رقم الترتيب:

رقم التسلسلي:

جامعة قاصدي مرباح ورقلة

كلية الرياضيات وعلوم المادة

قسم الفيزياء

دكتوراه الطور الثالث

فرع: فيزياء

إختصاص: إشعاع ومطيافية ومادة

من إعداد الطالبة: عريف خضرة

الموضوع

مساهمة الكمونات المتأخرة على خصائص البلازما الحارة والكثيفة

نُوقشت يوم 2024/01/09 من طرف لجنة المناقشة:

دويس السعيد	أستاذ تعليم عالٍ	جامعة ورقلة	رئيسا
خلفاوي فتحي	أستاذ تعليم عالٍ	جامعة ورقلة	ممتحنا
مفتاح محمد الطيب	أستاذ تعليم عالٍ	جامعة ورقلة	مقررا
شنيني كلثوم	أستاذة تعليم عالٍ	جامعة غرداية	مساعدة مؤطر
قدور عبد المجيد	أستاذ تعليم عالٍ	وحدة بحث غرداية	ممتحنا
ديلمي سامية	أستاذة محاضرة أ.	جامعة الوادي	ممتحنا

إهداء

إلى التي جعل الله الجنة تحت قدميها وإلى من رعتني بعطفها وغمرتني بحبها إلى من 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 حفظها الله وأطال في عمرها وأمدها بـالصحة والعافية

إلى من مهد لي الطريق من أجل الوصول إلى هذا المستوى، إلى من سهر على راحتي صغيرا وحرص على مستقبلي كبيرا، إلى الذي لم يبخل علي بشيئ طيلة حياتي، إلى من ترقب نجاحي.

أبي زاد وبارك الله في عمره

إلى **زوجي العزيز** ، لطالما كان السند المادي والمعنوي، وكان المشجع والمحفز لي في أوقات ضعفي وتراجعي، وكان الصدر الرحب الذي يتحمل كل هفواتي وتقصيري، جزاه الله عني خير الجزاء، لأني مهما قلت لن أوفيه حقه ومهما فعلت لن أستطيع رد الجميل له.

إلى بُنيتي الغالية **نور اليقين** أسال الله أن يوفقها وأن يبارك في حياتها

إلى أخواتي وإخوتي وأبنائهم وكل الأقارب

إلى كل صديقاتي وزميلاتي وخاصة صديقات الدراسة

إلى كل من يعرفني من قريب أو بعيد

وإلى كل أساتذة وطلبة جامعة قاصدي مرباح ورقلة

شكر وعرفان

اللهم لك الحمد حمدا كثيرا طيبا مباركا فيه، ملأ السموات وملأ الأرض، وملأ 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.

كما أنني أقدم أسمى آيات الشكر والعرفان بالجميل إلى الذي لم يخل علي بنصائحه وتوجيهاته، ومهد لي هذه الرسالة أستاذي ومشرفي الفاضل: **مفتاح محمد الطيب** أستاذ تعليم عالٍ بجامعة ورقلة، الذي له الفضل علي - بعد الله تعالى- في هذه الرسالة منذ أن كانت موضوعا وفكرة إلى أن صارت رسالة فله مني الشكر كله والتقدير والعرفان.

كما أقدم شكري إلى أستاذتي الفاضلة **شنيني كلثوم** أستاذة تعليم عالٍ بجامعة غرداية، على جهودها الجبارة و على دعمها المتواصل لي.

كما أقدم شكري الجزيل للأساتذة الموقرين في لجنة المناقشة:

الأستاذ الفاضل **دويس السعيد** أستاذ تعليم عالٍ بجامعة ورقلة، على تكرمه بقبول ترؤس لجنة مناقشة هذه الأطروحة، وعلى عطائه العلمي الذي كان لنا نعم العون ونعم الذخيرة.

والأستاذ **خلفاوي فتحي** أستاذ تعليم عالٍ بجامعة ورقلة، على تكرمه بالمشاركة في تقييم هذا العمل، وعلى ملاحظاته العلمية والمنهجية المثمرة.

والأستاذة **ديلمي سامية** أستاذة محاضرة.أ. بجامعة الوادي، على قبولها المشاركة في لجنة تقييم هذه الأطروحة.

