall in the JET Tokamak*."* Journal of Nuclear Materials 438, Supplement (2013): S120–S123.
11. Dilmi, S., and A. M. Boumali. "Influence of the Electron Energy Distribution Function on the Calculation of Ionization Rate in Hot Plasma." U.P.B. Scientific Bulletin, Series A 79, no. 1 (2017): 1–10.
12. Bultel, Arnaud, and Anne Bourdon. "Non-Maxwellian Electron Energy Distribution Functions in Thermal Plasmas." Physics of Plasmas 12, no. 4 (2005): 043502.
13. Pitts, R. A., S. Carpentier, J. P. Coad, P. A. Stangeby, T. D. Rognlien, A. Kirschner, G. F. Matthews, et al. "Material Erosion and Migration in Tokamaks." *Plasma Physics and* Controlled Fusion 47, no. 12B (2005): B303–B322.
14. Hansen, S. B., and A. S. Shlyaptseva. "Effects of the Electron Energy Distribution Function on Modeled X-Ray Spectra." Physical Review E *70*, no. 3 (2004): 036402.
15. Kato, T., et al. NIFS Data Series No. 14. National Institute for Fusion Science, 1991.

خاتمة

خاتمة

تعتبر المعطيات الذرية الناتجة عن حدوث إحدى العمليات الذرية الأساسية في البلازما أدوات مهمة لتشخيص ونمذجة كل من الخصائص الإشعاعية للأيونات والذرات من أجل دراسة وتحليل الأطياف، تحليل ومعالجة انبعاثات البلازما، بلازما المخابر، الفيزياء الفلكية، تجارب الانصهار النووي الحراري.

من خلال هذه الدراسة قمنا بتقديم عموميات حول مطيافية البلازما لان التحليل الطيفي للبلازما يسمح لنا بتحديد العديد من خصائص البلازما مثل درجة الحرارة، تركيز الكثافة الأيونية والإلكترونية، بالإضافة إلى التعرف على مختلف الآليات الذرية الأساسية التي تحدث في البلازما بنوعيها الآليات الإشعاعية المتمثلة في الانتقالات الإشعاعية والآليات التصادمية المتمثلة في عملية الإثارة، إعادة التركيب الإشعاعي، التأين وغيرهم حيث تتم دراسة البلازما من خلال طيف الإشعاع الكهرومغناطيسي الصادر عنها، لأن انبعاث الإشعاع من البلازما هو عملية أساسية ناتجة عن حدوث إحدى الآليات الذرية الأساسية. وكما قمنا بدراسة الية التأين بالتصادم الإلكتروني التي تعد من أهم العمليات التي تحدث في وسط البلازما، وهي تمتاز بمعطيات ذرية (معادلات والمقاطع الفعالة للتأين) التي تعتمد عليها في تطوير نماذج ذات درجات حرارة عالية وهي مهمة ومفيدة في تفسير ونمذجة العديد من مجالات فيزياء البلازما. ومن خلال الدراسة وجد أن هناك عدة طرق مختلفة للحساب النظري للمقاطع الفعالة للتأين منها: الطرق الكلاسيكية، تقريب بورن-كولمب والمعادلات شبه تجريبية، طريقة الأمواج المشوهة. وكما أنه تم الاعتماد على برنامج FAC من أجل حساب المقاطع الفعالة للتأين لأيونات الكربون الآزوت والأكسجين أشباه الهيليوم في الحالة الأساسية و الحالة الفردية والثلاثية الغير المستقرة وذلك لمرونته وسهولة استخدامه من أجل الوصول إلى كافة المهام الحسابية.

ولقد تمكنا من خلال هذه الدراسة من معرفة أثر التوزيع الماكسويلي وغير الماكسويلي على معدل التأين بالتصادم الإلكتروني، وذلك بناءا على قيم المقاطع الفعالة المتحصل عليها من برنامج FAC التي مكنتنا من حساب معدل التأين بالتصادم الإلكتروني لأيون الكربون الشبيه بالهيليوم بواسطة برنامج حساب عددي وذلك باستخدام توزيعات طاقة الإلكترون الماكسويلي وغير ماكسويلي بدلالة درجة الحرارة المختلفة. وبالمقارنة بين نتائج حساب معدل التأين المتحصل عليه في حالة التوزيع الطاقة الماكسويلي وغيرالماكسويلي مع نتائج الباحث KATO وآخرون بالنسبة لأيون الكربون الشبيه بالهيليوم نلاحظ توافق جيد بين نتائجنا ونتائج KATO.

