



جامعة قاصدي مرباح ورقلة

كلية الرياضيات و علوم المادة

قسم الفيزياء

ماستر أكاديمي

مجال: علوم المادة

فرع: فيزياء

تخصص: فيزياء إشعاعية

من إعداد: بلحاج نسرين

تحت عنوان:

# التعريض الإلكتروني في البلازما: تفاعل دوتش للحجب الدقيق

نوقشت يوم: 16/06/2021 من طرف لجنة المناقشة:

رئيسا	جامعة ورقلة	أستاذ التعليم العالي	بن الزاير هجيرة
مناقشا	جامعة ورقلة	أستاذ محاضر. أ.	بن مبروك لزهرة
مشرفا	جامعة ورقلة	أستاذ محاضرة. أ.	نعام أمال

## شكر و عرفان

اللهم لك الحمد حمدا كثيرا طيبا مباركا فيه، ملء السموات وملء الأرض، وملء ما شئت من شيء بعد، أهل الثناء والمجد، أحق ما قال العبد، وكلنا لك عبد، أشكرك ربي على نعمك التي لا تعد، وآلائك التي لا تحد، أحمدك ربي وأشكرك على أن يسرت لي إتمام هذا العمل على الوجه الذي أرجو أن ترضى به عني.

ثم أتوجه بالشكر إلى التي لم تبخل عليا بنصائحها وتوجيهاتها ومهدت لي إتمام هذه المذكرة أستاذتي ومشرفتي الأستاذة الدكتورة نعام أمال.

كما أقدم شكري الجزيل لاساتذة الموقرين: أستاذة التعليم العالي: بن الزاير هجيرة بجامعة ورقلة، الاستاذ المحاضر بن المبروك لزهر بجامعة ورقلة لتفضلهم علي بمناقشة هذه الرسالة.

## إهداء

إلى التي جعل الله الجنة تحت قدميها إلى التي تألمت لألمي وفرحت لفرحي، إلى من يعجز اللسان عن وصف فضائلها، إلى الغالية التي تحن العين وتبكي لرؤيتها، إلى أعز وأغلى إنسان في الوجود.

أمي

إلى من مهد لي الطريق من أجل الوصول إلى هذا المستوى، إلى من سهر على راحتي صغيرة وحرص على مستقبلتي كبيرة، إلى الذي لم يبخل علي بشيء طيلة حياتي، إلى من ترقب نجاحي.

أبي

إلى إخوتي وأخواتي وخالاتي وعمتي وكل الأقارب

إلى كل الزملاء والصديقات .

إلى كل من يعرفني من قريب أو بعيد .

وإلى كل أساتذة وطلبة جامعة قاصدي مباح ورقلة

# فهرس

شكر وعرهان .....  
.....

إهداء.....  
.....

1..... مقدمة عامة

3 الفصل الأول : عموميات حول البلازما

4 ..... I - 1: ماهي البلازما؟

4..... I - 2: درجة التأين

5..... I - 3: معاملات البلازما

5..... I - 3 - 1: تردد البلازما

6..... I - 3 - 2: نصف قطر الكرة الإلكترونية

6..... I - 3 - 3: نصف قطر الكرة الأيونية

6..... I - 3 - 4: طول لانندو

7..... I - 3 - 5: طول موجة ديبروغلي الحرارية

7..... I - 3 - 6: كمون ديبياي (طول ديبياي)

8..... I - 4: التعريضات في البلازما

8..... I - 4 - 1: التعريض الطبيعي

- 8.....  $I - 4 - 2$ : تعريض دوبلر
- 9.....  $I - 4 - 3$ : تعريض أجهزة القياس
- 9.....  $I - 4 - 4$ : تعريض ستارك
- 10.....  $I - 4 - 5$ : تعريض زيمان

## 11 الفصل الثاني: خطوط طيف ستارك في البلازما والتعريض الالكتروني

- 12.....  $II - 1$ : أشكال خطوط الطيف
- 14.....  $II - 2$ : معاملات مهمة في تعريض ستارك
- 15.....  $II - 2 - 1$ : الزمن المميز لعملية التعريض
- 15.....  $II - 2 - 2$ : زمن التصادم
- 16.....  $II - 3$ : معالجة التصادم بالجسيمات المشحونة
- 16.....  $II - 3 - 1$ : تقريب الصدم
- 17.....  $II - 3 - 2$ : تقريب شبه الساكن
- 17.....  $II - 4$ : سعة التشتت
- 20.....  $II - 5$ : معامل التصادم الالكتروني

## 26 الفصل الثالث: مقارنات ونتائج

- 27.....  $III - 1$ : كمون دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق
- 28.....  $III - 1 - 1$ : تأثير البعد  $r$  على الكمونين  $UDD$  و  $UDE$
- 29.....  $III - 1 - 2$ : التصحيح النسبي بين الكمونات  $UDD$  و  $UDE$  بدلالة  $r$
- 30.....  $III - 1 - 3$ : تأثير درجة الحرارة  $T$  على الكمونين  $UDD$  و  $UDE$

- 31..... III - 1 - 4: التصحيح النسبي بين الكمونات  $UDD$  و  $UDE$  بدلالة  $T$ .
- 32..... III - 1 - 5: تأثير الكثافة الالكترونية  $N_e$  على الكمونين  $UDD$  و  $UDE$ .
- 33..... III - 1 - 6: التصحيح النسبي بين الكمونات  $UDD$  و  $UDE$  بدلالة  $N_e$ .
- 34..... III - 1 - 7: تأثير العدد الذري  $Z$  على الكمونين  $UDD$  و  $UDE$ .
- 35..... III - 1 - 8: التصحيح النسبي بين الكمونات  $UDD$  و  $UDE$  بدلالة  $Z$ .
- 36 ..... III - 2: تغيرات معامل التصادم الالكتروني.
- 39..... خاتمة عامة
- 42..... المراجع

# مقدمة عامة

## مقدمة عامة

يعد موضوع البلازما أحد الموضوعات المهمة، لأنها تشكل نسبة 99% من المادة الكونية المرئية.

البلازما لا تتم معالجتها معالجة عينية microscope, ذلك لأن ظواهرها تحدث على سلم صغير جدا من الأطوال وتتناول عدد ضخم من الجسيمات، لذلك يتم تشخيصها من خلال دراسة الإشعاع الكهرومغناطيسي الصادر عنها، فيُحلل هذا الأخير كميًا لمعرفة تراكيزها ودرجات حرارتها وكيفية لمعرفة العناصر التي تشكلها.

تمثل خطوط الطيف انعكاس للتفاعل بين المشع (ذرة - أيون) ومحيطه، وتُعبّر عن التفاعلات الميكروسكوبية المتعددة التي ترافق الانبعاث بالتعريض أو الإنزياح.

قد تمت دراسة الطيف في كثير من الأبحاث في إطار النظرية الكلاسيكية لخطوط الطيف المعزولة، حيث قدم Greim وآخرون نظرية تطبق على هذه الخطوط، تعتمد على حساب معامل التصادم الإلكتروني.

ديناميك الجسيمات في البلازما يخضع للحقول الكهربائية المطبقة والمنتجة داخل البلازما من طرف الجسيمات المشحونة نفسها، حيث التفاعلات الأساسية بينها هي تفاعلات كهروستاتيكية، ولكن في الحقيقة هذا التفاعل يُظهر التأثير الكمومي عند المسافات الصغيرة جدا، وهذا ما هو موجود بالفعل لذلك توجد عدة تفاعلات أخرى غير تفاعل كولوم وتدخل فعل الحجب من أهمها تفاعل دوتش ويعتمد على تقريبات واعتبارات معينة.

اعتمدت الكثير من الدراسات السابقة لمعامل التصادم الإلكتروني على الأخذ بعين الاعتبار التفاعل بين الأيون المشع والإلكترون المسبب للاضطراب. فضلت بعض الدراسات اعتماد تفاعل كولوم لوصف ظاهرة التصادم، ومن ثم حساب معامل التصادم الإلكتروني (الذي يدخل بشكل مباشر في حساب التعريض الإلكتروني). دراسات أخرى أخذت بعين الاعتبار فعل الشاشة للإلكترونات وتأثيره على التفاعل (إلكترون - أيون) إضافة للفعل الكمومي.

تتضمن المذكرة ثلاث فصول وخاتمة عامة.

في الفصل الأول نتحدث بإيجاز عن موضوع البلازما عموما، تعريفها، معاملاتنا و التعريض فيها.

أما الفصل الثاني سننظر لمعرفة أشكال خطوط الطيف وأهم المعاملات في تعريف ستارك، كما سنرى أيضا معالجة تصادمات الجسيمات المشحونة، سعة التشتت ومعامل التصادم الإلكتروني. أما الفصل الثالث نقوم فيه مقارنات ونتائج لما حصلنا عليه.

**الفصل الأول:**

**عموميات حول البلازما**

## مقدمة:

تلعب درجة الحرارة دورا فعال في تحديد حالة المادة، عندما يسخن جسم صلب لدرجة حرارة معينة يذوب ويصبح في حالته السائلة أما إذا رفعنا درجة الحرارة أكثر يتشكل لدينا غاز، ولكن ماذا سيحدث إذا استمرينا برفع درجة الحرارة ؟ إن الإستمرار في رفع درجة الحرارة يؤدي إلى تحرير إلكترون أو أكثر من الذرات ويتحول إلى غاز مؤين يتكون من جسيمات مشحونة يدعى البلازما. في هذا الفصل سنتطرق إلى تقديم مدخل حول البلازما وذلك بالنظر إليها من حيث تعريفها و معاملاتها والتعريض فيها .