والأستاذ **قدور عبد المجيد** أستاذ تعليم عالٍ بوحدة بحث الطاقات المتجددة بغرداية، على قبوله الدعوة للانتساب إلى لجنة المناقشة.

فهم أهل لسد خللها وتقويم عوجها وتهذيب نتوآتها والإبانة عن مواطن القصور فيها، سائلةً الله الكريم أن يثيبهم خير الجزاء.

وأشكر الأستاذة **نعام أمال** أستاذة محاضرة بجامعة ورقلة، على نصائحها العلمية والمنهجية المثمرة.
وأشكر صديقتي الدكتورة **بن نانة ياسمينة** على مساعدتها لي وعلى نصائحها القيمة.
كما أشكر كل القائمين على مخبر فيزياء الإشعاع والبلازما وفيزياء السطوح على توفيرهم لنا كل الإمكانات.

أخيرا أتوجه بـالشكر الجزيل إلى كل من:
الأستاذة **حكيمة عبابسة** أستاذة محاضرة في جامعة ورقلة، والأستاذ **بن الشيخ عبد الكريم** أستاذ رياضيات في جامعة ورقلة، على تقديم نصائحهم وتوجيهاتهم حول برنامج لاتاك فجزاهم الله عنا خير الجزاء.

الفهـــــــــــرس

قائمة الجداول

قائمة الأشكال

الرموز المستعملة

الرمز	معناه
K	ثابت بولتزمان
T_e	درجة حرارة الإلكترونات
n_e	كثافة الإلكترونات
β	معامل النسبوية
v	سرعة الإلكترون
c	سرعة الضوء في الفراغ
E	الطاقة الحركية
m_e	كتلة الإلكترون
T_i	درجة حرارة الأيونات
ω_{pe}	التردد الإلكتروني للبلازما
e	شحنة الإلكترون
ω_{pi}	التردد الأيوني للبلازما
n_i	كثافة الأيونات
Ze	شحنة الأيون
Z	العدد الذري
m_i	كتلة الأيون
λ_D	طول ديباي
λ_{th}	طول موجة دي بروغلي الحرارية
$\hbar$	ثابت بلانك المختزل
m	كتلة الجسيم
T	درجة الحرارة
r_e	نصف قطر الكرة الإلكترونية
r_i	نصف قطر الكرة الأيونية
V_c	جهد كولوم لتفاعل الإلكترونات

ε_0	سماحية الفراغ الكهربائية
E_F	طاقة فيرمي لغاز الإلكترونات الحرة
$f(\overrightarrow{v})$	دالة توزيع ماكسويل للسرعات
$f(\overrightarrow{E})$	دالة توزيع ماكسويل للطاقات الحركية
$f(\overrightarrow{\beta})$	دالة توزيع جوتنار ماكسويل للسرعات
v	السرعة الإبتدائية للجسيم
γ	معامل النسبوية
K_2	دالة (Bessel) من الصنف الثاني
J	العزم الزاوي الكلي
S	العزم الزاوي اللفي الكلي
L	العزم الزاوي المداري الكلي
M_L	العدد الكمي المغناطيسي المداري
M_J	العدد الكمي المغناطيسي الكلي
ν, ω	التردد
$\Delta\nu, \Delta\omega$	عرض الخط عند منتصف القمة في بعد التردد
λ	الطول الموجي
$\Delta\lambda$	عرض الخط عند منتصف القمة في بعد الطول الموجي
A_{21}	معامل أنشتاين للإنبعاث
υ_{ij}	تردد الإنبعاث
E_i	طاقة المستوى الأدنى للذرة
E_j	طاقة المستوى الأعلى للذرة
h	ثابت بلانك
$J(\nu)\,d\nu$	إحتمالية إنبعاث فوتون ذو تردد بين ν و $\nu + d\nu$
$\Delta\nu_D$	تعريض دوبلر
ν_0	تردد المشع في حالة سكون
$J(\nu)$	إحتمالية إنبعاث فوتون ذو تردد ν
I	الشدة الإجمالية لخط الطيف
I_ν	الشدة الموافقة للتردد ν
ν_0	تردد مركز الخط
τ_i	فترة حياة المستوى الأدنى
τ_j	فترة حياة المستوى الأعلى
V_{pr}	السرعة الأكثر إحتمالا

