

جامعة قاصدي مرباح ورقلة
كلية الرياضيات و علوم المادة

قسم الفيزياء



فرع : فيزياء

تخصص : فيزياء إشعاعية

مذكرة ماستر

من إعداد: ليفه زينب

العنوان:

معامل التصادم الالكتروني في البلازما النسبية تفاعل:

W.Ebeling

نوقشت يوم: 2022|06|12

أمام اللجنة المناقشة المكونة من:

رئيسا	جامعة قاصدي مرباح ورقلة	أستاذ محاضر-ب-	حسين إيمان
مناقشا	جامعة قاصدي مرباح ورقلة	أستاذ التعليم العالي	ثورية شهرة
مشرفا	جامعة قاصدي مرباح ورقلة	أستاذ محاضر-أ-	نعام آمال

الموسم الجامعي: 2021 | 2022

إهداء

(وَآخِرُ دَعْوَاهُمْ أَنِ الْحَمْدُ لِلَّهِ رَبِّ الْعَالَمِينَ)

الحمد لله الذي جعل الحمد مفتاحاً لذكره، وسبباً للمزيد من فضله، اللهم لك الحمد قبل أن ترضى ولك الحمد إذا رضيت ولك الحمد بعد الرضا، اللهم لا يطيب الليل إلا بشكرك ولا يطيب النهار إلا بطاعتك ولا تطيب اللحظات إلا بذكرك ولا تطيب الآخرة إلا بعفوك ولا تطيب الجنة إلا برؤيتك.

الله جل جلاله

إلى من بلغ الرسالة وأدى الأمانة ونصح الأمة إلى نبي الرحمة ونور العالمين.

سيدنا محمد صلى الله عليه وسلم

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

وقال سبحانه (وَوَصَّيْنَا الْإِنْسَانَ بِالْوَالِدَيْنِ إِحْسَانًا) (عنكبوت 08)

إلى صاحب السيرة العطرة والفكر المستنير إلى من كلله الله بالهبة والوقار إلى من علمني العطاء بدون انتظار إلى من كان له فضل في تعليمي ونجاحي وإلى من أحمل اسمه بكل افتخار

والذي العزيز أطال الله في عمره (عبد الله)

إلى ملاكي في الحياة إلى قرة عيني إلى من جعلت الجنة تحت قدميها إلى من وهبتي الحياة ومنبع الحنان إلى احن ما خلق الله في هذا الوجود

أمي الحبيبة أطال الله في عمرها (خالي ح)

إلى أعز السيدات جدتي الغالية.

إلى من تذوقت معهم لذة الحياة

إخوتي

عبد العتيق وأبناءه (رائف-ريام)، عبد المغيت وأبناءه (رستم-رنيم)، محمد الهادي، رواح، نور الصباح، إشراق، افتخار.

إلى رفيقاتي اللاتي قاسمتني لحظاته.

زينب

إلى كل من ذكره القلب وغفل عن ذكره القلم



بسم الله الرحمن الرحيم

(وَقُلْ اِعْمَلُوا فَسَيَرَى اللهُ عَمَلَكُمْ وَرَسُولُهُ وَالْمُؤْمِنُونَ) صدق الله العظيم

الحمد لله الذي جعل الحمد مفتاحا لذكره ، وسببا للمزيد من فضله فالحمد لله الذي كان خبير عون لي.

الله جل جلاله

وأشهد أن لا إله إلا الله وحده لا شريك له وأشهد أن سيدنا محمدا عبده ورسوله صلى الله عليه وسلم وعلى آله مصابيح الدجى ونباييع الهدى.

محمد صلى الله عليه وسلم

كما أتقدم بالعرفان والشكر الجزيل إلى الدكتورة وأستاذة التعليم العالي بجامعة قاصدي مرياح ورقلة. على توجيهاتها وملاحظاتها وتأييدها رغم تعدد إلتزاماتها لإشراف على هذه المذكرة.

الدكتورة نعام أمال

كما أشكر جميع أعضاء اللجنة المناقشة على قبولهم ترأس ومناقشة مذكرتي وأتمنى أن يفيدوني بآرائهم.

شهرة ثورية

أستاذة التعليم العالي بجامعة قاصدي مرياح ورقلة على قبولها مناقشة.

الدكتورة حسين إيمان

أستاذة محاضر بجامعة قاصدي مرياح ورقلة على ترأسها لجنة المناقشة.

فهرس المحتويات

i	شكر وعرفان
ii	الإهداء
iii	فهرس الأشكال
2	المقدمة العامة

الفصل الأول

عموميات حول البلازما .

05	I 1-1. المقدمة .
05	I 2 - تعريف البلازما .
05	I 3- درجة التأين
06	I 4- معاملات البلازما .
06	I 1-4- تردد البلازما .
06	I 2-4- نصف قطر الكرة الإلكترونية .
07	I 3-4- نصف قطر الكرة الأيونية .
07	I 4-4- طول موجة ذي بروغلي الحرارية .
08	I 5-4- طول لاندو .
08	I 6-4- كمون دييبي (طول دييبي) .
09	I 7-4- معامل التزاوج للبلازما Γ
10	I 5-5. تصنيفات البلازما .
11	I 6-6. التعريضات في البلازما .
11	I 1-6- التعريض الطبيعي .
11	I 2-6- التعريض دوبلر .
12	I 3-6- التعريض أجهزة القياس .
12	I 4-6- التعريض ستارك .
13	- تقريب الصدم .
13	-تقريب شبه ساكن .
13	I 5-6- تعريض زيمان

الفصل الثاني

التصادمات في البلازما ومعامل التصادم الالكتروني .

- 15 II - 1. مقدمة .
- 15 II - 2. التصادمات .
- 15 II - 3. معامل التصادم الالكتروني (مقارنة غريم Griem) .
- 19 II - 4. سعة التشتت الكمومية .

الفصل الثالث

معامل التصادم الالكتروني تفاعل W.Ebeling

- 23 III - 1. مقدمة .
- 23 III - 2. كمن W.Ebeling .
- 24 III - 3. تفاعل W.Ebeling التقريبي .
- 25 III - 4. تفاعل W.Ebeling أيون - إلكترون .
- 26 III - 5. سعة التشتت لـ كمن W.Ebeling .
- 27 III - 6. معامل التصادم الالكتروني للتفاعل بـ كمن W.Ebeling .

الفصل الرابع

النتائج والمقارنات

- 33 IV-1. المقدمة .
- 33 IV-2. تأثير التصحيح النسبي على معامل التصادم الالكتروني بـ كمن W.Ebeling ونسبة التصحيح .
- 34 IV-2-1 تأثير درجة الحرارة على معاملي التصادم بـ كمن W.Ebeling النسبي وغير النسبي .
- 35 IV-2-2 تأثير درجة الحرارة على نسبة التصحيح النسبي .
- 36 IV-2-3 تأثير الكثافة الالكترونية على معاملي التصادم .
- 37 IV-2-4 تأثير العدد الذري على معاملي التصادم بـ كمن W.Ebeling النسبي وغير النسبي .
- 38 IV-3. تأثير التصحيح النسبي على طيف الإشعاع للخطوط المعزولة .

41

الخاتمة العامة.

43

المراجع.

الملخص.

فهرس الأشكال

- الشكل (1) مخطط تصنيف البلازما 10
- الشكل (2) تغيرات معامل التصادم بكمون W.Ebeling النسبي وغير النسبي (نتائج H.Berrabah) لعنصر A_r^{+17} بدلالة درجة الحرارة T من أجل: 35
- $$N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$
- للخط ليمان ألفا
- الشكل (3) تغيرات التصحيح النسبي في معامل التصادم الالكتروني لكمون (W.Ebeling) بدلالة 35
- درجة الحرارة T من أجل $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ لعنصر A_r^{+17} للخط ليمان ألفا.
- الشكل (4) تغيرات معامل التصادم بكمون (W.Ebeling) النسبي وغير نسبي لعنصر A_r^{+17} 36
- بدلالة N_e من أجل درجة حرارة $T=14745 \text{ }^\circ\text{K}$.
- الشكل (5) تغيرات معامل التصادم بكمون (W.Ebeling) النسبي غير النسبي لعنصر A_r^{+17} 37
- بدلالة العدد الذري Z من أجل درجة الحرارة $T=14745 \text{ }^\circ\text{K}$ وكثافة الالكترونية
- $$N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$
- الشكل (6) تغيرات شدة الطيف بدلالة التردد من أجل كثافة إلكترونية 38
- $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ودرجة حرارة $T= 16072.5 \text{ }^\circ\text{K}$ وعدد الذري $(z=18)$ لخط ليمان α .
- الشكل (7) تغيرات شدة الطيف بدلالة التردد من أجل كثافة إلكترونية 39
- $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ودرجة الحرارة $T=17990 \text{ }^\circ\text{K}$ لعنصر (العدد

الذري) لخط ليمان α .

مقدمة عامة

مقدمة عامة :

تعد البلازما احد أهم مواضيع الفيزياء الحديثة نسبيا، وذلك أنها لم يدخل علم الفيزياء إلا في الثلث الأول من القرن العشرين [1]. تشكل البلازما نسبة 99% من المادة الكونية المرئية وهي الحالة الرابعة للمادة. تتم دراسة البلازما من خلال الإشعاع الكهرومغناطيسي الصادر عنها. فتعتبر خطوط الطيف صورة تحليلية للإشعاع التي ترافق الانبعاث بالتعريض أو الانزياح، فيحلل خط الطيف كميًا أو كيميًا. كيفية عن طريق معرفة محتوى وعناصر البلازما، وكميًا لمعرفة درجة حرارتها وكثافتها [2].