من كل مما سبق، فإننا نأمل أن تُسهم هذه الدراسة في فتح آفاق بحثية أوسع في مجال الفيزياء الذرية والحسابات النظرية، من خلال توسيع تطبيق المنهجية المعتمدة لتشمل عددًا أكبر من الأيونات والأنظمة الذرية

المختلفة، قصد دراسة تأثير البنية والتوزيع الإلكتروني على مختلف المعطيات الذرية، لاسيما مستويات الطاقة، واحتمالات الانتقال الإشعاعي، والمقاطع الفعّالة المرتبطة بعمليات التصادم الإلكتروني.

كما يمكن مستقبلاً تعميق هذه الدراسة عبر حساب معدلات التأين في البلازما النسبية ، لما لذلك من أهمية بالغة في وصيف العمليات التصادمية والإشعاعية داخل البلازما، وفي تحسين النماذج النظرية المستعملة في الفيزياء الذرية والفيزياء الفلكية وفيزياء البلازما.

الملاحق

الملاحق:

.....

ملحق برنامج FAC

1 .تثبيت برنامج FAC

يمكن الحصول على البرنامج من خلال stanford.edu/fac.http://kipac-tree. تم كتابة برنامج FAC باستخدام لغةANSI و Fortran77 وC. يتم ضمان مرونة FAC عند استخدام واجهة python (PFAC). يتم تصدير الإجراءات الرقمية المنفذة في FAC من خلال وحدات python المختلفة. يمكن إكمال مهمة الحساب عن طريق برمجة بلغة pythonالمختلفة. يمكن إكمال مهمة الحساب عن طريق برمجة بلغة python. لتشغيل FAC على نظام Windows من المفضل استخدام محاكاة واجهة برمجة التطبيق (API) لنظام unix باستخدام برنامج Cygwin والذي يتوفر على الموقع www.cygwin.comيوصي أيضا باستخدام python للاستفادة الأفضل من FAC وهو متاح على www.python.org

2 .بعض الأمثلة عن حساب المقاطع الفعالة لتأين بتأثير الإلكتروني لبعض الأيونات الشبيه بالهيليوم

الجدول 1: المقاطع الفعالة لتأين C^{+4} المحسوب عن طريق برنامج FAC.

E(eV)	Ó($10^{-20}cm^2$)	E(eV)	Ó(10-20cm^2)	E(eV)	Ó($10^{-20}cm^2$)	E(eV)	Ó($10^{-20}cm^2$)
551	0.00659	582	1.07579	613	2.03112	644	2.89627
552	0.04322	583	1.10822	614	2.06034	645	2.92286
553	0.07969	584	1.14054	615	2.08946	646	2.94936
554	0.116	585	1.17274	616	2.1185	647	2.97579
555	0.15216	586	1.20482	617	2.14744	648	3.00214
556	0.18817	587	1.2368	618	2.1763	649	3.02842
557	0.22403	588	1.26866	619	2.20506	650	3.05461
558	0.25973	589	1.30041	620	2.23374	651	3.08074
559	0.2953	590	1.33205	621	2.26232	652	3.10678
560	0.33071	591	1.36358	622	2.29082	653	3.13275
561	0.36598	592	1.395	623	2.31923	654	3.15864
562	0.40111	593	1.42631	624	2.34755	655	3.18446
563	0.4361	594	1.45752	625	2.37578	656	3.2102
564	0.47095	595	1.48862	626	2.40393	657	3.23587
565	0.50566	596	1.51961	627	2.43199	658	3.26147
566	0.54023	597	1.5505	628	2.45996	659	3.28699
567	0.57466	598	1.58129	629	2.48785	680	3.80637
568	0.60897	599	1.61197	630	2.51566	681	3.83034
569	0.64314	600	1.64255	631	2.54338	682	3.85424
570	0.67717	601	1.67303	632	2.57101	683	3.87807
571	0.71108	602	1.70341	633	2.59857	684	3.90183
572	0.74486	603	1.73369	634	2.62604	685	3.92553
573	0.77851	604	1.76387	635	2.65343	686	3.94916
574	0.81203	605	1.79395	636	2.68073	687	3.97273
575	0.84543	606	1.82393	637	2.70796	688	3.99622
576	0.8787	607	1.85382	638	2.7351	689	4.01965
577	0.91185	608	1.8836	639	2.76216	690	4.04302
578	0.94488	609	1.9133	640	2.78914	691	4.06632
579	0.97779	610	1.94289	641	2.81604	692	4.08955