A	العدد الكتلي
t_i	الزمن المميز
ω_0	تواتر مركز خط الطيف
t_c	زمن التصادم
ρ	وسيط الصدم
a_0	نصف قطر بور لذرة الهيدروجين
n	العدد الكمي الرئيسي
A	العدد الكمي للحالات المتاحة لكل إلكترون
$L(t)$	مؤثر لويفيل
Φ	مؤثر التصادم الإلكتروني
$l_i(t)$	مؤثر فعل الأيونات
$\overrightarrow{d}$	عزم ثنائي الأقطاب الكهربائي
$\overrightarrow{E}_i$	الحقل الأيوني العنصري
$\overrightarrow{E}$	الحقل الكهربائي المطبق من طرف الجسيمات المُحرجة على الذرة
V	طاقة تفاعل كولوم في تقريب ثنائي القطب
Z_{em}	العدد الذري للأيون المشع
Z_p	العدد الذري للمُحرج
r	المسافة بين المُحرج ومركز الأيون المشع
P	الإستطاعة الإشعاعية الكلية لجسيمة مشعة
E_α	طاقة الحالة α
E_β	طاقة الحالة β
$\omega_{\alpha\beta}$	تواتر الإنبعاث بين الحالتين α وβ
$I(\omega)$	شكل خط الطيف
b_α	إحتمال وجود النظام في الحالة α
$C(t)$	دالة الترابط الذاتي
T_T	مؤثر التطور الإجمالي للنظام
H	الهاميلتون الإجمالي للنظام
H_E	هاميلتون الجسيمات المشعة
H_B	هاميلتون الجسيمات المُحرجة
V_{BE}	كمون التفاعل بين المُحرج والمشع
b_E	مصفوفة الكثافة للجسيمات المشعة
b_B	مصفوفة الكثافة للجسيمات المُحرجة

قيمة التتبع (الأثر)للمشع	T_{rE}
قيمة التتبع (الأثر)للمُحرج	T_{rB}
مؤثر التطور من أجل الحالة l في فضاء لويفيل	$U_l(t)$
مؤثر لويفيل في فضاء لويفيل	$L(t)$
فضاء هيلبارت ومزدوجه	H, H^d
مؤثر يتعلق بـالزمن يعبر عن تفاعل الأيون المشع مع الجسيم المُحرج	$l(t)$
مؤثر لويفيل للمُشع المعزول	L_0
الحقل الكهربائي للإلكترونات	$E_e(t)$
الطاقة الكامنة للتفاعل	$W(r)$
متجه نصف القطر للإلكترون الحر	$\overrightarrow{r}(t)$
متجه نصف القطر للإلكترون الذري (المقيد)	$\overrightarrow{r_a}(t)$
زاوية التشتت	θ
مسافة الإقتراب الأقرب	ρ_{close}
الطاقة الكلية للنظام	E_T
نصف محور القطع الزائد غير النسبوي	ρ_e
اللامحورية (the eccentricity)	ϵ
الإحداثيات الديكارتية	x, y
الإحداثيات القطبية للجسيم	r, φ
متغيرات معادلة الحركة للمسار الكلاسيكي	X, Y
مؤثر شعاع الموضع للإلكترون المقيد	$R_{\alpha\alpha'}$
العزم الزاوي الكلي للمستوي الفرعي الأدنى بين الحالتين α و α'	J_{min}
العزم الزاوي الكلي للمستوي الفرعي α	J_α
شدة الهزاز (the oscillator strengths)	$f_{\alpha\alpha'}$
الفرق في التواترات بين الحالة α والحالة α'	$\omega_{\alpha\alpha'}$
مؤثر التصادم الإلكتروني	Φ
سعة مؤثر التصادم الإلكتروني	ϕ
الحد المباشر لسعة مؤثر التصادم الإلكتروني	ϕ_d
حد التداخل لسعة مؤثر التصادم الإلكتروني	ϕ_{int}
كمون التفاعل الذي يصف فعل ستارك للحقل الكهربائي الناتج عن الجسيمات المُحرجة	V_{cl}
مجال زمني	Δt
إسقاطا H_E على الفضاء الأدنى و الأعلى للإنتقال	H_g , H_e
مؤثر التصادم الإلكتروني المستقل عن الزمن والحقل الكهربائي العنصري الأيوني	Φ_{eg}