## I - 1 ما هي البلازما؟

البلازما هي غاز مؤين مسخن بدرجة حرارة عالية أو تحت تأثير حقل كهربائي، وتتكون من جسيمات متعادلة ( ذرات أو جزيئات) كذلك جسيمات مشحونة (أيونات وإلكترونات حرة). عموما في حجم مجهري من البلازما، المجموع الشحني الكلي للبلازما يكون معدوما [1] وتتفاعل جماعيا بالقوى الكهرومغناطيسية بعيدة المدى والمرتبطة بشحناتها وحركاتها [2]. ويمكن القول أن البلازما عبارة عن حالة مائعة للمادة مشابهة للغاز، وغالبا ما تعتبر كحالة رابعة للمادة، بعد الحالات الكلاسيكية الثلاثة، الصلبة السائلة، الغازية على سلم درجة الحرارة. وتعود تسمية البلازما إلى العالم (Irwing Ingmuir) عام 1928 [3].

## I - 2 درجة التأين:

درجة التأين تسمح لنا بقياس نسبة عدد الذرات في الغاز التي فقدت الإلكترون، وهي إحدى المعايير التي تستخدم في تصنيف البلازما، تعرف بأنها النسبة بين كثافة الجسيمات المتأينة وكثافة الجسيمات المتعادلة [4]، تعطي ب :

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

$N_{i.e}$ : الكثافة العددية للإلكترونات أو الأيونات.

$N_n$ : الكثافة العددية للذرات المتعادلة.

تتغير  $\alpha$  عمليا بين الصفر والواحد، فمن أجل كل غاز حددت درجة تأين معيارية  $\alpha_0$  فإذا كان  $\alpha > \alpha_0$  نقول أن الغاز شديد التأين، وإذا كان  $\alpha < \alpha_0$  فإن الغاز يكون ضعيف التأين.

### I - 3 معاملات البلازما:

لوصف الظواهر الفيزيائية في البلازما بدقة، نذكر أهم معاملاتهما:

#### I - 3 - 1 تردد البلازما:

يمكن أن يتسبب إزاحة الإلكترون في تعرقل البلازما المحايدة في البداية، وبسبب هذه الإزاحة تظهر زيادة في الإلكترونات من مسافة صغيرة (بمساهمة طول ديبياي). يمكننا القول أن حركة الإلكترونات تربط الذبذبات حول موضع الإتزان، حيث يعطى تردد البلازما بالصيغة [5]:

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

$N_e$ : الكثافة الإلكترونية.

$m_e$ : كتلة الإلكترون.

$q_e$ : شحنة الإلكترون.

$\epsilon_0$ : السماحية الكهربائية في الفراغ.

### I - 3 - 2 نصف قطر الكرة الإلكترونية:

نصف قطر الكرة الإلكترونية هو البعد المتوسط بين إلكترونين ويعطى بالعلاقة التالية [6]:

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

### I - 3 - 3 نصف قطر الكرة الأيوني:

نصف قطر الكرة الأيوني هو البعد المتوسط بين أيونين ويعطى [7]:

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

$N_i$ : الكثافة الأيونية.

### I - 3 - 4 طول لاندو:

يمثل طول لاندو الطول الحرج للتفاعل الثنائي، أي المسافة التي يجب أن يقترب عندها جسيمات حتى تكون طاقة تفاعلاتها الثنائية بنفس حجم الطاقة الحركية ، وله دور مهم في تحليل ظواهر التصادم ويعطى :

$$r_0 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon k_B T} \quad (5 - I)$$

$r_0$ : طول لاندو .

$q_1$ : شحنة الجسيم الأول.

$q_2$ : شحنة الجسيم الثاني.

$k_B$ : ثابت بولتزمان .

$T$ : درجة الحرارة .

### I - 3 - 5 طول موجة ديبروغلي الحرارية:

يعطي طول موجة ديبروغلي الحرارية تقييما للطبيعة الموجية الكمية لجسيمات البلازما ويعرف بالعلاقة [8]:

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{m_e k_B T}} \quad (6 - I)$$

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

### I - 3 - 6 كمون ديبياي (طول ديبياي):

تقوم حاملات الشحنة (الإلكترونات مثلا) بحجب الحقول الكهربائية في البلازما. لتقنين فعل الشاشة تم إعتبار طول ديبياي كمقياس لتأثير الحجب، حيث يعطى بالعلاقة التالية [9]:

$$\lambda_D = 6.9 \sqrt{\frac{T_e}{N_e}} \quad (\text{cgs}) \quad (7 - I)$$

$T_e$ : درجة الحرارة الإلكترونية .

ويعطى كمون ديبياي كالاتي :

$$U_D(r) = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (8 - I)$$

$q_1, q_2$  : الشحنتين الكهربائيتين لجسيمتين متجاورتين.

#### I - 4 التعريضات في البلازما:

طيف البلازما الملاحظ من انبعاث أو امتصاص الأشعاع لا يكون خطا رفيعا بل لديه عرض معين، إذ هناك أسباب رئيسية لهذا التعريض، نذكر أهمها:

#### I - 4 - 1 التعريض الطبيعي:

التعريض الطبيعي سببه عدم اليقين في الزمن والطاقة حسب مبدأ الارتياب لهيزنبارغ، حيث يُعرف كالاتي [10]:

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (9 - I)$$

$\Delta E$ : الإرتياب في طاقة المستوي.

$\tau$ : متوسط عمر حياة المستوي المثار.

التعريض الطبيعي يكون جَدّ ضعيف مقارنة بأنواع التعريضات الأخرى، وعادة ما يتم إهماله في الجانب التجريبي من الأبحاث.

#### I - 4 - 2 تعريض دوبلر:

يؤثر تعريض دوبلر على شكل خط الطيف في البلازما، ويكون نتيجة حركة المشع بالنسبة للكاشف. أول من قدم له وصفا دقيقا هو العالم رايلي في سنة 1889 حيث لاحظ ذرات المصدر تتحرك بسرعة  $v$ ، حيث  $v \ll c$ ، ولها تردد يعطى ب[11]:

$$\Delta v = v - v_0 = v_0 \frac{v}{c} \quad (10 - I)$$

$v_0$ : تواتر إصدار الجسيم المشع في حالة السكون.

C: سرعة الضوء.

توزيع غاوص المسمى بتعريض دوبلر يعطى من خلال العلاقة:

$$\Delta v = v_0 \sqrt{\frac{2k_B T_e \ln 2}{m c^2}} \quad (\text{HZ}) \quad (11 - I)$$

$k_B$ : ثابت بولتزمان.

T: درجة الحرارة بالكلفن.

m: هي الكتلة معبر عنها بوحدة الكتل الذرية  $m_p$  حيث  $cm = A m_p$  هو العدد الذري ،  $M_p$  كتلة

البروتون.

بأخذ  $v_0$  بوحدة الإلكترون فولط، تصاغ علاقة دوبلر بوحدة الإلكترون فولط بالصيغة التالية:

$$2\Delta v_D = 7.16 \times 10^{-7} v_0 \sqrt{\frac{T}{A}} \quad (\text{ev}) \quad (12 - I)$$

### I - 4 - 3 تعريض أجهزة القياس:

يجب الأخذ بعين الاعتبار التعريض الذي يسببه جهاز المطيافية المستخدم في معالجة خط الطيف.

أثناء القياس شكل خط الطيف يكون غاوص أو لورانتز أو تراكب.

I - 4 - 4 تعريض ستارك:

تعريض ستارك يأتي نتيجة التصادمات بين الأيون المشع (أو الذرة) و الجسيمات المحيطة به حيث يتضمن تفاعل الجسيمات المشحونة مع وجود المجالات الكهربائية. إذا اعتبرنا أن المشع الأيوني أو الذري موجود في وسط متوازن حرارياً، نستطيع دراسة الجسيم المضطرب بطريقتين مختلفتين :

- المشع خاضع لتصادم فردي مع أي جسيم في الوسط، نذكر هنا على سبيل المثال تفاعل (إلكترون -مشع) في البلازما وهي تتمثل في تقريب الصدم (d'impact).

- المشع خاضع لحقل كهربائي ناتج من الجسيمات المشحونة داخل البلازما الحرارية، هذه الحالة مهمة جداً إذ تعتمد على خصائص المشع مع محيطه. نذكر على سبيل المثال تفاعل (أيون-مشع) في البلازما، الذي يتم دراسته في ظل نظرية شبه الساكن [11].

I - 4 - 5 تعريض زيمان :

تفاعل الحقل المغناطيسي مع العزم الحركي للذرة أو الأيون المشع ينتج عنه اضطراب يؤثر على تعريض الإشعاع الطيفي ( بسبب رفع التوالد). هذا التعريض يسمى بتعريض زيمان [12].

**الفصل الثاني:**  
**خطوط طيف ستارك في**  
**البلازما والتعريض الإلكتروني**

## مقدمة

تعتمد مطيافية البلازما على دراسة الإشعاعات الكهرومغناطيسية التي تصدر من الوسط الذي يكون مؤين. إذ تتعلق المعلومات الواردة من الطيف من جهة بالمشع الذي قد يكون (أيون- ذرة)، ومن جهة أخرى بمحيطه في البلازما. نستعرض في هذا الفصل أشكال خطوط الطيف، كما نتطرق لمعرفة أهم المعاملات في تعريض ستارك مع الأخذ بعين الاعتبار لمعالجة تصادم الجسيمات المشحونة وسعة التشتت. كما نتطرق لمعامل التصادم الإلكتروني.