طيف البلازما يكون خطأ رقيقًا نظريًا لكن في الواقع [3]، لا يكون كذلك. بحيث يعاني تواتره انزياحًا (تشثت) حول تواتر مركز الإشعاع [4]. من بين أهم الأسباب التي تؤدي إلى تعريض الخطوط الطيفية: تعريض ستارك وتعريض طبيعي وتعريض دوبلر... وغيرها [5].

تحت تأثير الحقل كهربائي الستاتيكي الناتج عن تصادم الجسيم المشع مع الإلكترون الحر في البلازما عرف تعريض ستارك الإلكتروني باستخدام معامل الصدم الإلكتروني من طرف تقريب غريم Griem وبإهمال البنية الدقيقة. تعتمد دراسة غريم Griem في معظمها على كمون كولوم، فيكون الدور الأساسي في التأثير بين الأيون المشع والإلكترون الحر هي القوة الكهربائية الكولومية. وبينما نعلم في حسابنا لمعامل التصادم الإلكتروني النسبي. بينما نعلم على التفاعل W. Ebeling الذي يعتمد على تفاعل Kelbg [5]. من جهة أخرى نأخذ بالحسبان التصحيح النسبي في التصادم.

تحتوي المذكرة على أربعة فصول ومقدمة وخاتمة:

- يحتوي الفصل الأول على عموميات حول البلازما وتشمل تعريفها وأهم المعاملات الفيزيائية للبلازما وكذا التعريضات فيها.

- سنتطرق في الفصل الثاني إلى ظاهرة التصادمات وسعة التشثت وكذا معامل التصادم الإلكتروني في البلازما.

- سنحدد في الفصل الثالث كمون W. Ebeling وتفاعل W. Ebeling التقريبي للتصادم أيون-إلكترون، ثم نحسب سعة التشثت للكمون W. Ebeling. وفي الأخير نحسب معامل التصادم الإلكتروني للتفاعل بكمون W. Ebeling.

-أما بالنسبة للفصل الرابع سنعرض فيه النتائج التي تحصلنا عليها لدراسة معامل التصادم الالكتروني في البلازما النسبية تفاعل W.Ebeling وعلاقتها بالكثافة الالكترونية ودرجة الحرارة، والعدد الذري. وسنرسم بعض الأشكال لخطوط الطيف ليمان- α A_r^{+1} لكل طاقة كمون تفاعل، من أجل درجة حرارة والكثافة الالكترونية بإهمال البنية الدقيقة للايون المشع. فنتتهي مذكرتنا بملخصة عامة.

الفصل الأول
عموميات حول
البلازما

I - 1 مقدمة:

معظم المواد الكونية تتشكل في حالة بلازما، إذ أن البلازما حالة متميزة من حالات المادة، وتوصف بأنها وسط متعادل من الجسيمات المشحونة والكترونات والايونات موجبة. وقصد التعرف أكثر عن عموميات حول البلازما تم تقسيم الفصل من حيث تعريفها وتاريخها ومعاملاتها وتعرض فيها.

I - 2 تعريف البلازما:

البلازما هي عبارة عن غاز مسخن بزيادة درجة حرارة عالية أو تحت حقل كهربائي، فيصبح غاز مؤيونا يحوي عددا من الجسيمات تتكون من جسيمات مشحونة (ايونات والكترونات حرة) وجسيمات متعادلة (ذرات أو جزيئات متعادلة). عموما في حجم مجهري من البلازما يكون المجموع الشحني الكلي يكون معدوما [6]. بمأن البلازما تعتبر تجمعا لجسيمات متأينة، فإنها تتفاعل جماعيا بالقوى الكهرومغناطيسية البعيدة المدى المرتبطة بشحنتها وحركتها [7]. بناء على ذلك فالبلازما هي حالة رابعة للمادة، على سلم درجة الحرارة. وتعود تسمية البلازما إلى العالم ارفينغ لانغمرير عام 1928 [8].

I - 3 درجة التأين :

تعد درجة التأين هي إحدى المعايير التي يتم استخدامها في تصنيف البلازما وتمثل النسبة بين كثافة الجسيمات المتأينة وكثافة الجسيمات المتعادلة [9]، وتعطى ب:

$$\alpha = \frac{N_{ie}}{N_n + N_{ie}} \quad (1 - I)$$

حيث:

N_{ie} : تمثل الكثافة العددية للالكترونات أو الايونات (جسيمات مشحونة).

N_n : تمثل الكثافة العددية لذرات المتعادلة (جسيمات محايدة).

تتغير α عمليا بين 10^{-1} و 1، ومنه من اجل كل غاز حددت درجة تأين معيارية ب α_0 [10].

فإذا كان: $\alpha > \alpha_0$ نقول أن غاز شديد التأين.

و اذا كان: $\alpha_0 > \alpha$ فان الغاز يكون ضعيف التأين [11].

4- I أهم المعاملات البلازما:

1-4-1 تردد البلازما:

إذا حدث اضطراب داخلي أو خارجي في البلازما فانه يؤدي إلى إزاحة جسيماتها (الكاترونات، أيونات) عن وضع التوازن ويعود سببه إلى تراكم الشحنات الكهربائية. وسرعان ما تعود إلى حالتها الطبيعية [12]. تتميز البلازما بتصرف الذي يؤدي إلى تحرك جسيماتها بحركة اهتزازية غير متخامدة تتميز بتردد الحركة الالكترونية ω_{pe} ويعطى ب:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{q^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2- I)$$

حيث:

ϵ_0 : السماحية الكهربائية في الفراغ.

N_e : الكثافة الالكترونية ب (cm^{-3}).

m_e : كتلة الإلكترون ب (kg).

q : شحنة الإلكترون (C).

العبرة العددية لتردد البلازما بوحدة الهرتز هي:

$$\omega_{pe} = 5.64 \times 10^4 N_e^{1/2} \quad (3- I)$$

2-4- I نصف قطر الكرة الالكترونية:

يسمى البعد المتوسط بين إلكترونين بنصف قطر الكرة الالكترونية وعلاقة هذا المقدار هي [13]:

$$r_e = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi N_e}} \quad (CGS) \quad (4- I)$$

حيث:

N_e : الكثافة الإلكترونية.

I-4-3 نصف قطر الكرة الأيونية:

نصف القطر الكروي الأيوني وهو البعد المتوسط بين أيونين، ويعرف على أنه المسافة التي يشغلها أيون أثناء حركته في الفضاء. ويعطى ب [12].

$$r_i = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi N_i}} \quad (5- I)$$

حيث:

N_i : الكثافة الأيونية.

I-4-4 طول موجة دي بروغلي الحرارية:

يمثل هذا الطول تقديراً للطبيعة الموجية الكمية لجسيمات البلازما ويعطى ب [10]:

$$\lambda_t = \frac{\hbar}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \quad (6- I)$$

بحيث:

k_B : ثابت بولتزمان.

m : كتلة الجسيم.

T : درجة الحرارة.

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$: ثابت بلانك المختزل.

I-4-5 طول لانندو:

يمثل المقدار الذي تتساوى فيه الطاقة الكامنة الكولومية المتوسطة للتفاعل الثنائي مع الطاقة الحركية الحرارية المتوسطة. يستخدم طول لانندو في تحليل ظواهر التصادمات، وارتباطات الموضع في البلازما وتحدد بالعلاقة [14]:

$$r_0 = \frac{e^2}{K_B T} \quad (7- I)$$

e: شحنة الإلكترون.

I-4-6 كمون ديبياي (طول ديبياي):

تؤثر الجسيمات المشحونة فيما بينها كهروستاتيكية بواسطة كمون كولوم الكهربائي للتوزيع المكاني للشحنات (الالكترونات مثلا) في البلازما حول الشحنة فيعطي تصحيحا لصيغة الكمون الكهربائي يسمى بكمون ديبياي المعروف ب:

$$\varphi = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 T} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (8- I)$$

ϵ_0 : ثابت السماحية الكهربائية في الفراغ.

طول ديبياي المقصود به حجب لتأثير الشحنة من البلازما بواسطة سحابة من الشحنات المعاكسة [6]. يزداد نصف قطر ديبياي بزيادة درجة الحرارة ويتناقص بزيادة كثافة. ويعطى طول ديبياي بالعلاقة التالية [15، 16]:

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 K T_e}{N_e q_e^2} \quad (9- I)$$

$$\lambda_D = 6.9 \sqrt{\frac{T_e}{N_e}} \quad (\text{cm}) \quad (10 - I)$$

بحيث:

q_e : شحنة الجسيم.

T_e : درجة حرارة الإلكترون بالكلفن.

N_e : كثافة الإلكترون ب (cm^{-3}).

I-4-7 معامل التزاوج للبلازما Γ :

معامل التزاوج عبارة عن مقياس ترابط جسيمات البلازما فهو النسبة بين الطاقة الحركية المتوسطة للجسيمات والطاقة الكامنة المتوسطة [5،17]:

$$\Gamma = \frac{\langle E_p \rangle}{\langle E_c \rangle} \quad (11- I)$$

$\langle E_p \rangle$: الطاقة الكامنة المتوسطة لتفاعل جسيم مع آخر.

$\langle E_c \rangle$: الطاقة الحركية المتوسطة له.