مصفوفة التشتت	S
يضمن أن يكون شعاع وسيط الصدم $\overrightarrow{\rho}$ وشعاع السرعة $\overrightarrow{v}$ متعامدان	$\delta_{0,\overrightarrow{\rho},\overrightarrow{v}}$
مؤثر عزم ثنائي الأقطاب للمُحرج بين الحالتين α و α'	$er_{\alpha\alpha'}$
الجداء السلمي بين $\overrightarrow{r}$ و الحقل الكهربائي العنصري $\overrightarrow{E}$	m ، m'
حدود التكامل لوسيط الصدم	ρ_{min} ، ρ_{max}
معامل عدم المرونة	ζ
نصف قطر Weisskopf للإنتقال	ρ_W
العددان الكميان الرئيسيان على التوالي للمستويين الأعلى والأدنى	n_a , n_b
المسافة بين المرجع O والأيون المشع P	X
شعاع الموضع للإلكترون المُحرج	$\overrightarrow{r}(t')$
الشعاع الموجه بين موضع الإلكترون المُحرج والأيون المشع	$\overrightarrow{R}(t')$
الزمن المتأخر	t'
الزمن الحالي	t
شعاع الوحدة الموجه من موضع الإلكترون المُحرج نحو الأيون المشع	$\overrightarrow{n}$
الحقل الكهربائي لكولوم (Coulomb)	$\overrightarrow{E}_C$
الحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت (Lienard-Wiechert)	$\overrightarrow{E}_{LW}$
السرعة اللحظية للالكترون	$c\overrightarrow{\alpha}$
هاميلتون النظام للحالات العلوية والسفلية	$H_{e,g}$
مؤثر التصادم الإلكتروني النسبوي	Φ^*
سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت	ϕ_{LW}
سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم	ϕ_C
سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت ومسار الإلكترون النسبوي	ϕ_{LW-RTr}
سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم ومسار الإلكترون النسبوي	ϕ_{C-RTr}
الحالات العلوية والسفلية للمستوى الأعلى والمستوى الأدنى ($n=1$) على التوالي	$\alpha, \alpha', \alpha''..., \beta, \beta', \beta''...$
مؤثر ثنائي القطب للأيون المشع	$\overrightarrow{d}_{\alpha\beta}$
عنصر مصفوفة مؤثر الموضع للإلكترون الذي يتعلق بـالفرق في التواترات $\omega_{\alpha\alpha'}$ بين الحالات الفرعية α, α'	$\overrightarrow{r}_{\alpha\alpha'}$
الحد المباشر لسعة موثر التصادم النسبوي	ϕ_d^*
حد التداخل لسعة موثر التصادم النسبوي	ϕ_{int}^*
الفرق في التواترات (frequency separation) بين الحالات الفرعية β, β' للمستوي الأدنى	$\omega_1 = \omega_{\beta\beta'}$
الفرق في التواترات بين الحالات الفرعية α, α' للمستوي الأعلى	$\omega_2 = \omega_{\alpha\alpha'}$

t^*	الزمن النسبوي للحركة النسبوية
t'^*	الزمن المتأخر النسبوي
$\Delta\omega_{LW}$	تعريض ستارك الناتج عن التصادم بين الأيون المشع والإلكترون الحر الذي يؤثر بـالحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت على المشع
$\Delta\omega_{C}$	تعريض ستارك الناتج عن التصادم بين الأيون المشع والإلكترون الحر الذي يؤثر بـالحقل الكهربائي لكولوم على المشع
$\Delta\omega_{LW-RTr}$	تعريض ستارك الناتج عن التصادم بين الأيون المشع والإلكترون الحر الذي له كتلة نسبوية $(m = m_0 / \sqrt{1 - v^2 / c^2})$ ويؤثر بحقل لينارد-ويتشرت على الأيون المشع
$\Delta\omega_{C-RTr}$	تعريض ستارك الناتج عن التصادم بين الأيون المشع والإلكترون الحر الذي له كتلة نسبوية $(m = m_0 / \sqrt{1 - v^2 / c^2})$ ويؤثر بحقل كولوم على الأيون المشع
$\Delta\omega_{Stark}$	تعريض ستارك بمساهمة فعل الإلكترونات والأيونات
A	معامل يتعلف بـالتعريض الأيوني
R	النسبة بين متوسط المسافة بين الأيونات ونصف قطر ديباي
B	الحقل المغناطيسي الخارجي
R^*, φ^*	الإحداثيات القطبية النسبوية
G	مركز الكتل المتناسبة
P^*	كمية الحركة النسبوية
μ	الكتلة المختزلة السكونية
E_T^*	الطاقة الكلية النسبوية
v_0	السرعة الإبتدائية للجسيم
M^*	العزم الحركي النسبوي
t^* ,R^* ,Y^* ,X^*	متغيرات معادلة الحركة النسبوية