## II - 1 أشكال خطوط الطيف:

في حالة الإصدار التلقائي، إجمالي الاستطاعة المشعة أثناء الانتقال من حالة  $\alpha$  للطاقة إلى حالة  $\beta$  للطاقة من الجسم المشع، تعطى:

$$P_{\alpha\beta} = \frac{4\omega_{\alpha\beta}^4}{3c^3} \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \quad (1 - II)$$

$\vec{d}$  هو المؤثر اللحظي لثنائي القطب في الذرة و  $\omega_{\alpha\beta}$  هو تواتر الإصدار المعرف كالاتي [13]:

$$\hbar\omega_{\alpha\beta} = E_{\alpha} - E_{\beta} \quad (2 - II)$$

الاستطاعة الكلية الصادرة المستهلكة على كل الانتقالات الممكنة المؤدية إلى الإشعاع متناسبة مع شكل  $I(\omega)$  في الإشعاع المدروس، يعطي العلاقة:

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4}{3c^3} I(\omega) \quad (3 - II)$$

حيث  $I(\omega)$  تعطى:

$$I(\omega) = \sum_{\alpha\beta} | \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle |^2 \delta(\omega - \omega_{\alpha\beta}) p_{\alpha} \quad (4 - II)$$

$p_{\alpha}$  هو احتمال أن يكون النظام في حالة  $\alpha$ .

التوازن الديناميكي الحراري  $p_{\alpha}$  يعطى بالعلاقة:

$$p_{\alpha} = \frac{\exp\left(-\frac{E_{\alpha}}{kT}\right)}{\sum_{\alpha} \exp\left(-\frac{E_{\alpha}}{kT}\right)} \quad (5 - II)$$

يعطى تحويل فوري  $C(t)$  للشكل  $I(\omega)$  في الإنتقال:

$$C(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (6 - II)$$

$C(t)$  هي دالة الترابط التلقائي لثنائي القطب الكهربائي ( تحويل فوري).

$$C(t) = \sum_{\alpha\beta} | \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle |^2 \exp(-i\omega_{\alpha\beta} t) p_{\alpha} \quad (7 - II)$$

باستعمال خاصية التناظر\*  $C(-t) = [C(t)]^*$  يمكننا كتابة تحويل فوري العكسي  $C(t)$  [14]:

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} R_e \int_0^{+\infty} \exp(i\omega t) dt C(t) \quad (8 - II)$$

تأثير ستارك ناتج عن تفاعل الجسيمات المشحونة مع الجسيم المشع. وهو مهم جدًا في البلازما الكثيفة وباعتبار أن النظام الفيزيائي يتكون من "وسط حراري" من الاضطرابات (الأيونات والإلكترونات). الهاملتون الكلي للنظام يوصف ب:

$$H = H_0 + H_b(t) + V_{EB}(t) \quad (9 - II)$$

$H_0$ : هاميلتون المشع المعزول.

$H_B(t)$ : هاميلتون الوسط الساخن.

$V_{EB}(t)$ : هي كمون تفاعل الجسيم المشع مع وسط البلازما.

## II - 2 معاملات مهمة في تعريض ستارك:

تعود أصول النظريات الحديثة التي تصف تعريض ستارك إلى أعمال (1958) baranger [15. 16] يتبعها مباشرة تلك الخاصة بـ Kolb و Griem [kolb] حيث تم معالجة الإلكترونات في إطار نظرية التصادم والأيونات في إطار نظرية شبه الساكن في المجال الجزئي للبلازما (المجال الكهربائي على مستوى الجسيم المشع). يتطلب التقدم في معالجة تعريض ستارك على وجه الخصوص معرفة جيدة بخصائص المجال الجزئي على مستوى الجسيم المشع [13]. تتمثل الخطوة الأولى المهمة في فصل إجمالي الحقل الدقيق إلى جزئين ، أحدهما أيوني والآخر إلكتروني:

$$E_t(t) = E_i(t) + E_e(t) \quad (10 - II)$$

$E_i$ : الحقل الأيوني.  $E_e$ : الحقل الإلكتروني.

## II - 2 - 1 الزمن المميز لعملية التعريض:

الزمن المميز هو المجال الزمني الذي من المفيد خلاله معرفة بشكل مفصل، تقدم التفاعل بين الجسم المشع والجسيمات المسببة للاضطراب. ونحدد الزمن المميز على النحو التالي [17]:

$$\Delta t_i = \frac{1}{\Delta \omega}, \Delta \omega = \omega - \omega_0 \quad (11 - II)$$

$\omega_0$ : مركز الخط الطيفي.

## II - 2 - 2 زمن التصادم:

زمن التصادم  $t_c$  يعرف بأنه النسبة بين تصادم وسيط الصدم ( $\rho$ ) و السرعة الحرارية الأكثر احتمالاً ( $v_{pr}$ ) للجسيم المسبب للاضطراب .

$$t_c = \frac{\rho}{v_{pr}} \quad (12 - II)$$

مع:

$$\frac{4}{3} \pi \rho^3 N_e = 1 \quad (13 - II)$$

حيث  $N_e$  هي كثافة الإلكترون في البلازما. إذا كان زمن المميز  $\Delta t_i$  أكبر بكثير أو أصغر بكثير من زمن التصادم  $t_c$ ، تم تبسيط مشكلة حساب خط الطيف إلى حد كبير، باثنين من التقريب المحدود

المحتمل: تقريب التصادم، تقريب شبه ساكن. [19. 18. 7]

## II - 3 معالجة التصادم بالجسيمات المشحونة:

بما أن البلازما تحوي صنفين من الجسيمات: خفيفة و أخرى ثقيلة فانه يوجد تقريبين حديين .

### II - 3 - 1 تقريب الصدم:

تقريب الصدم هو تقدير تقريبي يكون صالحًا عند زمن التصادم  $t_c$  (أو مايسمى بالمدة المتوسطة للتفاعل)، قصير جدا مقارنة بالزمن المميز. في هذا التقريب، نفترض أن التصادمات فورية وتحدث مع التردد  $\nu$ . تتم معالجة الإلكترونات، وهي جسيمات سريعة ذات كتلة صغيرة جدًا، من خلال تقريب الصدم (Griem 1974) [7].

$$t_c \ll \Delta t_i \quad (14 - II)$$

نفترض أن إلكترون بسرعة ابتدائية  $v$  وبوسيط صدم  $\rho$ ، يدخل في تصادم مع ذرة (أو أيون) لها إلكترون على المدار الرئيسي  $n$  وقلب شحنته  $Z$ . طاقة التفاعل هي من درجة:  $e^2 n^2 a_0 / Z \rho^2$ . تقريب الصدم يكون ممكنا إذا كان جداء طاقة التفاعل أثناء زمن التصادم، صغيرة مقارنة ب  $\hbar$ . لدينا المعادلة التالية [18]:

$$\frac{4}{3} (2\pi)^3 r_e^3 = N_e^{-1} \quad (15 - II)$$

بتعويض  $\rho$  بمتوسط المسافة  $r_e$ ،  $N_e$  تمثل الكثافة في عدد الإلكترونات مما يعطي:

$$\frac{Z^3 A}{n^6} \gg 1 \quad (16 - II)$$

مع:

$$A = \frac{2(2\pi m_e K_B T_e)^{3/2}}{N_e h^3} \quad (17 - II)$$

$A$  هو عدد الحالات الكمية التي يمكن الوصول إليها لكل إلكترون.

### II - 3 - 2 التقريب شبه الساكن:

هذا التقريب صحيح عندما تكون أزمنة التصادم أكبر من الزمن المميز  $t_c$ ، يتم معالجة الأيونات المنعرجة في إطار التقريب شبه الساكن ( $\Delta t_i(t_c \gg \Delta t_i)$ ، غالبًا ما يكون هذا التقريب صالحًا للكثافات العالية ودرجات الحرارة المنخفضة، كما يمكن استخدام هذا التقريب لحساب تعريض ستارك الناتج عن الأيونات في البلازما [21. 20].

### II - 4 - سعة التشتت:

الهدف من هذه النظرية هو حساب احتمال انحراف الأجسام المتصادمة عن بعضها البعض بعد التصادم واستنتاج زاوية الانحراف. نهتم فيما يلي بدراسة التصادم المرن (نسمي تصادمًا مرنا بين جسيمين كل تصادم لا يحدث خلاله تغير الحالات الداخلية للطاقة. ولكن يحدث فقط انحراف بسيط لمساري الجسمين مع نقل للطاقة الحركية وتبادل كمية الحركة). مسألة التصادم بين الجسمين تؤول إلى دراسة انحراف جسيم واحد ذا كتلة مختزلة  $m$  في كمون  $U(r)$  متوضع في مركز الكتلة للجسمين. زاوية الانحراف لهذا النظام نسميها  $\theta$ . وهي متعلقة بالزوايا  $\theta_1$  و  $\theta_2$  زاويتا انحراف الجسمين بافتراض أن الجسم الثاني يكون ساكنًا قبل التصادم [22].

$$\tan\theta_1 = \frac{m_2 \sin\theta}{(m_1 + m_2 \cos\theta)} \quad \theta_2 = \frac{1}{2} (\pi - \theta) \quad (18 - II)$$

حيث:

$m_1$  و  $m_2$  هي كتل الجسيمين. إذا كان للجسيمين نفس الكتلة  $m_1 = m_2$  نحصل على التبسيط التالي:

$$\theta_1 = \frac{1}{2}\theta, \theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \theta) \quad (19 - II)$$

ومن أجل  $\theta_1 + \theta_2 = \frac{1}{2}\pi$  يتباعد الجسيمين بزواوية قائمة.