ويعطى معامل التزاوج للايونات بالعلاقة:

$$\Gamma_{ii} = \frac{(Z_e)^2}{K_B T_{r_i}} \quad (12- I)$$

ويعطى معامل التزاوج للالكترونات بالعلاقة:

$$\Gamma_{ee} = \frac{e^2}{K_B T_{r_e}} \quad (13- I)$$

أما بالنسبة لمعامل التزاوج بين الايونات والالكترونات يعطى بالعلاقة:

$$\Gamma_{ei} = \frac{(Z_e)^2}{K_B T_{r_{ei}}} \quad (14- I)$$

بحيث:

K_B : ثابت بولتزمان.

T : درجة الحرارة المطلقة.

وبالتالي عندما يكون $\Gamma \geq 1$ يدل على أن التزاوج شديد.

$\Gamma \ll 1$ تكون الطاقة الحركية لها الدور الأكبر لوصف سلوك الجسيمات فيكون التزاوج ضعيف.

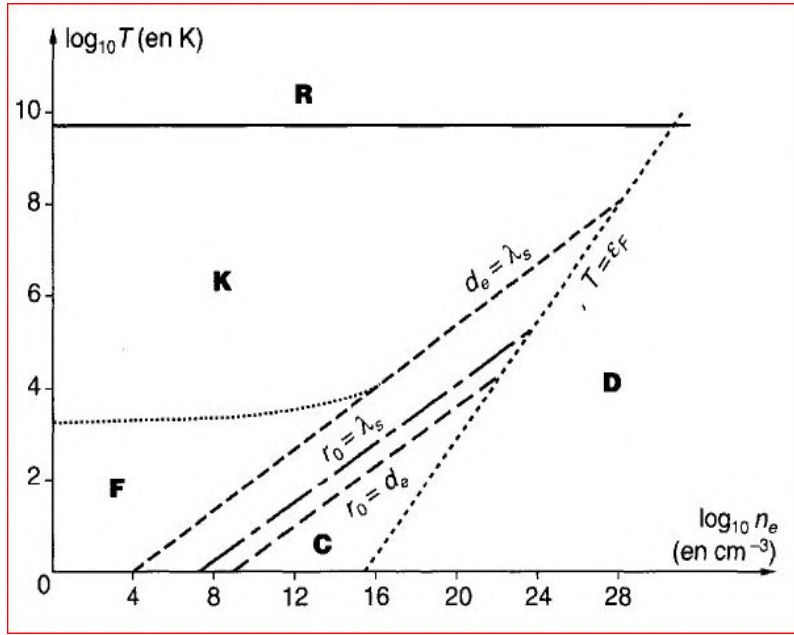
1 وعندما يكون $\Gamma \ll 1$ تكون الطاقة الحركية لها الدور الأكبر لوصف سلوك الجسيمات فيكون التزاوج ضعيف.

وتكون البلازما في هذه الحالة مثالية [18].

I - 5 تصنيفات البلازما:

مقارنة الأطوال الأساسية الثلاثة λ_s ، d_e ، r_0 متوسط المسافة بين إلكترونين $N_e d_e^3 = 1$ يسمح بإدخال تصنيف عام للبلازما وفقا للخصائص من كثافة ودرجة الحرارة في المقياس اللوغاريتمي. يمكن تمثيل أصناف البلازما على مخطط بسيط (الشكل 1-1)، حيث طول الشاشة الدقيق λ_s يكتب كالتالي [6]:

$$\lambda_s = \frac{\lambda_D}{\sqrt{Z+1}} \quad (15 - I)$$



مخطط تصنيف البلازما (CGS). حيث R تمثل البلازما نسبية، K البلازما الحركية الكلاسيكية، D بلازما متحللة كمومية (معادن)، و F غازات متأينة ضعيفة. C ، البلازما كثيفة وشديدة الترابط، و

6- I التعريضات في البلازما:

طيف البلازما الملاحظ من الانبعاث أو الامتصاص للإشعاع، لا يكون خطا رفيعا إنما يعاني تعريضا، فيما يلي نذكر أهم التعريضات وأسبابها:

1-6- I التعريض الطبيعي:

يرتبط التعريض الطبيعي بمبدأ هيزنبرغ للزمن والطاقة، وهذا الارتباط يسبب ارتيابا في التواتر أو في طول الموجي حيث لا يمكن تحديد الزمن والطاقة في آن واحد [19].

$$\Delta v = \frac{A_{21}}{2\pi} \quad (16- I)$$

حيث:

A_{21} : معامل اينشتاين للانبعاث التلقائي.

التعريض الطبيعي غالبا ما يكون مهملا مقارنة بالتعريضات الأخرى وبالتالي عرض خط الطيف صغير جدا.

2-6- I تعريض دوبلر:

يعتبر فعل دوبلر من أسباب تعريض الطيف وهذا الطول الموجود دائما والمسيطر (يسود) على عرض طيف البلازما ضعيف الكثافة وتحت درجات حرارة عالية [13]. فينتج عنه تواتر واضحاً فيزداد عند انزياح الذرة نحو الملاحظ وينقص عندما تكون الحركة معاكسة، وحالة اقتراب الذرة من الملاحظ بسرعة V فيعطى التواتر ب [19]:

$$\Delta v = v_0 - v = v_0 \frac{V}{c} \quad (17- I)$$

بحيث:

v_0 : هي تواتر البعث في حالة السكون.

C : سرعة الضوء.

V : سرعة الجسيمة المشعة.

عندما يكون خط الطيف الإشعاع مشتت بتعريض دوبلر وفقا لشكل غاوس يعطى بالعلاقة التالية:

$$\Delta\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{2K_B T_e \ln 2}{mC^2}} \quad (\text{HZ}) \quad (18- I)$$

حيث:

K_B : ثابت بولتزمان.

T_e : درجة الحرارة بالكلفن.

m : تمثل الكتلة بوحدة الكتل الذرية $m = AM_P$

بحيث: A : العدد الذري.

M_P : كتلة البروتون.

تعطى علاقة دوبلر رياضيا كالتالي:

$$2\Delta\nu = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T_e}{A}} \quad (19- I)$$

I-6-3 تعريض أجهزة القياس:

هذا التعريض سببه جهاز المطيافية المستعمل أثناء قياس خط الطيف إشعاع البلازما. ويكون على شكل غاوس أو لورانس أو شكل آخر.

I-6-4 تعريض ستارك:

يكون تعريض ستارك في البلازما شديدة الكثافة هو السائد، أما تعريض دوبلر والطبيعي مهملين (ضعيف الكثافة)، لأن شكل خط الطيف للإشعاع يكون جيد ومتأثر بتفاعلات ذرات وأيونات الجوار مع الجسم المشع [2]. نعتبر أيون مشع أو الذري في وسط قريب من الديناميكا الحرارية. نستطيع دراسة الجسيم المضطرب بطريقتين مختلفتين:

- تقريب الصدم:

إذا كان الجسيم المسبب للاضطراب ذو سرعة كبيرة فإن الحقل الكهروستاتيكي يكون متغيراً أثناء التفاعل مع الجسيم المشع، لذلك يتم دراسة هذه التصادمات بتقريب يسمى بتقريب الصدم ($d'impact$). حيث يعتبر المشع خاضع لتأثير تصادمات ثنائية الإلكترونات في البلازما تملك سرعة كبيرة مما يجعل التصادم (إلكترون-مشع) هو الأنسب للدراسة وفق تقريب الصدم.

- تقريب شبه ساكن:

المشع يتفاعل مع الحقل الكهربائي الناشئ عن الجسيمات المشحونة في وسط البلازما، هذا الحقل الكهروستاتيكي يكون شبه ساكن (مستقر) أثناء التفاعل. يتم دراسة هذا النوع من التفاعلات بتقريب يسمى التقريب شبه ساكن. الأيونات لها كتلة معتبرة مقارنة بالإلكترونات، بالتالي التفاعل (أيون-مشع) هو الأنسب للدراسة بالتقريب شبه ساكن.

I-6-5 تعريض زيمان:

يؤدي تفاعل الحقل مغناطيسي مع العزم الحركي للذرة أو الأيون المشع، ينتج عنه تجزؤ واضطراب يؤثر على تعريض الإشعاع الطيفي (عند رفع التوالد). ويعبر عنه بتعريض زيمان [14].

الفصل الثاني
التصادمات في البلازما
و معامل التصادم
الإلكتروني

II - 1 مقدمة:

يعد وسط البلازما، شبه متعادل كهربائياً ومكون من جسيمات مشحونة وأخرى متعادلة حيث تسلك سلوكاً جمعياً، وبالتالي فهي مهمة جداً لفهم ودراسة فيزياء البلازما. سنتطرق في هذا الفصل إلى دراسة التصادمات في البلازما كما سنتطرق أيضاً إلى دراسة معامل التصادم الإلكتروني المعطى عن طريق تقريب غريم (Griem) وسعة التشتت.

II - 2 التصادمات في البلازما:

تعتبر البلازما وسطاً معقداً، يتضمن عدداً هائلاً من الجسيمات المختلفة (أيونات، إلكترونات، ذرات)، فنعتبر أن جزيئات البلازما متفاعلة مع بعضها البعض بقوى متعلقة بالموضع. باقتراب واصطدام جسيمتين أو أكثر فيما بينها بمسافات صغيرة نسبياً بحيث تكون طاقة التفاعل قابلة للمقارنة بالطاقة الحركية، فالجسيمات المتصادمة تنحرف وتأخذ مسارات منحنية كما تأخذ بعد التصادم مسارات مستقيمة تقريباً [6].

حدوث العديد من التصادمات داخل البلازما نتيجة للإثارة الحرارية لمكونات البلازما، تسمح بإحداث تغير بالطاقة وانتقال كمية الحركة بين الجسيمات [10].