580	1.01057	611	1.97239	642	2.84287	693	4.11272
581	1.04324	612	2.0018	643	2.86961	694	4.13583
695	4.15887	754	5.4101	813	6.47007	872	7.36503
696	4.18184	755	5.42958	814	6.48655	873	7.37891
697	4.20475	756	5.449	815	6.50298	874	7.39275
698	4.2276	757	5.46837	816	6.51936	875	7.40655
699	4.25038	758	5.48768	817	6.53569	876	7.42031
700	4.2731	759	5.50694	818	6.55198	877	7.43402
701	4.29575	760	5.52614	819	6.56822	878	7.4477
702	4.31834	761	5.54529	820	6.58442	879	7.46134
703	4.34087	762	5.56439	821	6.60057	880	7.47493
704	4.36334	763	5.58343	822	6.61667	881	7.48849
705	4.38574	764	5.60242	823	6.63273	882	7.502
706	4.40808	765	5.62136	824	6.64874	883	7.51548
707	4.43036	766	5.64024	825	6.6647	884	7.52891
708	4.45257	767	5.65908	826	6.68062	885	7.54231
709	4.47472	768	5.67785	827	6.69649	886	7.55567
710	4.49681	769	5.69658	828	6.71231	887	7.56898
711	4.51884	770	5.71525	829	6.7281	888	7.58226
712	4.54081	771	5.73387	830	6.74383	889	7.5955
713	4.56272	772	5.75244	831	6.75952	890	7.6087
714	4.58456	773	5.77095	832	6.77516	891	7.62186
715	4.60634	774	5.78941	833	6.79076	892	7.63498
716	4.62807	775	5.80782	834	6.80632	893	7.64806
717	4.64973	776	5.82618	835	6.82183	894	7.6611
718	4.67133	777	5.84449	836	6.83729	895	7.6741
719	4.69287	778	5.86274	837	6.85271	896	7.68707
720	4.71436	779	5.88095	838	6.86808	897	7.69999
721	4.73578	780	5.8991	839	6.88341	898	7.71288
722	4.75714	781	5.9172	840	6.8987	899	7.72573
723	4.77844	782	5.93525	841	6.91394	900	7.73854
724	4.79968	783	5.95325	842	6.92914	901	7.75131
725	4.82087	784	5.97119	843	6.94429	902	7.76405
726	4.84199	785	5.98909	844	6.9594	903	7.77675
727	4.86306	786	6.00694	845	6.97447	904	7.78941
728	4.88406	787	6.02473	846	6.98949	905	7.80203
729	4.90501	788	6.04248	847	7.00447	906	7.81461
730	4.9259	789	6.06017	848	7.0194	907	7.82715
731	4.94673	790	6.07782	849	7.03429	908	7.83966
732	4.9675	791	6.09541	850	7.04914	909	7.85213
733	4.98822	792	6.11295	851	7.06394	910	7.86457
734	5.00888	793	6.13045	852	7.07871	911	7.87696
735	5.02947	794	6.14789	853	7.09342	912	7.88932
736	5.05002	795	6.16529	854	7.1081	913	7.90164
737	5.0705	796	6.18264	855	7.12273	914	7.91393
738	5.09093	797	6.19993	856	7.13732	915	7.92618
739	5.1113	798	6.21718	857	7.15187	916	7.93839
740	5.13161	799	6.23438	858	7.16637	917	7.95056
741	5.15187	800	6.25153	859	7.18084	918	7.9627
742	5.17207	801	6.26863	860	7.19526	919	7.9748
743	5.19221	802	6.28568	861	7.20963	920	7.98686
744	5.2123	803	6.30268	862	7.22397	921	7.99889
745	5.23233	804	6.31964	863	7.23826	922	8.01088
746	5.2523	805	6.33655	864	7.25252	923	8.02284
747	5.27222	806	6.3534	865	7.26673	924	8.03476
748	5.29208	807	6.37021	866	7.28089	925	8.04664
749	5.31189	808	6.38698	867	7.29502	926	8.05849
750	5.33164	809	6.40369	868	7.30911	927	8.0703