نختار في هذه الدراسة نظاما للإحداثيات بحيث يبقى مركز الكتلة ساكن و  $m$  هي الكتلة المختزلة للجسيمين. الجسم الحر يتحرك في الاتجاه الموجب للمحور  $z$  ونصفه بالموجة المستوية من الشكل  $\psi = \exp(ikz)$  أما الكثافة الحالية للموجة فهي تساوي سرعة الجسم. يوصف الجسم المنحرف على مسافة بعيدة من مركز التشتت بموجة كروية من الشكل:

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

حيث  $f(\theta)$  هي دالة زاوية الانحراف  $\theta$  (الزاوية المحصورة بين المحور  $z$  ومنحني الجسم المنحرف). وهذه الدالة تسمى بسعة الانحراف، وتعطي هذه الدالة من خلال حل معادلة شرودنغر بكمون  $U(r)$ :

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

ليكن  $ds$  سطح عنصري تعبر من خلاله الأجسام المنحرف، يمكن كتابته بالشكل الآتي:

$$ds = r^2 d\Omega \quad (22 - II)$$

حيث  $d\Omega$  هي الزاوية الصلبة العنصرية.

دالة احتمال عبور الجسم المنحرف عبر السطح  $ds$  خلال وحدة الزمن هو:

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

نسبة دالة الاحتمال إلى الكثافة الحالية للموجة الواردة:

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

هذا المقدار الأخير له وحدة السطح، ويسمى المقطع الفعال للتصادم.

نأخذ عبارة الزاوية الصلبة بالشكل الآتي:

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

إذا نستنتج عبارة المقطع الفعال:

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

حيث زاوية الانحراف تتراوح بين  $\theta$  و  $\theta + d\theta$ .

سعة التشتت تعطى بالعلاقة التالية:

$$F(\vec{q}) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) dV \quad (27 - II)$$

نعرف  $\vec{q}$  على أنها الفرق الموجي :

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

حيث:

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

$\vec{k}_1$ : شعاع موجة الجسيم بعد التصادم، إذا  $\vec{k}_1 = kn_1$

يمكن استنتاج طولية  $\vec{q}$ :

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

$\theta$  هنا تمثل الزاوية المحصورة بين الشعاعين  $\vec{k}$  و  $\vec{k}_1$  وهي زاوية الانحراف.

وأخيرا نقوم بتربيع طولية سعة التشتت ونعوضها في عبارة المقطع الفعال نجد:

$$d\sigma = \frac{m^2}{4\pi^2 \hbar^4} \left| \int U \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) d\Omega \right|^2 \quad (30 - II)$$

## II - 5 معامل التصادم الإلكتروني (مقاربة غريم (H. Griem) :

تعتبر خطوط الطيف الانبعاث والامتصاص وسيلة فعّالة لحساب درجة الحرارة والكثافة في البلازما، وذلك من خلال توزيع الكثافة حول التردد المركزي للإشعاع. تمت دراسة التعريض في عدة نصوص خاصة في إطار النظرية الكلاسيكية للخطوط المعزولة [16. 23. 24. 25. 26]. حيث قام Griem et al [27. 28. 29. 30] بتحسين نظرية الخطوط المعزولة. على وجه الخصوص وكذلك تطوير معامل التصادم الإلكتروني لهذا النوع من الخطوط بالتقريب شبه الكلاسيكي. من بين هذه الأعمال النظرية، أعمال تتجاهل التمييز بين الذرات والأيونات حيث يكون مسار الإلكترونات خطأً مستقيماً؛ وأعمال تميز فيه بين الذرة والأيون حيث يكون مسار الإلكترون حول الأيون المشع

قطعاً زائداً. في هذه الحالة الأخيرة يتغير معامل التصادم بقيمة ملحوظة خاصة عند الطاقة المنخفضة Griem [31].

تُنشأ الإلكترونات في البلازما مجالاً كهربائياً عند النقطة التي يوجد بها الأيون المشع، هذا الحقل يكون سريع التغير إذ يتم حساب الاضطراب الذي يُسببه الإشعاع الصادر بنظرية التصادمات الفردية. يكون من الضروري أيضاً أخذ بعين الاعتبار عزم ثنائي القطب أيون-إلكترون. في ظل نظرية الاضطراب المطبقة على أيون الهيدروجين، أعطى Griem مؤثر التصادم الإلكتروني [31]:

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

$$\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \overrightarrow{d}_b \overrightarrow{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \overrightarrow{d}_b \overrightarrow{E}(t_2) + \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \overrightarrow{d}_a \overrightarrow{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \overrightarrow{d}_a \overrightarrow{E}(t_2) - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \overrightarrow{d}_b \overrightarrow{E}(t_1) \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \overrightarrow{d}_a \overrightarrow{E}(t) + \dots \right\} \quad (31 - II)$$

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

هو مؤثر عزم ثنائي القطب للمشح.

$$\overrightarrow{E}(t) \text{ حقل الكهربائي الناشئ عن الإلكترون المسبب للاضطراب، يعرف ب:}$$

$$\overrightarrow{E}(t) = - \text{ker} \overrightarrow{r}(t) | \overrightarrow{r}(t) |^{-3} \quad (32 - II)$$

نستعمل تقريب ثنائي القطب حيث يكون التفاعل بين الأيون المشع والحقل الكهربائي للإلكترون المسبب للاضطراب  $E(t)$  هو:

$$V(t) = \vec{d} \cdot \vec{E}(t) = eR \cdot \vec{E}(t) = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} R \cdot \vec{r}(t) |\vec{r}(t)|^{-3} \quad (33 - II)$$

$\vec{r}(t)$  تمثل شعاع موضع الإلكترون بالنسبة للأيون المشع.

باستعمال العلاقة (II - 32) يمكننا تبسيط العلاقة (II - 31) إلى الشكل التالي:

$$\begin{aligned} \Phi_{ab} = & - 2\pi \frac{N_e}{\hbar^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^{\rho_{max}} \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} v f(v) dv \rho d\rho \times \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_2)}{|\vec{r}(t_2)|^3} \right. \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_a \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{R}_a \cdot \vec{r}(t_2)}{|\vec{r}(t_2)|^3} \\ & \left. - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{R}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} + \dots \right\} \quad (34 - II) \end{aligned}$$

نهمل البنية الدقيقة للأيون المشع فيكون مسار الإلكترون المسبب للاضطراب محددًا بمعادلة الحركة

التالية:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = - \frac{(z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0} \vec{r}(t) \quad (35 - II)$$

باستعمال العلاقة السابقة وبعد المكاملة نجد:

$$\Phi_{ab} = -2\pi \frac{N_e}{\hbar^2} \frac{m^2}{(Z-1)^2} \int_0^{\rho_{max}} \int_{\rho_{min}}^{\infty} \rho v f(v) dv d\rho \left\{ \frac{1}{2} [\vec{R}_b \cdot (\vec{v}(+\infty) - \vec{v}(-\infty))]^2 - \vec{R}_b \cdot (\vec{v}(+\infty) - \vec{v}(-\infty)) \vec{R}_a \cdot (\vec{v}(+\infty) - \vec{v}(-\infty)) + \frac{1}{2} [\vec{R}_a \cdot (\vec{v}(+\infty) - \vec{v}(-\infty))]^2 + \dots \right\} \quad (36 - II)$$

سرعة الإلكترون بعد التصادم بدلالة زاوية الانحراف  $\theta$ ، تكون كمايلي:

$$\vec{v}(+\infty) = \vec{v}(-\infty) \cos\theta + \vec{\rho} \left( \frac{v}{\rho} \right) \sin\theta \quad (37 - II)$$

ويمكن كتابة كذلك:

$$(\vec{v}_{+\infty} - \vec{v}_{-\infty})^2 = 4v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (38 - II)$$

نستعمل المساواة التالية:

$$|\vec{v}(+\infty)| = |\vec{v}(-\infty)| = v \quad (39 - II)$$

بمأن اتجاهي السرعة الابتدائية للإلكترون  $v$  ووسيط الصدم  $\rho$  مستقلين عن بعضيهما البعض، فإن

مؤثر التصادم يكتب بالشكل التالي:

$$\Phi_{ab} = -\frac{4\pi}{3} \frac{N_e}{\hbar^2} \frac{m^2}{(z-1)^2} \int_0^{\rho_{max}} \int_{\rho_{min}} \rho v^3 f(v) dv d\rho \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \times$$

$$(R_b R_b - 2R_b R_a + R_a R_a) + \dots \quad (40 - II)$$

العلاقة بين زاوية الانحراف  $\theta$  ووسيط الصدم  $\rho$  في حالة التجاذب الكولومي (مسار قطع زائد) يكون:

$$\rho = \rho_0 \frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sin\frac{\theta}{2}} \quad (41 - II)$$

حيث  $\rho_0$  هو نصف طول المحور الأكبر للقطع الزائد، ويعرف بالعلاقة (30).

$$\rho_0 = \frac{(z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \quad (42 - II)$$

حيث  $v$  هي السرعة الابتدائية للإلكترون.

Z: العدد الشحني للأيون المشع.