II - 3 معامل التصادم الإلكتروني (مقاربة Griem):

معالجة الخطوط الطيفية التي لوحظت أثناء انبعاث أو الامتصاص للإشعاع، تبين أن الفوتونات المنبعثة تشغل نطاقاً ضيقاً ولكن غير صفري وبالتالي فإن الخطوط ليست دقيقة بشكل لا نهائي ولكن لديها عرضاً معيناً وخط طيفي الذي يعطي توزيع الإشعاع حول التردد المركزي ω_0 وبالتالي فإن هناك أسباب التي تؤدي إلى تعريض الخطوط الطيفية للتصادم الإلكتروني. أهمها: التعريض الطبيعي، التعريض دوبلر، التعريض ستارك ...

حيث قام غريم (Griem) بتطوير نظرية الخطوط المعزولة مع إهمال البنية الدقيقة للأيون المشع، وتم تطوير معامل تصادم الإلكتروني لهذا النوع من الخطوط في التقريب الكلاسيكي. نقوم بدراسة معامل التصادم الإلكتروني المستمدة من مقاربة غريم (Griem)، باعتبار الأيون المشع شبه هيدروجيني [20]. تنشأ الإلكترونات في البلازما حقلاً كهربائياً (مجالاً كهربائياً) عند الموضع الذي يوجد فيه الأيون المشع [21]، إذ يُؤخذُ عزم ثنائي القطب في استعمال نظرية التصادمات الفردية في حساب الاضطراب الناشئ.

باستخدام نظرية التصادم الإلكتروني المستمدة من غريم (Griem):

$$\phi_{ab} = -\frac{N_e}{\hbar^2} \int \int 2\pi v f(v) dv \rho d\rho \times$$

$$\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_2) + \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_a \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \vec{d}_a \cdot \vec{E}(t_2) - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_a \cdot \vec{E}(t_2) + \dots \right\} \quad (1- \text{II})$$

حيث:

D : سرعة الإلكترون المضطرب.

N_e : الكثافة الإلكترونية.

ρ : وسيط الصدم.

لدينا:

$$\vec{d} = e\vec{R}$$

حيث $\vec{E}(t)$ هو الحقل الكهربائي، يتميز بمسار الإلكترون المضطرب.

المعطى ب:

$$\vec{E}(t) = -Ke\vec{r}(t) \mid \vec{r}(t) \mid^{-3} \quad (2- \text{II})$$

حيث K هو الثابت الكهربائي.

بأخذ تقريب ثنائي القطب، يكتب التفاعل بين الأيون المشع والحقل الكهربائي للإلكترون المسبب للاضطراب كالتالي:

$$V(t) = \vec{d} \cdot \vec{E}(t) = e\vec{R} \cdot \vec{E}(t) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \vec{R} \cdot \vec{r}(t) \mid \vec{r}(t) \mid^{-3} \quad (3- \text{II})$$

حيث Γ يمثل شعاع موضع الإلكترون بالنسبة للأيون المشع [7].

باستعمال العلاقة (3- II) يمكن تبسيط العلاقة (1- II) على النحو التالي:

$$\phi_{ab} = -2\pi \frac{N_e}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^{\infty} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} v f(v) dv d\rho \times$$

$$\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{\mid \vec{r}(t_1) \mid^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_2)}{\mid \vec{r}(t_2) \mid^3} + \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_a \cdot \vec{r}(t_1)}{\mid \vec{r}(t_1) \mid^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{R}_a \cdot \vec{r}(t_2)}{\mid \vec{r}(t_2) \mid^3} - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{\mid \vec{r}(t_1) \mid^3} \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{\mid \vec{r}(t_1) \mid^3} + \dots \right\} \quad (4- \text{II})$$

يحدد مسار الإلكترون المشتت مع الأخذ بعين الاعتبار إهمال البنية الدقيقة للأيون المشع يحدد بالمعادلة الحركة التالية:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0} \vec{r}(t) \mid \vec{r}(t) \mid^{-3} \quad (5- \text{II})$$

باستخدام العلاقة السابقة وبعد التكامل نجد مايلي:

$$\phi_{ab} = -2\pi \frac{N_e}{h^2} \frac{m}{(Z-1)^2} \int_0^\infty \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho v f(v) dv d\rho \times \left\{ \frac{1}{2} [R_b(\vec{r}(+\infty) - \vec{r}(-\infty))]^2 - \vec{R}_b \cdot (\vec{r}(+\infty) - \vec{r}(-\infty)) \vec{R}_a \cdot (\vec{r}(+\infty) - \vec{r}(-\infty)) + \frac{1}{2} [R_a(\vec{r}(+\infty) - \vec{r}(-\infty))]^2 + \dots \right\} \quad (6 - \text{II})$$

سرعة الإلكترون بعد التصادم بدلالة زاوية الانحراف θ ، تكون كما يلي:

$$\vec{v}(+\infty) = \vec{v}(-\infty) \cos \theta + \vec{\rho} \left(\frac{v}{\rho} \right) \sin \theta \quad (7 - \text{II})$$

وتكتب أيضا بالشكل التالي:

$$(\vec{v}_{+\infty} - \vec{v}_{-\infty})^2 = 4v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (8 - \text{II})$$

لكن:

$$|\vec{v}(+\infty)| = |\vec{v}(-\infty)| = v \quad (9 - \text{II})$$

وبناء على اتجاه كلا من السرعة الابتدائية للإلكترون ومعامل الصدم مستقلين عن بعضهما البعض، فإن معامل التصادم يكتب بالشكل التالي:

$$\Phi_{ab} = -\frac{4\pi}{3} \frac{N_e}{h^2} \frac{m^2}{(Z-1)^2} \int_0^\infty \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho v^3 f(v) dv d\rho \sin^2 \frac{\theta}{2} \times (R_b R_b - 2R_b R_a + R_a R_a) \quad (10 - \text{II})$$

لدينا في حالة التجاذب الكولومي (مسار قطع زائد) العلاقة بين زاوية الانحراف θ ومعامل الصدم ρ يكون:

$$\rho = \rho_0 \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (11 - \text{II})$$

حيث ρ_0 هو نصف طول المحور الاكبر للقطع الزائد، ويعرف بالعلاقة [21]:

$$\rho_0 = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \quad (12 - \text{II})$$

حيث:

v : هي السرعة الابتدائية للإلكترون.

Z : العدد الشحني للإيون المشع.

التكامل على معامل الصدم ρ يمكن ان يؤول الى تكامل زاوية الانحراف θ :

$$\phi_{ab} = -\frac{2\pi}{3} \frac{N_e}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^\infty \frac{f(v)}{v} dv \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \cot \frac{\theta}{2} d\theta \times$$

$$(R_b R_b - 2R_b R_a - R_a R_a) + \dots \quad (13 - \text{II})$$

وهذا الأخير يصبح:

$$\phi_{ab} = -\frac{4\pi}{3} N_e \frac{e^4}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^\infty \frac{dv}{v} f(v) \ln \frac{\sin \frac{\theta_{\max}}{2}}{\frac{\theta}{2}} \times$$

$$(R_b R_b - R_b R_a - R_a R_a) + \dots \quad (14 - \text{II})$$

تعطى دالة توزيع ماكسويل للسرعات $F(v)$ ب:

$$F(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (15 - \text{II})$$

فتصبح علاقة مؤثر التصادم الإلكتروني بالشكل الآتي:

$$\phi_{ab} = -\frac{4\pi}{3} N_e \frac{e^2}{\hbar^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{1}{K_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \times$$

$$\ln \frac{\sin \frac{\theta_{\max}}{2}}{\sin \frac{\theta_{\min}}{2}} \times (R_b \cdot R_b - R_b \cdot R_\alpha + R_\alpha \cdot R_\alpha) + \dots \quad (16 - \text{II})$$

من خلال العلاقة (11- II)، يتضح لنا أن زاوية الانحراف θ تتناسب عكسيا مع معامل الصدم ρ وهذا يعطينا شروط حدية:

$$\theta_{\max} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{\min}}\right) \quad (17 - \text{II})$$

$$\theta_{\min} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{\max}}\right) \quad (18 - \text{II})$$

ρ_{\min} و ρ_{\max} يمثلان حدود التكامل على معامل الصدم الاعظمي والأدنى.

II - 4 سعة التشتت و المقطع الفعال:

لدراسة سعة التشتت والتي تكون عبارة عن احتمال انحراف الأجسام المتصادمة عن بعضها البعض بعد التصادم واستنتاج زاوية الانحراف.

وبالتالي تتعلق دراستنا بتصادم المرن (ويكون التصادم مرنا بين جسيمين فتكون خلالها الحالة الداخلية للجسيمات لا تتغير وأيضا الطاقة الداخلية. كما يحدث انحراف وتغير في مسار الجسيمين مع نقل الطاقة الحركية وتغير كمية الحركة) [22].

مسألة التصادم بين الجسيمين يؤول إلى دراسة انحراف جسيم واحد ذا كتلة مختزلة m في كمون $U(r)$ متوضع في مركز الكتلة للجسيمين . زاوية الانحراف لهذا النظام هي θ . وهي متعلقة بالزاوية θ_1 و θ_2 زاويتا انحراف الجسيمين بإفتراض ان الجسيم الثاني يكون ساكنا قبل التصادم [13]:

$$\theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \theta) \quad \tan \theta_1 = \frac{m_2 \sin \theta}{(m_1 + m_2 \cos \theta)} \quad (19 - \text{II})$$

باستخدام نظام الإحداثيات يبقى مركز الكتلة ساكن وتكون m الكتلة المختزلة للجسيمين.