751	5.35134	810	6.42036	869	7.32315	928	8.08208
752	5.37098	811	6.43698	870	7.33715	929	8.09382
753	5.39057	812	6.45355	871	7.35111	930	8.10553
931	8.1172	990	8.74613	1245	10.42471	1540	11.10629
932	8.12883	991	8.75583	1250	10.44493	1545	11.11095
933	8.14043	992	8.7655	1255	10.46477	1550	11.11544
934	8.15199	993	8.77514	1260	10.48423	1555	11.11975
935	8.16352	994	8.78475	1265	10.50333	1560	11.1239
936	8.17502	995	8.79434	1270	10.52206	1565	11.12789
937	8.18648	996	8.80389	1275	10.54044	1570	11.13171
938	8.1979	997	8.81341	1280	10.55845	1575	11.13537
939	8.20929	998	8.8229	1285	10.57612	1580	11.13887
940	8.22065	999	8.83236	1290	10.59344	1585	11.14222
941	8.23197	1000	8.84179	1295	10.61042	1590	11.14541
942	8.24325	1005	8.8885	1300	10.62707	1595	11.14845
943	8.2545	1010	8.93449	1305	10.64338	1600	11.15134
944	8.26572	1015	8.97975	1310	10.65936	1605	11.15408
945	8.2769	1020	9.0243	1315	10.67502	1610	11.15668
946	8.28805	1025	9.06815	1320	10.69037	1615	11.15913
947	8.29917	1030	9.11131	1325	10.70539	1620	11.16144
948	8.31025	1035	9.15378	1330	10.72011	1625	11.16361
949	8.3213	1040	9.19557	1335	10.73453	1630	11.16564
950	8.33231	1045	9.2367	1340	10.74864	1635	11.16753
951	8.34329	1050	9.27717	1345	10.76245	1640	11.16929
952	8.35424	1055	9.317	1350	10.77597	1645	11.17092
953	8.36515	1060	9.35618	1355	10.78919	1650	11.17241
954	8.37603	1065	9.39473	1360	10.80214	1655	11.17378
955	8.38687	1070	9.43266	1365	10.8148	1660	11.17502
956	8.39769	1075	9.46997	1370	10.82718	1665	11.17613
957	8.40847	1080	9.50667	1375	10.83928	1670	11.17711
958	8.41921	1085	9.54278	1380	10.85112	1675	11.17798
959	8.42993	1090	9.57829	1385	10.86269	1680	11.17872
960	8.44061	1095	9.61322	1390	10.87399	1685	11.17934
961	8.45125	1100	9.64757	1395	10.88503	1690	11.17985
962	8.46187	1105	9.68136	1400	10.89582	1695	11.18024
963	8.47245	1110	9.71458	1405	10.90635	1700	11.18051
964	8.483	1115	9.74725	1410	10.91664	1705	11.18067
965	8.49352	1120	9.77937	1415	10.92667	1710	11.18072
966	8.504	1125	9.81096	1420	10.93647	1715	11.18066
967	8.51446	1130	9.84201	1425	10.94602	1720	11.18049
968	8.52488	1135	9.87254	1430	10.95533	1725	11.18021
969	8.53526	1140	9.90256	1435	10.96442	1730	11.17983
970	8.54562	1145	9.93206	1440	10.97327	1735	11.17935
971	8.55594	1150	9.96105	1445	10.98189	1740	11.17875
972	8.56624	1155	9.98955	1450	10.99029	1745	11.17806
973	8.5765	1160	10.01756	1455	10.99847	1750	11.17727
974	8.58673	1165	10.04509	1460	11.00643	1755	11.17638
975	8.59692	1170	10.07214	1465	11.01417	1760	11.17539
976	8.60709	1175	10.09872	1470	11.0217	1765	11.17431
977	8.61722	1180	10.12483	1475	11.02902	1770	11.17313
978	8.62732	1185	10.15048	1480	11.03613	1775	11.17185
979	8.6374	1190	10.17568	1485	11.04304	1780	11.17049
980	8.64744	1195	10.20044	1490	11.04975	1785	11.16903
981	8.65744	1200	10.22475	1495	11.05625	1790	11.16748
982	8.66742	1205	10.24863	1500	11.06256	1795	11.16585
983	8.67737	1210	10.27208	1505	11.06868	1800	11.16412
984	8.68728	1215	10.29511	1510	11.07461	1805	11.16231
985	8.69717	1220	10.31772	1515	11.08035	1810	11.16042