توزيع ماكسويل للسرعات يعطى ب:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \quad (43 - II)$$

وعن طريق تحويل التكامل على  $\rho$  إلى تكامل بالتجزئة على  $\theta$  نحصل:

$$\Phi_{ab} = -\frac{4\pi}{3} N_e \frac{e^4}{\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\sin\frac{\theta_{max}}{2}}{\sin\frac{\theta_{min}}{2}} \times$$

$$(R_b R_b - R_b R_a + R_a R_a) + \dots \quad (44 - II)$$

ومنه يمكننا استنتاج معامل التصادم الإلكتروني:

$$\begin{aligned} \sigma = & - \frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \\ & \int_0^{\infty} v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\sin \frac{\theta_{max}}{2}}{\sin \frac{\theta_{min}}{2}} \end{aligned} \quad (45 - II)$$

يتضح لنا أن زاوية الانحراف  $\theta$  تتناسب عكسا مع وسيط الصدم  $\rho$  وهذا يعطينا شروط حدية كالآتي :

$$\theta_{max} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{min}}\right) \quad (46 - II)$$

$$\theta_{min} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{max}}\right) \quad (47 - II)$$

$\rho_{min}$  و  $\rho_{max}$  يمثلان وسيطي الصدم الاعظمي والادنى على التوالي [32]:

$$\rho_{max} = \lambda_S \quad (48 - II)$$

$$\rho_{min} = \max \left[ (n_e^2 - n_g^2) \frac{a_0}{Z_{em} + 1}, \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\hbar(n_e^2 - n_g^2)}{m(Z_{em} + 1)v}} \right] \quad (49 - II)$$

دراسة Griem, اعتمدت على إعتبار كمون كولوم هو الكمون الفعّال في التفاعل بين الأيون المشع والإلكترون المسبب للاضطراب. كما أن دراسة Griem كانت دراسة شبه كلاسيكية، حيث أخذ مسار الإلكترون كلاسيكيا، بينما تمت دراسة الأيون المشع كموميا.

# الفصل الثالث: نتائج و مقارنات

## مقدمة:

دراسات سابقة ركزت على تأثير الحجب الالكتروني على كمون دوتش، ووجدت أن التصحيح كان مؤثرا في قيمة كمون البلازما وسعة التشتت وكذا معامل التصادم الالكتروني. سنعرض مدى تأثير الأيونات على طاقة كمون دوتش ديباي، وذلك من خلال إجراء مقارنات بين طاقة كمون دوتش ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق بدلالة شروط فيزيائية (درجات حرارة مختلفة، الكثافة  $N_e$ ، العدد الذري  $Z$ .....).

### III - 1 كمون دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق :

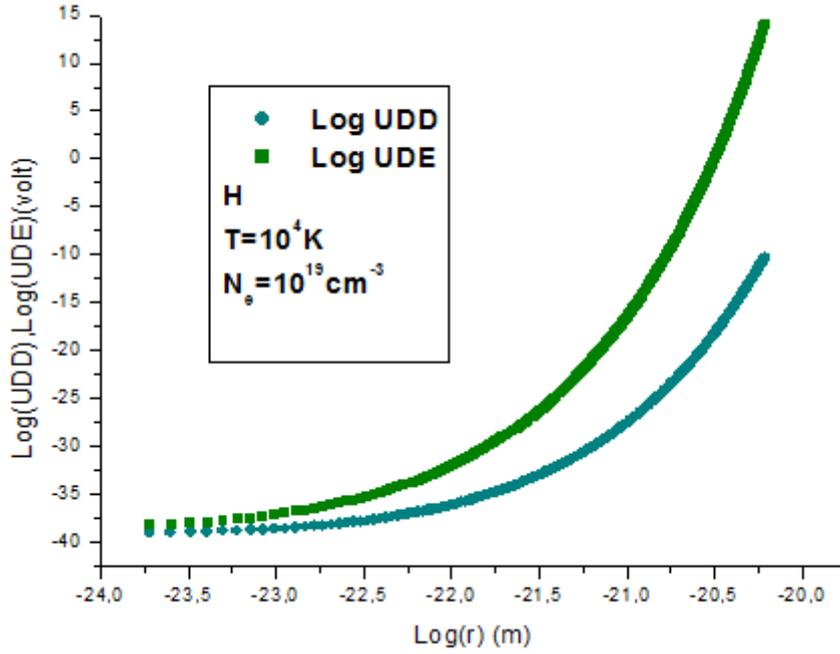
لمعرفة مدى تأثير الأيونات سنقوم بإجراء مقارنة بين الكمونين دوتش ديباي ودوتش الحجب الدقيق ونرمز لهم:

$$UDD = \left| \frac{U_{DD}}{e} \right| \quad (1 - III)$$

و

$$UDE = \left| \frac{U_{Deu-ec}}{e} \right| \quad (2 - III)$$

### III - 1 - 1 تأثير البعد $r$ على الكمونين UDE و UDD :



**المنحنى(1):** تغيرات كمون دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق بدلالة البعد  $r$  من أجل

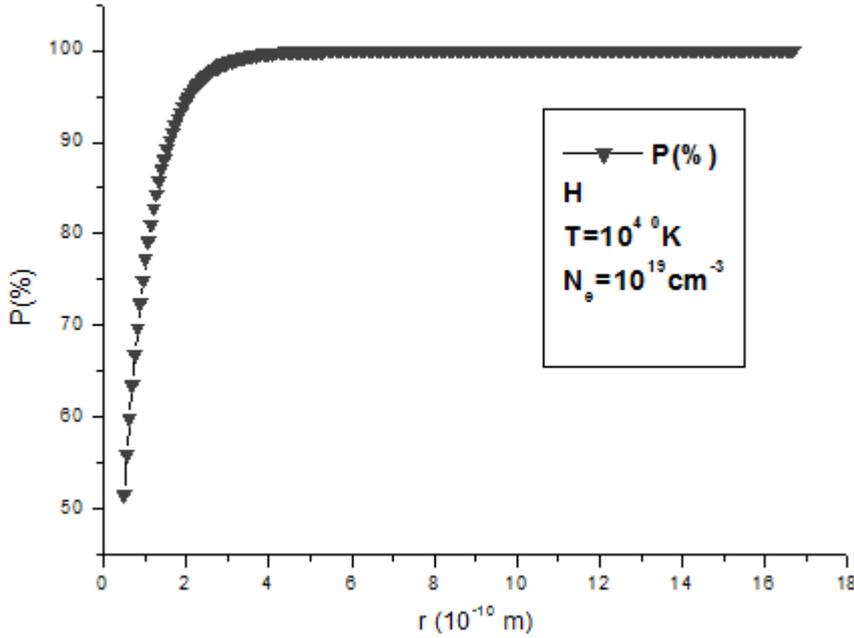
$$\text{الهيدروجين H، تحت الشروط } T = 10^4 \text{ K و } N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

المنحنى (1) يظهر لنا تغير كل من كمون دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق لعنصر الهيدروجين H بدلالة البعد بين الأيون المشع و الالكترون المسبب للاضطراب ، (في شروط فيزيائية) مختلفة حيث أخذنا درجة الحرارة  $T = 10^4 \text{ K}$  وكثافة الكترونية  $N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . نلاحظ من خلال هذا المنحنى أنه كلما زاد البعد  $r$  يتزايد كمون دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق بشكل أسي، أي أن التناسب طردي، والمنحنيين لهما نفس شكل التغير. كما نلاحظ أن كمون UDE يقع فوق كمون UDD.

### III - 1 - 2 التصحيح النسبي بين الكمونات UDE و UDD بدلالة r:

تعطى النسبة المئوية للفرق بين الكمونات UDE و UDD:

$$P = \frac{UDE - UDD}{UDE} \times 100 \quad (3 - III)$$



**المنحنى (2):** تغيرات التصحيح النسبي بين الكمونات دوتش-ديباي، دوتش للحجب الدقيق لعنصر

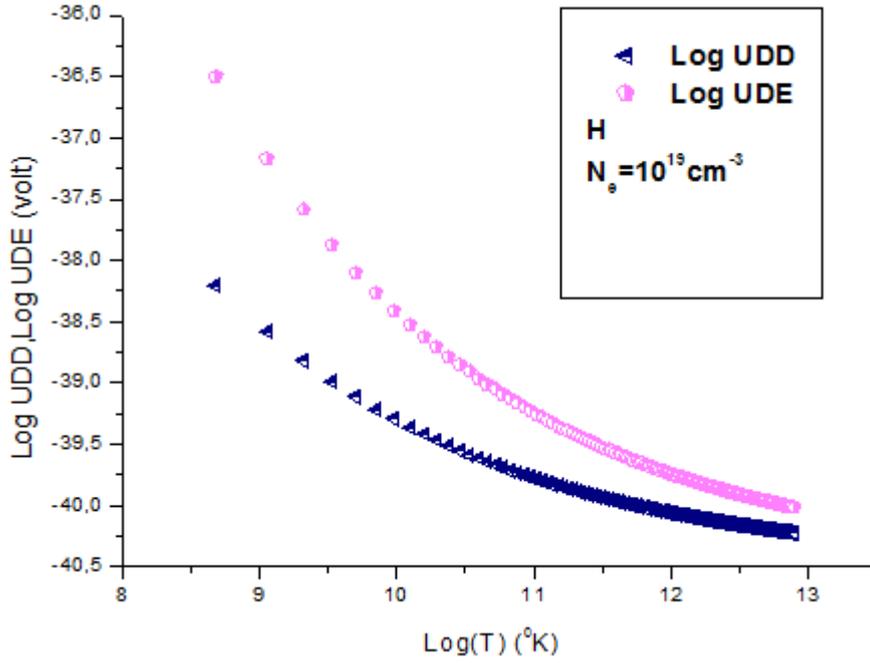
الهيدروجين H بدلالة r من أجل كثافة الكترونية  $N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ،  $T = 10^4 \text{ K}$ .

المنحنى (2) يوضح تغير التصحيح النسبي P بين الكمونات لعنصر الهيدروجين H، من أجل

الكثافة  $N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ودرجة الحرارة  $T = 10^4 \text{ K}$ ، حيث نجد أن نسبة الفرق تتزايد بدلالة r

إلى أن تثبت عند النسبة 100%.