يأخذ الجسم الحر حركة اتجاه الموجب للمحور Z ويوصف بالموجة المستوية. تكون من الشكل: $\Psi = \exp(ikz)$. توصف الجسيم المنحرف على مسافة بعيدة من مركز التشتت بموجة كروية من الشكل:

$$\Psi_1 = \frac{f(\theta) \exp ikr}{r} \quad (20 - \text{II})$$

حيث:

$f(\theta)$: عبارة عن دالة لزاوية الانحراف θ (وهي الزاوية المحصورة بين المحور Z ومنحنى الجسم المنحرف). وتسمى بسعة الانحراف (سعة التشتت) [23].

وتعطي هذه بشكل تقريبي من خلال حل معادلة شرودينغر بكمون $U(r)$ على مسافات بعيدة [23]:

$$\Psi \approx \exp ikz + \frac{f(\theta) \exp ikr}{r} \quad (21- \text{II})$$

لدينا dS سطح عنصري تعبر خلاله الأجسام المنحرفة، ويكتب كالتالي:

$$dS = r^2 d\Omega \quad (22- \text{II})$$

حيث: $d\Omega$ تمثل الزاوية الصلبة العنصرية .

نجد دالة احتمال عبور الجسم المنحرف عبر السطح dS خلال وحدة الزمن وتمثل [23]:

$$p = \frac{v}{r^2} |f(\theta)|^2 dS = v |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (23 - \text{II})$$

نسبة دالة الاحتمال إلى الكثافة الحالية للموجة الواردة [23]:

$$d\sigma = \frac{p}{v} = |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (24 - \text{II})$$

يمثل المقدار الأخير وحدة السطح، ويعرف بالمقطع الفعال للتصادم.

تأخذ عبارة الزاوية الصلبة بالشكل الآتي:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (25- \text{II})$$

نستنتج عبارة المقطع الفعال ب:

$$d\sigma = 2\pi \sin \theta |f(\theta)|^2 d\theta \quad (26- \text{II})$$

حيث الزاوية المنحرفة للعبور تتراوح بين θ و $\theta + d\theta$

سعة التشتت تعطى بالعلاقة التالية [23]:

$$f(q) = -\left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right) \int_0^R \int_0^\pi \int_0^{2\pi} U(r) \exp(-iqr) dv \quad (27- \text{II})$$

ويعرف الفرق الموجي q ب :

$$\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k} \quad (28- \text{II})$$

حيث :

\vec{k} : شعاع موجة الجسيم قبل الانحراف.

\vec{k}_1 : شعاع موجة الجسيم بعد التصادم، إذا: $\vec{k}_1 = k\vec{n}_1$

وتصاغ طولية q ب:

$$q = 2k \sin \frac{\theta}{2} \quad (29- \text{II})$$

وتمثل θ الزاوية بين الشعاعين \vec{k} و \vec{k}_1 وهي زاوية الانحراف.

وفي الأخير نقوم بتربيع طولية سعة التشتت وتعوض في عبارة المقطع الفعال فنجد:

$$d\sigma = \frac{m^2}{4\pi^2\hbar^4} \left| \int U \exp(-iqr) \right|^2 d\Omega \quad (30- \text{II})$$

الفصل الثالث
معامل التصادم
الالكتروني

تفاعل

W.Ebeling

III-1 مقدمة :

تعد أطياف البلازما التجريبية وسيلة مهمة جدًا للمقارنة مع الأطياف النظرية التي تم الحصول عليها. نقوم في هذا الفصل بحساب معامل التصادم الإلكتروني الذي يدخل بشكل مباشر في حساب التعريض الإلكتروني. هذا الأخير يكون مهما في البلازما الكثيفة ذات درجات الحرارة العالية. الكمون المستعمل في الأعمال السابقة كان في غالبه كمون كولوم. نقوم باستعمال من جهة كمون جديد يتضمن الفعل الكمومي (كمون W.Ebeling) ومن جهة أخرى نعتبر تصادم الإلكترون المسبب للاضطراب مع المشع نسبيا.

III-2 كمون W.Ebeling :

استخرج W.Ebeling كمونا للتفاعل بين جسيمتين حرتين مشحونتين يجمع بين كمون كولوم عند المسافات الكبيرة وكمون Kelbg الذي يأخذ بعين الاعتبار الفعل الكمومي بين الجسيمتين المتفاعلتين عند المسافات الصغيرة.

$$u_{ij}(r) = \begin{cases} \left(\frac{z_i z_j e^2}{\gamma} \right) \left[1 - e^{-\frac{r^2}{\lambda_i^2}} + \left(\frac{r\sqrt{\pi}}{\lambda_i \gamma_{ij}} \right) \left(1 - \operatorname{erf} \left[\gamma_{ij} \frac{r}{\lambda_i} \right] \right) \right] & r < R \\ \frac{z_i z_j e^2}{r} & r > R \end{cases} \quad (1 - \text{III})$$

حيث :

- i و j جسمان و r مسافة بينهما.

- $\operatorname{erf}(x)$ دالة الخطأ.

- $\gamma_{\{ij\}} = 1$ في الصيغة الاصلية ل kelbg

III - 3 تفاعل W.Ebeling التقريبي:

قام W.Ebeling بإعطاء صيغة أخرى لكمونه وهي صيغة مبسطة حصل عليها باستعمال نشر تايلور عند $r=0$ لتقريب كمون kelbg عند المسافات الصغيرة. لدينا علاقة كمون kelbg المعممة هي:

$$u_{ij}(r) = \left(\frac{z_i z_j e^2}{r} \right) \left[1 - e^{\frac{-r^2}{\lambda_i^2}} + \left(\frac{r\sqrt{\pi}}{\lambda_i \gamma_{ij}} \right) (1 - \text{erf} \left[\gamma_{ij} \frac{r}{\lambda_i} \right]) \right] \quad (2 - \text{III})$$

بتعويض $\gamma_{\{ij\}} = 1$ العلاقة السابقة تصبح:

$$u_{ij}(r) = \left(\frac{z_i z_j e^2}{r} \right) \left[1 - e^{\frac{-r^2}{\lambda_i^2}} + \left(\frac{r\sqrt{\pi}}{\lambda_i} \right) (1 - \text{erf} \left[\frac{r}{\lambda_i} \right]) \right] \quad (3 - \text{III})$$

III - 4 تفاعل W.Ebeling ايون-إلكترون:

أثناء التصادم المرن بين الجسيم المشع والجسيمات الحرة من محيط البلازما، يؤثر الحقل الكهربائي الناشئ عن هذه الجسيمات على الإشعاع الصادر من الجسيم المشع، مسببا اضطرابا فيه. هذا الاضطراب يظهر في شكل تعريض في طيف الإشعاع. نخص في حسابنا لمعامل التصادم، التفاعل بين ايون مشع شبه هيدروجيني وإلكترون من وسط البلازما. أما التفاعل بينهما فنعتبره تفاعل W.Ebeling الذي يجمع بين الفعل الكومومي بتفاعل kelbg عند المسافات الصغيرة من جهة، وفعل كولوم عند المسافات الكبيرة. كما نقوم بإدخال التصحيح النسبي عند

المسافات الصغيرة ($r < R$) باعتبار إن الإلكترون يكون سريع جدا كاف لدراسة التصادم نسبيا. الكمون لتفاعل ايون - إلكترون يكتب كالاتي:

$$(III - 8)$$

حيث نعتبر المشع شبه هيدروجيني و $\alpha = -ke(z-1)e^2$

III-5 سعة التشتت لكمون W. Ebeling:

لحساب سعة التشتت لتصادم ايون-إلكترون في البلازما، نفرض أن التفاعل المؤثر هو تفاعل W. Ebeling. إذ أنه لا معنى للمسار هنا وكذا معامل الصدم إنما حساب احتمال انحراف الأجسام المتصادمة عن بعضها البعض بعد التصادم واستنتاج زاوية الانحراف. نهتم فيما يلي بدراسة التصادم المرن الذي يحدث خلاله انحراف بسيط لمساري الجسمين مع نقل للطاقة الحركية وتبادل كمية الحركة.

مسألة التصادم إلكترون-ايون تؤول إلى دراسة انحراف جسيم واحد ذا كتلة مختزلة m في كمون $u(r)$ متوضع في مركز الكتلة للجسمين. زاوية الانحراف لهذا النظام نسميها θ .
عبارة سعة التشتت الكمومية بين جسمين معرفة كالاتي:

$$f(q) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int u(r) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} d\vec{r} \quad (III-9)$$

dr هو العنصر التفاضلي لشعاع البعد بين الايون المشع والإلكترون عبارته في المعلم الكروي هي:

$$d\vec{r} = r^2 \sin\theta d\theta dr d\phi \quad (III-10)$$

بينما عبارة الجداء السلمي بين الفرق الموجي q والبعد r هي:

$$\vec{q}\cdot\vec{r} = qr \cos\theta, \quad q = 2k \sin\frac{\theta}{2} \quad (III-11)$$

نستخدم كمون W. Ebeling المعروف بالعلاقة (III-8) لحساب سعة التشتت الكمومية للتصادم ايون-إلكترون:

$$f(q) = -\left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right) \int_0^R \int_0^\pi \int_0^{2\pi} u(r) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} r^2 \sin\theta d\theta dr d\phi \quad (12-III)$$

بعد فصل المتغيرات يصبح التكامل الثلاثي كالتالي:

$$f(q) = \left(\frac{m\alpha}{2\pi\hbar^2\lambda_t}\right) \int_0^R r^2 \left(\sqrt{\pi} - \frac{r}{\lambda_t}\right) \int_0^\pi e^{-iqr\cos\theta} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \quad (13-III)$$

III-6 معامل التصادم الإلكتروني للتفاعل بكمون W.Ebeling :

القيمة المتوسطة للتصادمات المرنة التي تتم بين الايون المشع والالكترونات المحيطة به، تترجم في شكل معامل يسمى بمعامل التصادم الإلكتروني. الذي نقوم بحسابه في مايلي بالأخذ بعين الاعتبار الفعل الكمومي في التفاعل بين الإلكترون الحر والايون المشع والمتمثل في كمون W.Ebeling. الالكترونات ذات سرعة كبيرة تقارن بسرعة الضوء لذلك سوف نقوم بإدخال النسبية على هذا المعامل.