986	8.70702	1225	10.33992	1520	11.0859	1815	11.15844
987	8.71685	1230	10.36171	1525	11.09127	1820	11.15638
988	8.72664	1235	10.3831	1530	11.09645	1825	11.15423
989	8.7364	1240	10.4041	1535	11.10146	1830	11.15201
1835	11.14971	2130	10.90556	2425	10.53691	2720	10.12201
1840	11.14732	2135	10.90005	2430	10.53012	2725	10.11484
1845	11.14486	2140	10.8945	2435	10.52331	2730	10.10767
1850	11.14233	2145	10.88892	2440	10.51649	2735	10.10049
1855	11.13972	2150	10.8833	2445	10.50966	2740	10.09331
1860	11.13703	2155	10.87766	2450	10.50282	2745	10.08613
1865	11.13427	2160	10.87198	2455	10.49596	2750	10.07895
1870	11.13144	2165	10.86627	2460	10.4891	2755	10.07177
1875	11.12854	2170	10.86053	2465	10.48223	2760	10.06458
1880	11.12556	2175	10.85477	2470	10.47534	2765	10.0574
1885	11.12252	2180	10.84897	2475	10.46844	2770	10.05022
1890	11.11941	2185	10.84314	2480	10.46154	2775	10.04303
1895	11.11623	2190	10.83728	2485	10.45462	2780	10.03584
1900	11.11298	2195	10.8314	2490	10.4477	2785	10.02866
1905	11.10967	2200	10.82549	2495	10.44076	2790	10.02147
1910	11.1063	2205	10.81955	2500	10.43382	2795	10.01428
1915	11.10286	2210	10.81358	2505	10.42687	2800	10.0071
1920	11.09936	2215	10.80759	2510	10.4199	2805	9.99991
1925	11.09579	2220	10.80157	2515	10.41293	2810	9.99272
1930	11.09217	2225	10.79553	2520	10.40596	2815	9.98553
1935	11.08848	2230	10.78946	2525	10.39897	2820	9.97835
1940	11.08473	2235	10.78337	2530	10.39198	2825	9.97116
1945	11.08093	2240	10.77725	2535	10.38497	2830	9.96397
1950	11.07707	2245	10.7711	2540	10.37796	2835	9.95679
1955	11.07315	2250	10.76494	2545	10.37095	2840	9.9496
1960	11.06917	2255	10.75875	2550	10.36392	2845	9.94242
1965	11.06514	2260	10.75254	2555	10.35689	2850	9.93523
1970	11.06105	2265	10.7463	2560	10.34985	2855	9.92805
1975	11.05691	2270	10.74004	2565	10.34281	2860	9.92087
1980	11.05272	2275	10.73376	2570	10.33575	2865	9.91369
1985	11.04847	2280	10.72746	2575	10.3287	2870	9.90651
1990	11.04418	2285	10.72114	2580	10.32163	2875	9.89933
1995	11.03983	2290	10.7148	2585	10.31456	2880	9.89215
2000	11.03543	2295	10.70844	2590	10.30749	2885	9.88498
2005	11.03098	2300	10.70206	2595	10.30041	2890	9.8778
2010	11.02648	2305	10.69565	2600	10.29332	2895	9.87063
2015	11.02194	2310	10.68923	2605	10.28623	2900	9.86346
2020	11.01734	2315	10.68279	2610	10.27913	2905	9.85629
2025	11.0127	2320	10.67633	2615	10.27203	2910	9.84912
2030	11.00802	2325	10.66985	2620	10.26492	2915	9.84195
2035	11.00329	2330	10.66336	2625	10.25781	2920	9.83479
2040	10.99851	2335	10.65685	2630	10.2507	2925	9.82763
2045	10.99369	2340	10.65032	2635	10.24358	2930	9.82047
2050	10.98883	2345	10.64377	2640	10.23645	2935	9.81331
2055	10.98392	2350	10.6372	2645	10.22932	2940	9.80616
2060	10.97897	2355	10.63062	2650	10.22219	2945	9.799
2065	10.97398	2360	10.62402	2655	10.21506	2950	9.79185
2070	10.96895	2365	10.61741	2660	10.20792	2955	9.7847
2075	10.96387	2370	10.61078	2665	10.20077	2960	9.77756
2080	10.95876	2375	10.60414	2670	10.19363	2965	9.77042
2085	10.95361	2380	10.59748	2675	10.18648	2970	9.76328
2090	10.94842	2385	10.5908	2680	10.17933	2975	9.75614
2095	10.94319	2390	10.58412	2685	10.17217	2980	9.749
2100	10.93792	2395	10.57741	2690	10.16501	2985	9.74187

2105	10.93262	2400	10.5707	2695	10.15785	2990	9.73474
2110	10.92728	2405	10.56397	2700	10.15069	2995	9.72762
2115	10.9219	2410	10.55722	2705	10.14352	3000	9.72049
2120	10.91649	2415	10.55046	2710	10.13636	3005	9.71337
2125	10.91104	2420	10.54369	2715	10.12919	3010	9.70626