III - 1 - 3 تأثير درجة الحرارة T على الكمونين UDD و UDE :



المنحنى(3): تغيرات كمون دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق لعنصر الهيدروجين H بدلالة

$$\text{درجة الحرارة } T \text{ من أجل كثافة الكترونية } N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}.$$

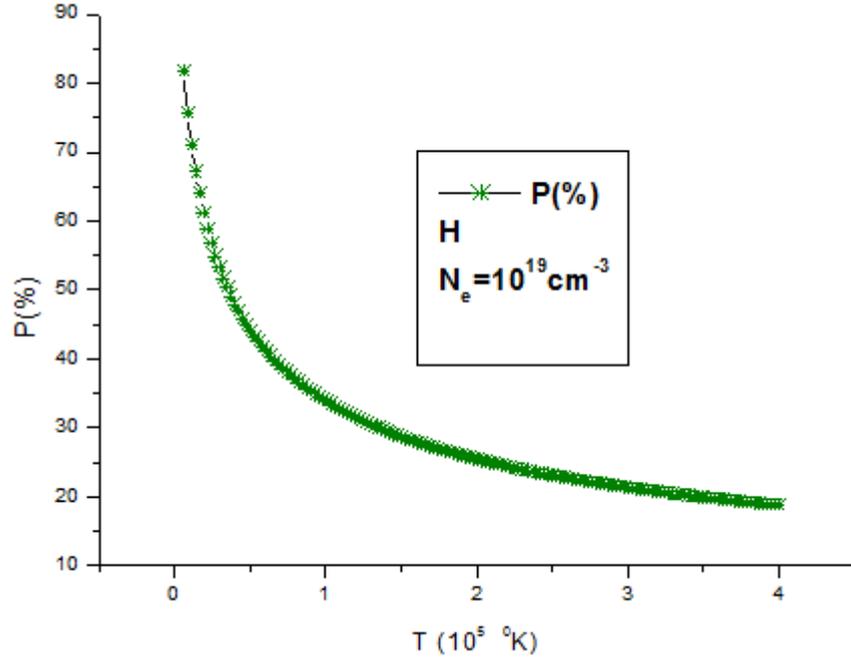
المنحنى(3) يمثل تغيرات كمون دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق لعنصر الهيدروجين

H بدلالة درجة الحرارة T من أجل  $N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ، نجد أنه كلما زادت الحرارة نقص كمون

دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق أي تناسب عكسي. والكمون UDE يقع فوق الكمون

.UDD

III - 1 - 4 التصحيح النسبي بين الكمونات UDD و UDE بدلالة T:



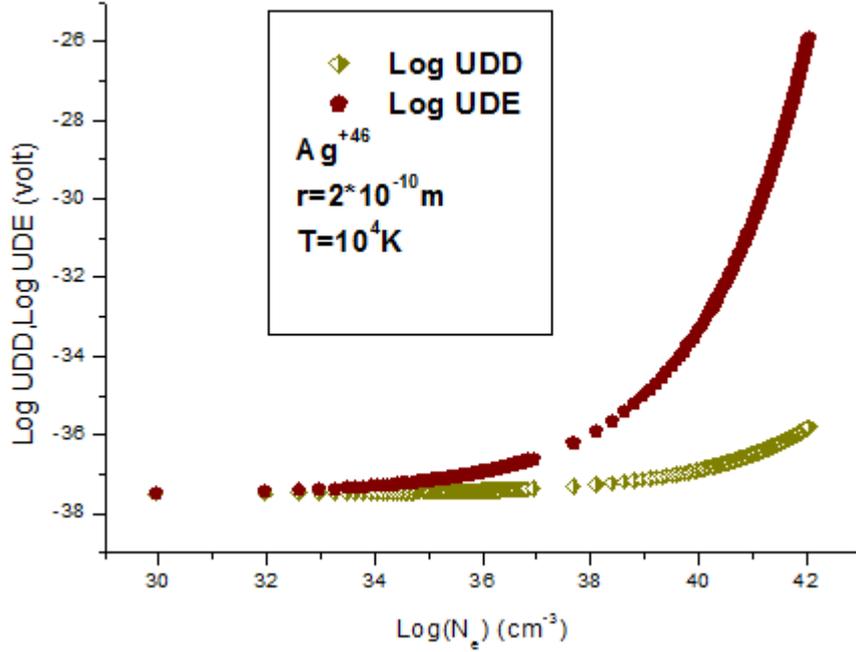
منحنى (4): تغيرات التصحيح النسبي بين الكمونات دوتش-ديباي، دوتش للحجب الدقيق لعنصر

$$\text{الهيدروجين H بدلالة T من أجل } N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

يبين المنحنى (4) تغيرات التصحيح النسبي P لعنصر الهيدروجين H بين الكمونات بدلالة درجة

الحرارة T، حيث نلاحظ أنه كلما زادت درجة الحرارة تقل النسبة P.

### III - 1 - 5 تأثير الكثافة الإلكترونية $N_e$ على الكمونين UDD و UDE:



**المنحنى(5):** تغيرات كمون دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق بدلالة الكثافة الإلكترونية

$$\text{لشاردة الفضة } Ag^{+46} \text{ من أجل } r = 2 \times 10^{-10} \text{ m، } T = 10^4 \text{ K.}$$

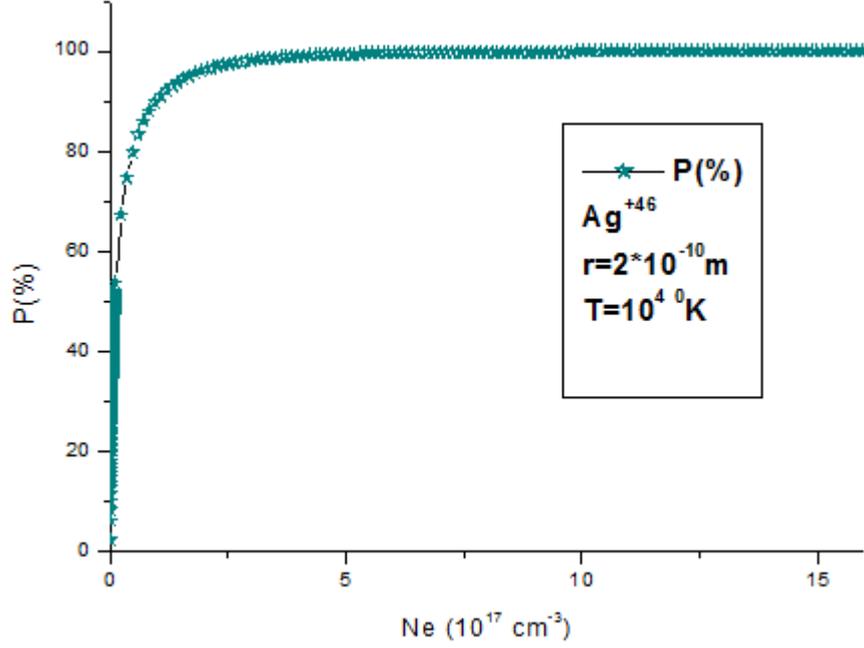
يوضح المنحنى (5) تغيرات الكمونين UDD و UDE لشاردة الفضة  $Ag^{+46}$  بدلالة Ne للفضة

من أجل  $r = 2 \times 10^{-10} \text{ m}$ ،  $T = 10^4 \text{ K}$ ، حيث نلاحظ في مجال الكثافة المنخفضة

الكمونين متطابقين تقريبا أما في مجال الكثافة المرتفعة نلاحظ تزايد كبير لكمون دوتش للحجب الدقيق

مقارنة بكمون دوتش-ديباي.

III - 1 - 6 التصحيح النسبي بين الكمونات UDD و UDE بدلالة  $N_e$ :



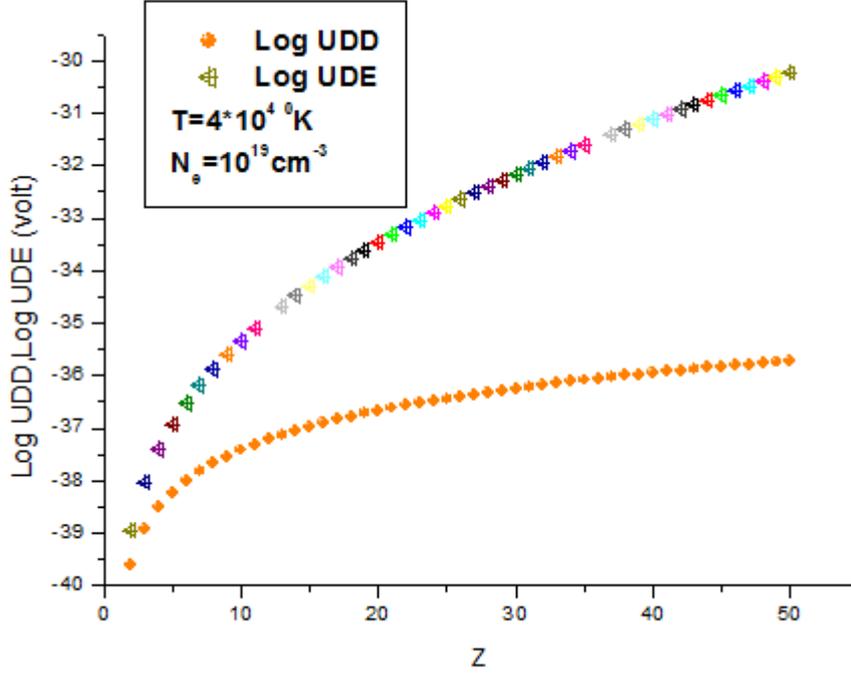
**منحنى (6):** تغيرات التصحيح النسبي بين الكمونات دوتش-ديباي ، دوتش للحجب الدقيق بدلالة  $N_e$

لشاردة الفضة  $Ag^{+46}$  من أجل  $r = 2 \times 10^{-10} m$ ،  $T = 10^4 K$ .