عبارة معامل التصادم الإلكتروني المعطاة بمقاربة H.Griem هي:

$$(17-III)$$

بالتالي المقطع الفعال في حالتنا هذه يكتب كالتالي:

$$d\sigma = |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (18-III)$$

ومنه:

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta \Rightarrow d\sigma = |f(\theta)|^2 2\pi \sin\theta d\theta \quad (19-III)$$

من جهة أخرى المقطع الفعال له علاقة بمعامل الصدم:

$$d\sigma = 2\pi\rho \frac{d\rho}{d\theta} d\theta \quad (20-III)$$

نقوم باستعمال العلاقتين السابقتين للمقطع الفعال لإيجاد علاقة بين معامل الصدم وزاوية الانحراف:

$$\rho dp = |f(\theta)|^2 \sin\theta d\theta \quad (\text{III} - 21)$$

$$q = 2k \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{III} - 24) \quad \text{و باستعمال العلاقة بين زاوية الانحراف والفرق الموجي .}$$

نحول التكامل من تكامل على زاوية الانحراف إلى تكامل على الفرق الموجي:

$$(\text{III} - 25)$$

نستعمل هذه العبارة الأخيرة في عبارة معامل التصادم الالكتروني:

$$(\text{III} - 26)$$

حيث:

$$\phi_0 = -\frac{4}{3}\pi N \left(\frac{m}{\hbar(z-1)} \right)^2 \quad (\text{III} - 27)$$

من جهة أخرى نعوض مربع سعة التشتت في عبارة معامل التصادم النسبي:

نأخذ السرعات تبعا لتوزيع ماكسويل - جوتنر للسرعات الذي يعطى ب:

$$F^*(v)dv = \frac{\beta^2 \gamma^5}{a K_2 \left(\frac{1}{a} \right)} e^{-\gamma/a} d\beta \quad (\text{III} - 29)$$

حيث:

$$a = \frac{KT}{mC^2}$$

$$K^4 = \left(\frac{mv}{\hbar} \right)^4$$

$K_2(1/a)$ دالة باسال من النوع الأول ذات الدرجة 2.

بتعويض توزيع السرعات في معامل التصادم نجد:

(III - 30)

$$G^* = \phi_0 \frac{\alpha^2}{m^2 \lambda_t^4} \frac{1}{a K_2(1/a)} \quad \text{و:} \quad \text{(III - 31)}$$

بحساب التكامل على q نحصل على العبارة الأخيرة لمعامل التصادم الالكتروني النسبي لتصادم أيون-إلكترون بكمون

: (W.Ebeling)

(III - 32)

حيث نستعمل الترميزات التالية:

$$q_{\min} = 2k \sin \frac{\theta_{\min}}{2} \quad \text{(III - 33)}$$

$$q_{\max} = 2k \sin \frac{\theta_{\max}}{2} \quad \text{(III - 34)}$$

حيث:

$$\rho_0 = \frac{\alpha}{m v^2}$$

ومعامل التصحيح النسبي للزاويتين الدنيا والقصى يعرفان كالتالي:

بينما معاملي الصدم الأدنى والأقصى يتم تعريفهما بالعلاقتين التاليتين على التوالي:

$$\rho_{\min}(v) = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\hbar(n_b^2 - n_a^2)}{mZv} \quad \text{(III - 39)}$$

$$\rho_{\max} = \lambda_D \quad (40 - \text{III})$$

n_b, n_a يمثلان العدد الرئيسي الكمي (للايون المشع) للمستويين الأدنى والأعلى على التوالي.

الفصل الرابع النتائج والمقارنات

1-IV المقدمة :

تركزت الدراسات السابقة على حساب معامل التصادم الالكتروني باعتبار التفاعل الكولومي بين المشع والجسيم المسبب للاضطراب. بينما تطرقنا في حساب معامل التصادم الالكتروني إلى إدخال الفعل الكومومي بتفاعل (W.Ebeling) وكذا الفعل النسبي أثناء التصادم. لتبيين التصحيح النسبي نقوم في هذا الفصل بإجراء مقارنات بين معامل التصادم الالكتروني النسبي و غير نسبي (لكمون W.Ebeling). بدلالة الشروط الفيزيائية التالية: T درجة الحرارة، N_e الكثافة الالكترونية، Z العدد الذري. ومن أجل نفس الشروط نرسم التصحيح النسبي وطيف الإشعاع بالتعريض الالكتروني.

2-IV تأثير التصحيح النسبي على معامل التصادم الالكتروني بكمون W.Ebeling ونسبة التصحيح:

نجري مقارنة بين معامل التصادم الالكتروني غير النسبي بكمون W.Ebeling (H. Berrabah) ومعامل التصادم الالكتروني النسبي الذي تحصلنا عليه في الفصل الثالث حيث:

$$(1-IV)$$

$$(2-IV)$$

نستعمل فيما يلي الترميز التالي:

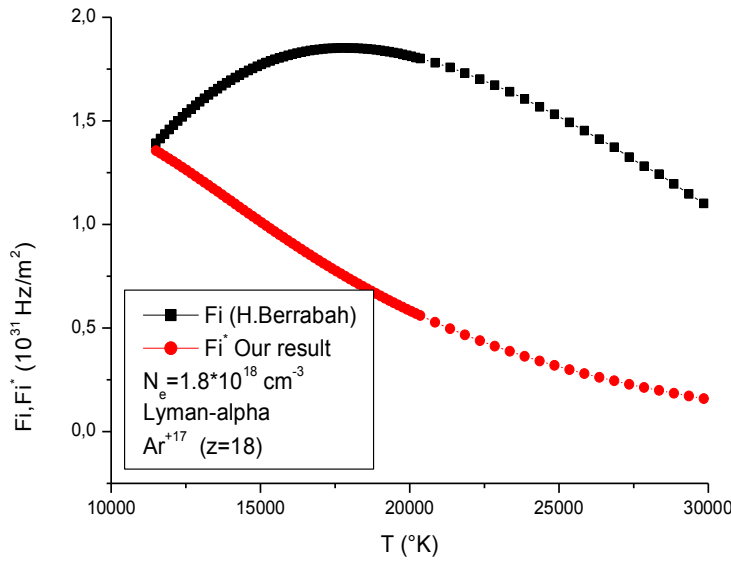
$$\phi^* = Fi^*; \phi = Fi \quad (3-IV)$$

نأخذ نسبة التصحيح النسبي من خلال العلاقة:

$$p(\%) = \frac{100(Fi - F_i^*)}{F_i} \quad (4-IV)$$

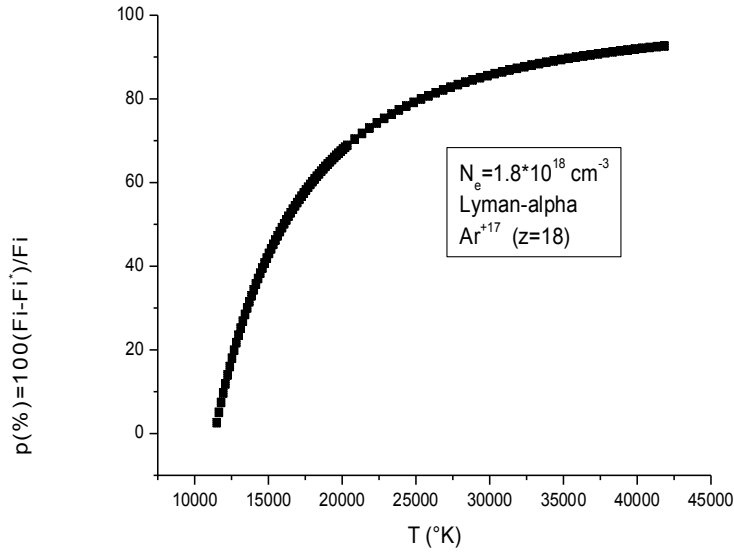
IV-2-1 تأثير درجة الحرارة على معاملي التصادم بكمون W.Ebeling النسبي وغير النسبي:

يوضح المنحنى (1) تغير كل من معامل التصادم الالكتروني غير النسبي ومعامل التصادم النسبي بدلالة درجة الحرارة T في شروط مختلفة حيث تم أخذ العدد الذري $z=18$ و الكثافة الالكترونية $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. نلاحظ أنه كلما زادت درجة الحرارة T يتزايد معامل التصادم الالكتروني غير نسبي أما معامل التصادم الالكتروني يتناقص، لكن بعد درجة الحرارة $1750 \text{ }^\circ\text{K}$ يتناقص كلى المعاملين. من ناحية أخرى، نلاحظ منحنى معامل التصادم غير النسبي يقع فوق منحنى معامل التصادم النسبي.



المنحنى (1): تغيرات معامل التصادم بكمون W.Ebeling النسبي وغير النسبي (نتائج H.Berrabah) لعنصر Ar^{+17} بدلالة درجة الحرارة T من أجل: $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ للنخط ليمان الفا.