مقدمة عامة

في عام 1879 إكتشف العالم "ألسير وليام كروكس" البلازما وأطلق عليها آنذاك "المادة الإشعاعية"، إكتشف العالم البريطاني "جوزيف طومسون" خصائص وطبيعة البلازما عام 1897، يرجع الفضل في تسمية البلازما إلى العالم "إيرفينغ لانغمير" في عام 1928 ربما لأنه رأى أنها تشبه بلازما الدم [1]. فإذا نستطيع القول أن البلازما بدأت منذ دراسة عمليات التفريغ الكهربائي للغازات في الأنابيب وذلك منذ حوالي قرنين، وكانت هذه الدراسات هي الأسس التي بنيت عليها معدات إلكترونية عديدة، لكن الجزء المتأين من الغاز في هذه المعدات أقل من 1 %، فلم يكن هذا بلازما بالمعنى المفهوم حاليا.

مع التقدم الذي حدث في العلوم الفلكية وفي الفيزياء النظرية في الفترة الأولى من القرن العشرين أمكن التحقق من أن معظم مادة الكون ومادة النجوم هي بلازما في حالة تأين كامل، فظهر نوع جديد من الفيزياء وهو فيزياء "البلازما" وكانت الدارسة فيه دراسة نظرية خاصة بمادة النجوم ذات درجات الحرارة العالية وذات الضغوط العالية التي تتوازن مع قوى جاذبية النجوم[1].

عادة تطلق حالة البلازما على المادة أثناء وجودها بدرجة من التأين، أي عندما تكون نسبة من الجزيئات موجودة بشكل أيونات موجبة مع إلكترونات سالبة منفصلة عنها، وتكون متعادلة كهربائيا، وهذا يؤدي إلى توسيع الحالات الفيزيائية إلى أربع حالات تصاعديا حسب تزايد درجة الحرارة (الصلبة، السائلة، الغازية والبلازما) [2].

تتفاعل الجسيمات المشحونة (الأيونات) في البلازما فيما بينها حتى مسافات كبيرة بقوة كهروستاتيكية تحجب بفعل الإلكترونات.

تشغل فيزياء البلازما مكانة هامة عند دراسة الأوساط الفضائية (فيزياء الفلك) والغازات المؤينة المنتجة في المخبر.

تتم دراسة البلازما من خلال الإشعاع الكهرومغناطيسي الصادر عنها، تعتبر خطوط الطيف صورة