يوضح المنحنى (6) تغيرات النسبة P بدلالة الكثافة الإلكترونية لشاردة الفضة  $Ag^{+46}$ ، نلاحظ أن

النسبة تتزايد بتزايد الكثافة الى أن تثبت عند النسبة 100%.

### III - 1 - 7 تأثير العدد الذري Z على الكمونين UDD و UDE:



المنحنى(7): تغيرات كمون دوتش-ديباي وكمون دوتش للحجب الدقيق بدلالة العدد الذري من أجل

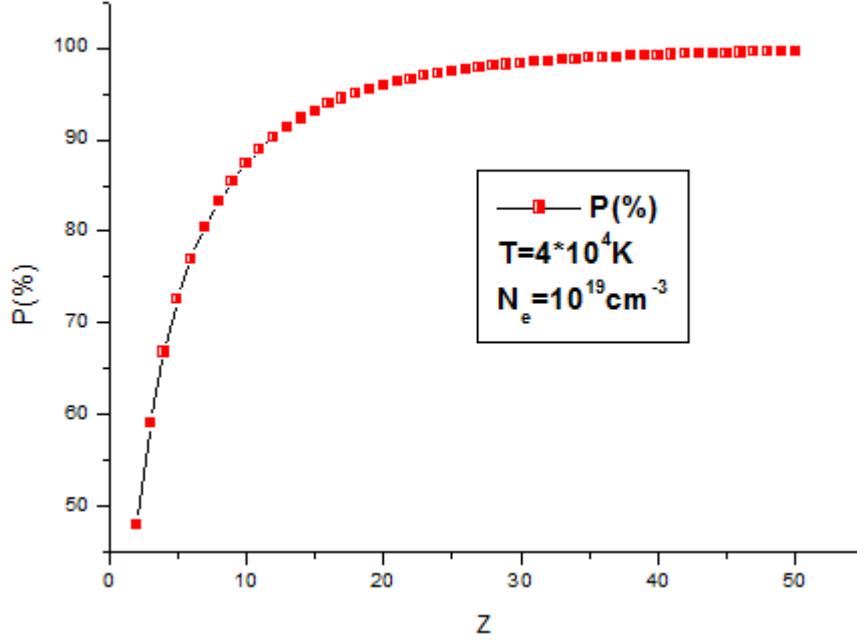
$$. T = 10^4 \text{ } ^0 K , N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

يمثل المنحنى(7) تغيرات الكمونين UDD و UDE بدلالة العدد الذري من أجل  $T = 10^4 \text{ } ^0 K$

و  $N_e = 10^{19}$  حيث نلاحظ ارتفاع كبير لكمون دوتش للحجب الدقيق مقارنة بكمون دوتش-ديباي

كلما ازداد العدد الذري.

### III - 1 - 8 النسبة المئوية بين الكمونات UDD و UDE بدلالة Z:



**منحنى (8):** التصحيح النسبي بين الكمونات دوتش-ديباي ، دوتش للحجب الدقيق بدلالة Z من

$$\text{أجل } T = 10^4 \text{ K} , N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3} .$$

يمثل المنحنى(8) تغيرات التصحيح النسبي بين الكمونات دوتش-ديباي ودوتش للحجب الدقيق حيث

نلاحظ أنه كلما زاد العدد الذري Z زادت النسبة المئوية P الى ان تثبت عند النسبة 100%.

### III – 2 تغيرات معامل التصادم الالكتروني:

نحاول دراسة تغيرات معامل التصادم الالكتروني بدلالة درجة الحرارة من أجل الكمونات التالية:

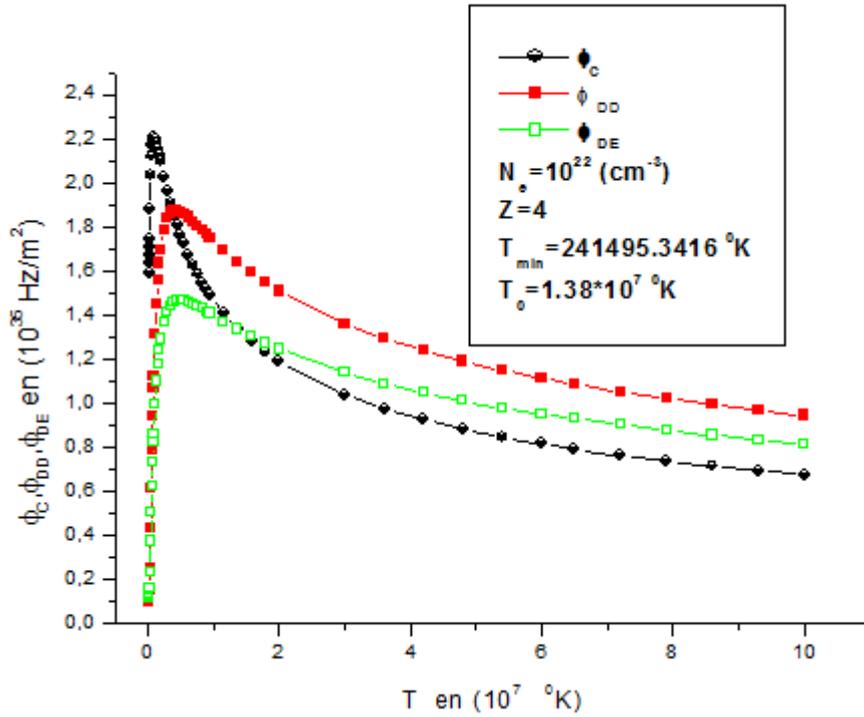
كمون كولوم، كمون دوتش-ديباي، وكموننا المقترح دوتش للحجب الدقيق. حيث نستعمل الترميزات

التالية:

$\phi_C$ : معامل التصادم الالكتروني لـ كمون كولوم.

$\phi_{DD}$ : معامل التصادم الالكتروني لـ كمون دوتش-ديباي.

$\phi_{DE}$ : معامل التصادم الالكتروني لـ كمون دوتش للحجب الدقيق.



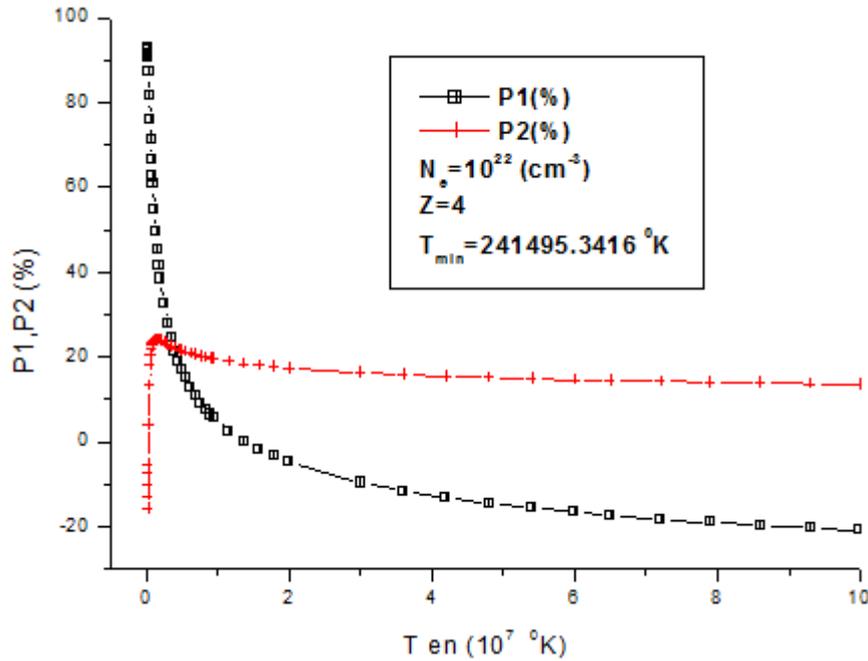
**منحنى (9):** تغيرات معامل التصادم الالكتروني للكمونات دوتش-ديباي ، دوتش للحجب الدقيق

وكمون كولوم بدلالة درجة الحرارة T من أجل  $N_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  ،  $Z=4$ .

يمثل منحنى (9): تغيرات معامل التصادم الالكتروني للكمونات دوتش-ديباي ، دوتش للحجب الدقيق وكمون كولوم بدلالة بدلالة درجة الحرارة T من أجل  $N_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  ،  $Z=4$  و  $T_{min} = 241495.3416 \text{ }^0\text{K}$  ،  $T_0 = 1.38 \times 10^7 \text{ }^0\text{K}$  ، ونلاحظ أن معامل التصادم بالنسبة للكمونات يتناسب عكسيا بدلالة درجة الحرارة.

لمعرفة نسبة التصحيح بين المعاملات  $\emptyset_C$  ،  $\emptyset_{DD}$  ،  $\emptyset_{DE}$  نستعمل نسب التصحيح التالية:

$$P_1 = \frac{\emptyset_C - \emptyset_{DE}}{\emptyset_C} \times 100 \quad , \quad P_2 = \frac{\emptyset_{DD} - \emptyset_{DE}}{\emptyset_{DD}} \times 100 \quad (4 - \text{III})$$



**منحنى (10):** تغيرات التصحيح النسبي بين الكمونات دوتش-ديباي ، دوتش للحجب الدقيق وكمون

كولوم بدلالة بدلالة درجة الحرارة T من أجل  $N_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  ،  $Z=4$ .