IV-2-2 تأثير درجة الحرارة على نسبة التصحيح النسبي :



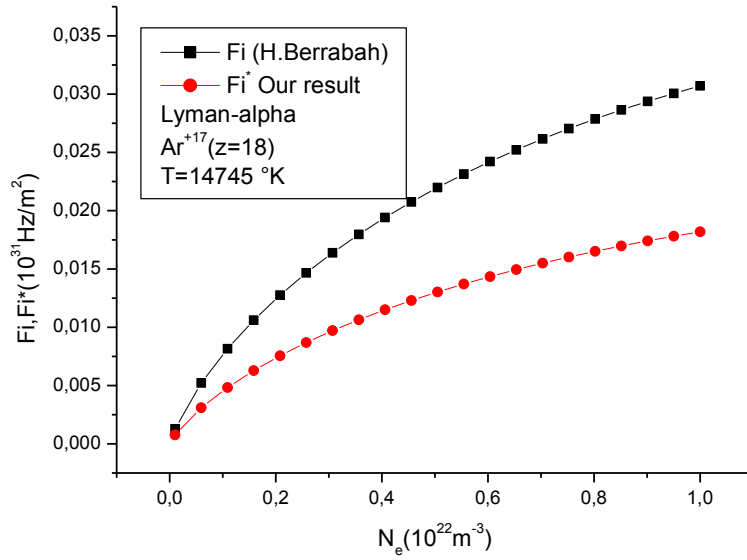
المنحنى (2): تغيرات التصحيح النسبي في معامل التصادم الالكتروني لكمون (W.Ebeling) بدلالة درجة الحرارة T من أجل $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ لعنصر Ar^{+17} للخط ليمان ألفا.

يبيّن المنحنى (2) نسبة تغير التصحيح النسبي لعنصر Ar^{+17} من أجل الكثافة الالكترونية $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ، حيث نجد نسبة الفرق تتزايد بدلالة درجة الحرارة إلى أن تثبت عند النسبة 100 .

3-2-IV تأثير الكثافة الالكترونية على معاملي التصادم بكمون W.Ebeling النسبي

وغير

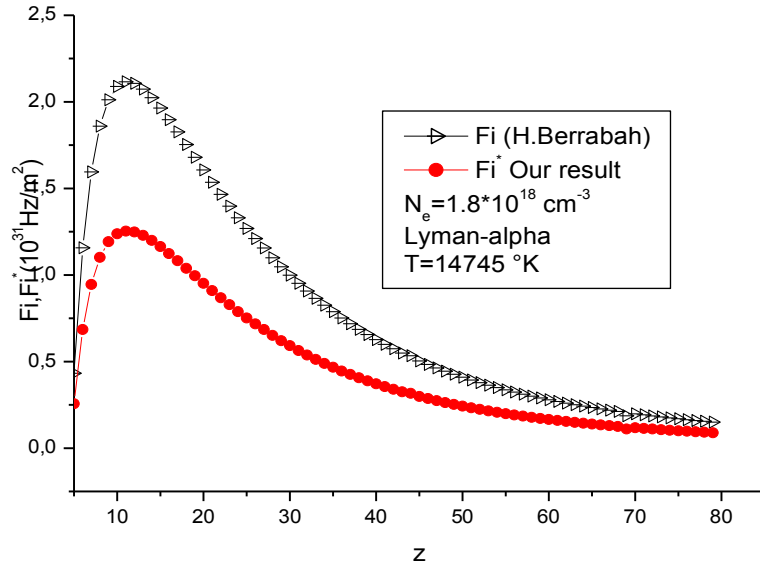
النسبي:



المنحنى (3) : تغيرات معامل التصادم بكمون (W.Ebeling) النسبي وغير نسبي لعنصر A_r^{+17} بدلالة N_e من أجل درجة حرارة $T=14745 \text{ }^\circ\text{K}$.

يبين المنحنى (3) تغيرات معامل التصادم الالكتروني النسبي وغير النسبي لشاردة A_r^{+17} من أجل درجة حرارة $T=14745 \text{ }^\circ\text{K}$. حيث نلاحظ تزيادا كبيرا لمعامل التصادم غير النسبي مقارنة بمعامل التصادم النسبي كلما زادت كثافة الالكترونية.

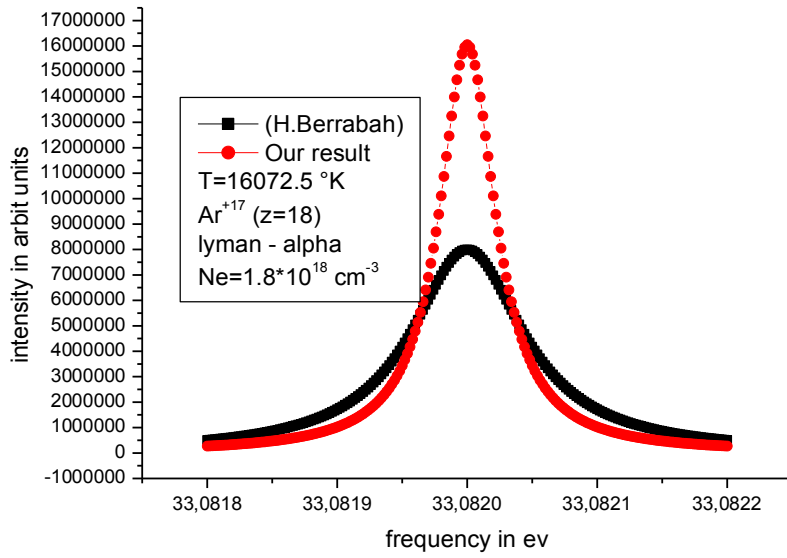
IV-2-4 تأثير العدد الذري z على معاملي التصادم بكمون (W.Ebeling) النسبي وغير النسبي :



المنحنى (4) : تغيرات معامل التصادم بكمون (W.Ebeling) النسبي غير النسبي لعنصر A_r^{+1} بدلالة العدد الذري Z من أجل درجة الحرارة $T=14745 \text{ }^\circ\text{K}$ وكثافة الإلكترونات $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

يمثل المنحنى (4) تغيرات معامل التصادم الإلكتروني النسبي وغير النسبي بدلالة العدد الذري Z من أجل درجة الحرارة $T=14745 \text{ }^\circ\text{K}$ والكثافة الإلكترونية $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. نلاحظ بأن كلا من معامل التصادم الإلكتروني النسبي وغير النسبي لهما نفس الهيئة، إذ يتزايدان من أجل الأعداد الذرية الصغيرة بعد ذلك يتناقصان بزيادة العدد الذري Z.

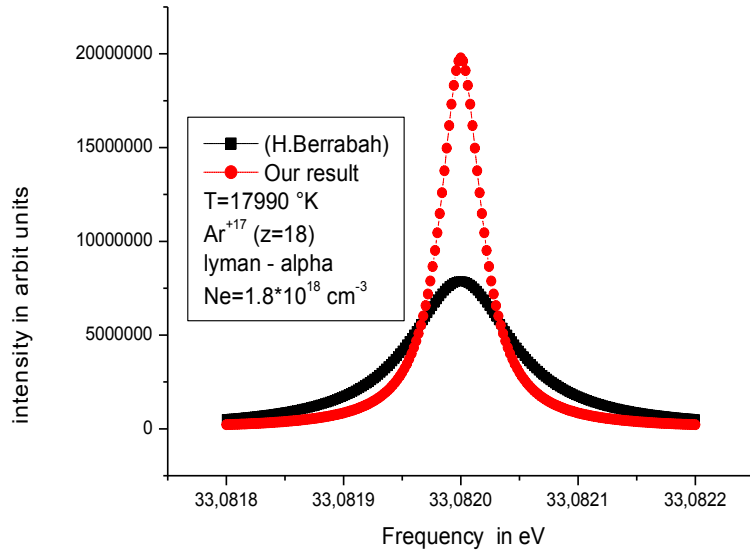
3-IV تأثير التصحيح النسبي على طيف الإشعاع للخطوط المعزولة :



المنحنى (05): تغيرات شدة الطيف بدلالة التردد من أجل كثافة إلكترونية $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ودرجة حرارة $T = 16072.5 \text{ °K}$ وعدد الذري ($z=18$) لخط ليمان α .

يبين المنحنى (05) تغير في شدة الطيف لمعامل التصادم الإلكتروني النسبي ومعامل التصادم الإلكتروني غير نسبي بدلالة التردد في شروط مختلفة حيث تم أخذ كثافة الإلكترونات $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ودرجة الحرارة $T=16072.5^\circ\text{K}$ وعدد الذري ($z=18$). نلاحظ أن شدة التعريض لطيف نسبي أكبر من شدة التعريض غير النسبي نتائج (H.Berrabah). ونلاحظ منحنى شدة التعريض النسبي يقع فوق منحنى الطيف لشدة غير النسبي.

يوضح المنحنى(06) تغيرات شدة الطيف لمعامل التصادم الإلكتروني غير النسبي بدلالة التردد عند كثافة إلكترونية $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ودرجة الحرارة $T=17990 \text{ °K}$ والعدد الذري ($z=18$). فنلاحظ تعريض الطيف النسبي أكبر من شدة التعريض غير النسبي. حيث نلاحظ منحنى شدة التعريض النسبي فوق شدة التعريض غير النسبي.



المنحنى (06): تغيرات شدة الطيف بدلالة التردد من أجل كثافة إلكترونية $N_e = 1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ودرجة الحرارة $T=17990 \text{ °K}$ لعنصر (العدد الذري) لخط ليمان α .