يمثل المنحنى (10) تغيرات التصحيح النسبي  $P_1$  ،  $P_2$  بين معاملات التصادم الالكترونية للكمونات (دوتش-ديباي ودوتش للحجب الدقيق وكمون كولوم) بدلالة درجة الحرارة T، نلاحظ أن

النسبة  $P_1$  تتناقص أسياً، أما النسبة  $P_2$  فهي تتزايد في درجات الحرارة المنخفضة جداً ثم تتناقص بعد

التقاطع مع  $P_1$  عند النسبة 24.19% الموافقة لدرجة الحرارة  $T = 0.137 \times 10^7 \text{ } ^0K$ .

خاتمة عامة

## خاتمة عامة

في هذا العمل قمنا بإضافة فعل الشاشة للأيونات إلى تفاعل دوتش، حيث تحصلنا على كمون جديد ألا وهو كمون دوتش للحجب الدقيق، لأن الأيونات تتمتع بعدد شحني  $Z$ ، مما يجعلها أكثر تأثير كهروستاتيكية من الالكترونات، حيث تمكنا أيضا من حساب معامل التصادم الالكتروني لكمون دوتش للحجب الدقيق.

### قدمنا ثلاث فصول

الفصل الأول: تقديم مفاهيم عامة حول البلازما، وبعض معاملاتها والتعريض فيها.

الفصل الثاني: درسنا أشكال خطوط الطيف، تعرضنا لأهم المعادلات في تعريض ستارك وسعة التشتت ومعامل التصادم الالكتروني (مقاربة غريم)، وتعرفنا أيضا لمعالجة تصادم الجسيمات المشحونة.

وبالنسبة للفصل الثالث قمنا خلاله بمقارنات حيث وجدنا:

أن الكمونين (دوتش-ديباي  $UDD$  و دوتش للحجب الدقيق  $UDE$ ) يتناسبان طرديا بدلالة البعد  $r$  والعدد الشحني  $Z$  وكثافة الكترونية  $N_e$ ، حيث يتزايدان بشكل أسّي، أما بالنسبة لدرجة الحرارة وجدنا أنهما يتناسبان عكسيا. وبكل هذه الحالات يقع كمون  $UDE$  فوق كمون  $UDD$  مما يعني أن فعل الأيونات جد مهم.

أما بالنسبة لنسبة التصحيح فهي تزداد بدلالة البعد  $r$  والعدد الشحني  $Z$  وكثافة الكترونية  $N_e$  حتى تصل إلى 100%، تكون هذه النسبة عالية تصل 90% من أجل درجات حرارة منخفضة وتتناقص هذه النسبة بارتفاع درجة الحرارة (تناسب عكسي).

بالنسبة لتغيرات معامل التصادم الالكتروني للكمونات (كولوم، دوتش-ديباي ، دوتش للحجب الدقيق). نجد أنها تتناسب عكسيا بدلالة درجة الحرارة. وبالنسبة لنسبة الصحيح وجدنا النسب تتقاطع عند القيمة % 24.19 تقريبا عند درجة حرارة  $T = 1.37107 \times 10^6 \text{ }^0K$  حيث بعد نقطة التقاطع تتزايد النسبة  $P_2$  بدلالة درجة الحرارة يقابلها تناقص النسبة  $P_1$ .

من خلال نتائجنا نستنتج ان هذا الصحيح نسبته عالية جدا تصل في بعض الشروط الفيزيائية إلى 100% مما يجعل فعل الشاشة للأيونات مقدار جد مهم غير قابل للإهمال.

المراجع

## المراجع

[1] J. L. Delcroix et A. Bers ; ” Physique des Plasma ” ; inter édition, CNRS éditions, paris,(1994).

[2] محاضرات الأستاذ الدكتور ابراهيم سعد الله في فيزياء البلازما السنة الأولى ماستر (2012)، جامعة الوادي.

[3] B. Held ; ” physique des plasmas froids ” ; Ed. Masson, Paris, (1994).

[4] C. Pecker. Wimmel ; ” Introduction à la spectroscopie des plasmas ” ; Gordon et Breach. Science publishers, Inc. New York, (1967).

[5] S. Glenzer, N. I. Uzelac, et H. J. Kunze, Phys. Rev. A45, 8795 (1992)

[6] شيحي إسماعيل، حساب دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي ومشتقاتها داخل البلازما باستخدام المحاكاة العددية مونتي كارلو تطبيق على طيف الهليوم ، رسالة دكتوراه دولة ، جامعة منتوري ، (2005) قسنطينة.

[7] H. R. Griem; ” Spectral line broadening by plasmas ” ; Academic Press Inc. New York,(1994).

[8] Douis Said, Propriétés Statistique Des Électrons Dans Un Plasma Haute Température, thèse du doctorat ,université kasdi merbah ouargla (2013).

[9] Michel Moisan, et Jacques Pelletier, "physique des plasmas collisionionnels", EDP.

[10] مذكرة دكتوراه غزال أمال بعنوان حساب مؤثر التصادم الالكتروني في البلازما :تطبيق على أشباه الهيدروجين (2018)

[11] قريشة سليمة ، استخدام نموذج الجسيمات المستقلة لحساب دوال التوزيع المشتقات الفضائية للحقل الكهربائي الأيوني الموضعي في البلازما ، أطروحة دكتوراه ، جامعة قاصدي مرباح ورقلة ، (2013).

[12] Touati; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (2003).

[13] Ben mebrouk; Mémoire de Magister Université de Ouargla, (2003)

[14] T. Meftah; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).

[15] M. Baranger; Phys. Rev. 111, 481, (1958).

[16] M. Baranger; Phys. Rev. 111, 494, (1958).

[17] Chénini; "Thèse de doctorat", Université de Ouargla, (2011).

[18] Khelfaoui; " Modèle de profils Stark d'ion Multichargés sans les plasma chauds "; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1991).

[19] T. Meftah; " Contribution au formalisme de l'élargissement de raies dans les plasma "; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).

[20] Stehlé, J.Q.S.R.T.44, 135, (1990).

[21] Stehlé, Journal de phys., coll1, suppl. II, 121, (1991).

[22] L.D.Landau and E.M.Lifshitz;"Quantum Mecanics(non-relativistic Theory)", Butterworth-Heinemann, 1991.

[23] M. Baranger, Phys. Rev. 112, 855, (1958).

[24] W. Anderson, Phys. Rev. 76, 647, (1949).

[25] Lindholm; Ark.Mat.Astron.Fysik 28 B, 3 (1941).

[26] Baranger, Phys. Rev. 111, 481, (1958).

[27] R. Griem, A. Kolb, and K. Y. Shen; Phys. Rev. 116, 4 (1959).

[28] R. Griem; "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, New York (1964).

[29] R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel; Phys. Rev. 125, 177 (1962).

[30] Bréchet, et Van Regemorter; H. 1963 C. R. A. S. 256, 609.

[31] R. Griem, and K. Y. Shen; Phys. Rev. 116, 4 (1959).

[32] S. Alexiou, Phys. Rev. A49, 106(1994)

## ملخص

يجيب طيف الخطوط بتعريف أو إزاحة على مختلف التفاعلات بين المشع و الاضطرابات التي تسبق أو تزامن الإشعاع. فغالبا ما تعوض القيمة المتوسطة للفعل الإلكتروني بمعامل التصادم الإلكتروني. في هذا العمل نقوم بحساب هذا المؤثر من اجل الخطوط المعزولة دون وجود البنية الدقيقة. حيث اعتبرنا التفاعل بين الإلكترون المسبب للاضطراب ومركز التشتت هو الأيون المشع. حسب الفعل المتوسط للتصادمات وفق معامل الصدم والسرعات الابتدائية، توصلنا لأول مرة على مؤثر التصادم وحسبنا بالتالي إسهام الفعل الكمي وفعل الشاشة للأيونات والإلكترونات. قدمنا كذلك مجموعة مقارنات لمختلف قيم الكثافة الإلكترونية ودرجة الحرارة ذات التأثير الأهم.

كلمات دالة: التصادم الإلكتروني تعريض ستارك معامل التصادم الإلكتروني

## RÉSUMÉ

Le spectre des raies répond aux diverses interactions entre l'émetteur et les perturbateurs qui ont précédé ou accompagné l'émission, par un élargissement et /ou un déplacement. La valeur moyenne de l'effet électronique est souvent remplacée par un opérateur de collision électronique. Dans ce travail, cet opérateur est calculé pour des raies isolées sans structure fine. L'interaction est considérée entre l'électron perturbateur et le centre de diffusion est l'ion émetteur. L'effet moyen de ces collisions, est calculé relativement aux paramètres d'impact et aux vitesses initiales, nous avons obtenu, pour la première fois, un opérateur de collision. Nous avons calculé l'influence de l'effet quantique et l'effet d'écran électronique et ionique. Un ensemble de comparaison a été fait pour différentes valeurs de la densité électronique et de la température et il s'avère que cette dernière a un effet plus important aux hautes températures

MOTS-CLÉS : collision électronique, élargissement Stark, opérateur de collision électronique relativiste.

## ABSTRACT

The line shapes responds to the different interactions between the emitter and the perturbbers which preceded or accompanied the emission, by a broadening and/or a displacement. The average value of the electronic effect is often replaced by an electronic collision operator. In this work, this operator is calculated for isolated lines without fine structure. We considered the interaction between the perturbing electron and the center of diffusion the emitter ion. The average effect of these collisions is calculated relatively with the impact parameters and the initial , we obtained, for the first time, a collision relativistic operator. We consequently studied the contribution of the quantum effect and the ionic and electronic screen effect. Many comparisons were made for various values of the electronic density and of the temperature.

KEYWORDS :electronic collision, Stark broadening, relativistic collision electronic operator.