خاتمة عامة

خاتمة عامة:

حسبنا في هذه الدراسة معامل التصادم الالكتروني في البلازما. باستخدام كمون جديد يتضمن الفعل الكمومي ويسمى كمون (W.Ebeling). حيث حسبنا سعة التشتت الكمومية في هذه الحالة. هذا الكمون يشمل كمونين احدهما كمون كولوم عند المسافات الكبيرة والآخر كمون Kelbg عند المسافات الصغيرة. ومن جهة أخرى أدخلنا الفعل النسبي في التصادم (إلكترون-ايون) باعتبار أن البلازما ذات درجة حرارة عالية أي أن سرعة الالكترونات كبيرة تحاكي سرعة الضوء c . احتوت هذه المذكرة أربعة فصول أولها قدمنا فيه عموميات حول البلازما، معاملاتها تصنيفاتها وأنواع التعريض لطيفها. ثانيها درسنا فيه أهمية خطوط الطيف، التصادمات في البلازما وسعة التشتت الكمومية وبيننا طريقة H.Griem في حساب معامل التصادم الالكتروني. ثالثها حسبنا فيه سعة التشتت للكمون W.Ebeling ثم استخدمناها في إيجاد معامل التصادم الالكتروني. رابع الفصول تضمن مناقشة لنتائجنا حيث رسمنا كل من معامل التصادم الالكتروني النسبي وغير النسبي ونسبة التصحيح النسبي بدلالة أهم الشروط البلازما: درجة الحرارة T ، كثافة إلكترونية N_e ، والعدد الذري Z . اخترنا في درستنا هذه عنصر A_r^{+17} كمثال لمعرفة تطور معامل التصادم الالكتروني النسبي وغير نسبي بدلالة درجة الحرارة، فوجدنا أن كلا المعاملين يتناقص كلما ازدادت درجة الحرارة. في حين أن نسبة التصحيح النسبي تزداد كلما ازدادت درجة الحرارة إلى أن تصل إلى 100%. قمنا كذلك برسم المعاملين النسبي وغير النسبي بدلالة الكثافة الالكترونية فوجدنا أنهما يتزايدان ولهما نفس الهيئة. أما مع زيادة العدد الذري Z يتناقص كلا المعاملين. لمعرفة مدى تأثير الفعل النسبي على طيف الإشعاع رسمنا طيف الإشعاع بدلالة معامل التصادم النسبي وأخر غير النسبي، فمن خلال المقارنة بينهما اتضح أن الفعل النسبي ينقص من التعريض ويزيد في قيمة الشدة.

[1] وليد مصطفى صهيوني ، مقدمة في البلازما ، يونيو ، 2006 سلطنة عمان.

- [2] K. Chenini ; " Etude des effets microscopiques de l'opacité et de la non homogénéité des champs électriques locaux sur la redistribution du rayonnement dans les plasmas denses et chaud " ; Thèse de doctorat, Université Kasdi Merbah, Ouargla, (2011).
- [3] E. Lindholm ; Ark.Mat.Astron.Fysik 28 B, 3 (1941).
- [4] M. Baranger ; Phys. Rev. 111, 481 (1958).
- [5] M.Baranger ; Phys. Rev. 111, 494 (1958).
- [6] J. L. Delcroix et A. Bers ; " Physique des Plasma " ; inter édition, CNRS éditions, paris, (1994).
- [7] J. M. Rax; "physique des plasmas", DUNOD, Paris, (2005).
- [8] I. Langmuir, Proc. Nat. Acad. Sci., U. S., 14, 627, (1928).
- [9] R. Fitzpatrick ; "Introduction to Plasma Physics", University of Texas, (1998).
- [10] B. Held;" physique de plasmas froids " ; Ed. Masson, Paris, (1994).
- [11] M. Moisan et J. Pelletier; "physique des plasmas collisionnels", EDP Sciences, France, (2006).
- [12] F. Khelfaoui ; " Modèles de profils Stark d'ions multichargés dans les plasmas chauds" ; Thèse de doctorat ; Université de Provence, France (1991).
- [13] C. Pecker. Wimmel ; " Introduction à la spectroscopie des plasmas " ; Gordon et Breach. Science publishers, Inc. New York, (1967).
- [14] Touati; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France,(2003).
- [15] L. Ben mebrouk ; " Etude des spectres d'émission d'ions de déposition sur couches minces " ; Mémoire de Magister Université de Ouargla, (2003).
- [16] D. Boland; "Thèse de doctorat", Université d'Aix–Marseille, France, (2012).
- [17] S. Douis; "Thèse de doctorat", Université Kasdi Merbah de Ouargla, Algérie, (2013).
- [18] T. Meftah; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).
- [19] A. Naam,M.T. Meftah,S. Douis,S. Alexiou.J. Advances in Space Research. (2014).
- [20] S. Sahal–Brechot, Astron. Astrophys. 2 322(1969).
- [21]H. R. Griem, A. Kolb, and Y. Shen; Phys. Rev. 116, 4 (1959).

- [22] A. Bers. J. L. Delacroix; "Physique des plasmas", Savoir Actuel, InterEditions CNRS Editions, Paris, (1994).
- [23] L.D . Landau and E.M.Lifshitz ."Quantum Mecanics non-relativistic Theory « ;Butterworth-Heinemann ;(1991).
- [24] H. R. Griem ; "Plasma Spectroscopy", Mc Graw-Hill, New York.(1964).
- [25] S. Sahal-Bréchet; Astron. Astrophys. 1, 91, (1969).
- [26] S. Sahal-Bréchet, Astron. Astrophys. 2, 322, (1969).
- [27] M. Baranger; Phys. Rev. 111, 481 (1958).
- [28] M.Baranger; Phys. Rev. 111, 494 (1958).
- [29] H. R. Griem; "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, New York(1964).
- [30] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel; Phys. Rev. 125, 177 (1962).
- [31] H. R. Griem, Y. Shen; Phys. Rev. 122, 1490 (1961).
- [32] A. Naam; "thèse de doctorat", Université Kasdi Merbah de Ouargla, Algérie, (2015).

ملخص

الخطوط الطيفية المتحصل عليها في التحليل الطيفي للبلازما ليست دقيقة بشكل لا نهائي ولكن لديها عرضا معيناً وخط طيفي الذي يعطي توزيعاً للإشعاع حول التردد المركزي . نقوم بحساب معامل التصادم الإلكتروني من أجل الخطوط المعزولة مع إهمال البنية الدقيقة للأيون المشع مع الأخذ بعين الاعتبار الفعل الكمومي في التفاعل (ايون – إلكترون) وهو كمون W.Ebeling . من جهة أخرى نقوم بإدخال التصحيح النسبي على معامل التصادم الإلكتروني. التفاعل بين الأيون المشع شبه هيدروجيني وإلكترون من وسط البلازما هو تفاعل W.Ebeling الذي يجمع بين الفعل الكمومي بتفاعل Kelbg عند المسافات الصغيرة والفعل الكولومي عند المسافات الكبيرة. كما نقوم بإدخال التصحيح النسبي عند المسافات الصغيرة باعتبار أن الإلكترون سريعاً كفاية لدراسة تصادمه بتطبيق النسبية. في الأخير قمنا بإجراء بعض المقارنات للتصحيح النسبي في معامل التصادم الإلكتروني و في طيف الإشعاع حسب الكثافة الإلكترونية والعدد الذري ودرجة الحرارة.

الكلمات المفتاحية: التصادم الإلكتروني، تعريض ستارك، التصحيح النسبي.

Résumé

Les raies spectrales obtenues en spectroscopie plasma ne sont pas d'une précision infinie mais ont une certaine largeur et une raie spectrale qui donne une répartition du rayonnement autour de la fréquence centrale. On calcule l'opérateur de collision électronique pour les raies isolées, en négligeant la structure exacte de l'ion émetteur, en tenant compte de l'effet quantique dans l'interaction (ion - électron), qui est le potentiel W.Ebeling. D'autre part, nous introduisons la correction relativiste au l'opérateur de collision électronique. L'interaction entre un ion hydrogène émetteur et un électron d'un milieu plasma, est la réaction W.Ebeling, qui combine la réaction quantique de Kelbg à petites distances et l'effet Coulomb à grandes distances. Nous introduisons également la correction relativiste aux petites distances, considérant que l'électron est assez rapide pour étudier sa collision en appliquant la relativité. Enfin, nous avons effectué des comparaisons pour la correction relativiste de l'opérateur de collision électronique et du spectre de rayonnement en fonction de la densité électronique, du numéro atomique et de la température.

Mots clés : Collision électronique, élargissement Stark, la correction relativiste.

Abstract

The spectral lines obtained in plasma spectroscopy are not of infinite precision but have a certain width and a spectral line which gives a distribution of the radiation around the central frequency. We calculate the electronic collision operator for the isolated lines, neglecting the exact structure of the emitter ion, taking into account the quantum effect in the interaction (ion - electron), which is the W.Ebeling potential. On the other hand, we introduce the relativistic correction to the electronic collision operator. The interaction between an emitting hydrogen ion and an electron in a plasma medium is the W.Ebeling reaction, which combines the quantum Kelbg reaction at small distances and the Coulomb effect at large distances. We also introduce the relativistic correction at small distances, considering that the electron is fast enough to study its collision by applying relativity. Finally, we performed comparisons for the relativistic correction of the electron collision operator and the radiation spectrum as a function of electron density, atomic number, and temperature.

Keywords: Electronic collision, Stark broadening, relativistic correction.