تحليلية للإشعاع حيث أنها تترجم التفاعلات الميكروسكوبية بين الجسيمات المكونة للبلازما والتي ترفق الإنبعاث بـالتعريض أو الإنزياح[3].
يحلل خط الطيف كيفيا وذلك لـمعرفة العناصر التي تتشكل منها البلازما، وكميا لـمعرفة درجة حرارتها وكثافتها...
تمثل خطوط الطيف صلة جيدة بين المشع (ذرة- أيون) ومحيطه، حيث هذه الخطوط تُعرض تحت تأثير عدة أفعال، من بينها فعل ستارك، يكون تعريض ستارك نتيجة تفاعل (ذرة -أيونا) مشعا للضوء مع الجسيمات المشحونة(أيون - إلكترون)[3].
يعتبر تعريضا ستارك (Stark) و دوبلر (Doppler) لـأشكال الخطوط الطيفية أداتان مهمتان للتشخيص الطيفي لـأنواع مختلفة من البلازما المخبرية وبلازما الفيزياء الفلكية، لذلك يعد مجال البحث هذا مهمًا جدًا من الناحية النظرية والتجريبية، تكمن أهمية هذا الأخير في تطبيقاته العديدة، تتراوح التطبيقات العملية من الاندماج النووي الحراري المتحكم فيه إلى الليزر القائم على البلازما ومصادر البلازما لإشعاع الأشعة السينية غير المتماسك بـالإضافة إلى تصريفات الميكروويف التكنولوجية، التشخيصات الطيفية القائمة على تعريض ستارك و دوبلر هي أيضًا أدوات أساسية لتحليل مختلف الأجسام الفيزيائية الفلكية، مثل البلازما الشمسية والنجوم المتوهجة والأقزام البيضاء وما إلى ذلك[4].
في العديد من البلازما الفيزيائية الفلكية الساخنة، قد تكون الإلكترونات نشطة بما يكفي لـأن طاقتها الحرارية KT_e (K هو ثابت Boltzmann، T_e هي درجة حرارة الإلكترونات) يمكن مقارنتها بـطاقة الكتلة السكونية للإلكترون.
في بعض الأجسام الفيزيائية الفلكية ذات الكثافات الإلكترونية العالية جدا(النجوم النيوترونية)[5]، يمكن أن يكون تعريض ستارك هو الغالب، ومع ذلك، بـالنسبة لـمثل هذه الأجسام، قد تصبح الإلكترونات نسبوية بسبب درجات الحرارة المرتفعة جدًا. ومن هنا، لدينا الحق في أن نتساءل عن التعديلات التي تطرأ على تعريض ستارك من خلال إدخال التأثيرات النسبوية[4].
يمكن الحصول على البلازما المنتجة بـالليزر ذات كثـافة عالية جدًا $n_e = 10^{24} \longrightarrow 10^{28} cm^{-3}$ (الأجزاء الداخلية للنجوم، إندماج الحبس بـالقصور الذاتي) [6] ودرجات الحرارة المرتفعة $10^8 K^\circ \leq T_e \leq 10^9 K^\circ$ يؤدي الأول (عند كثافة عالية ودرجات حرارة معتدلة) إلى هيمنة تعريض ستارك على تعريض دوبلر، بينما يؤدي الثاني (كثافة عالية ودرجة حرارة عالية) إلى منافسة بين تعريض دوبلر وتعريض ستارك، لوحظت هذه الحقيقة في الليزر والبلازما الشمسية[4].

بالنسبة للكثافات الإلكترونية $n_e < 10^{23}cm^{-3}$ و عند درجات حرارة عالية جدًا $10^9K^\circ \leq T_e \leq 10^{11}K^\circ$، فإن تعريض دوبلر يهيمن ويمكننا إهمال تعريض ستارك.
من الناحية الفيزيائية عند الكثافات العالية جدًا (حوالي $10^{26}cm^{-3}$)، تصبح المادة غازًا متحللًا (degenerate gas)، لكن عند درجة حرارة عالية جدًا (حوالي $10^{10}K^\circ$) لايمكن إعتبارها غازا متحللا.
في الآونة الأخيرة، تم إجراء العديد من الدراسات التجريبية [7-16] من أجل دراسة الخط الطيفي للإشعاع المنبعث من أيونات أشباه الهيدروجين وأشباه الهيليوم الثقيلة، وهي أشعة سينية تنبعث من نوى مجرة نشطة، الثقوب السوداء أو مجرات(Seyfert)، أقراص التراكم، إنبعاث الأشعة السينية من مركز المجرة(GC). . .
من الناحية النظرية، هناك العديد من الدراسات قارنت تعريض ستارك بتعريض دوبلر، لكن دون مراعاة الكتلة النسبوية للإلكترون ولا التوزيع النسبوي لسرعات الإلكترونات [17-19].
هناك أيضًا باحثون [20-21] درسوا التأثيرات النسبوية من خلال التعبير عن معادلة كم الموجة (معادلة شرودنجر أو ديراك) [22-24]، وهناك الذين درسوا التأثيرات النسبوية من خلال كتلة الإلكترون أو سرعة الجسيم المشع، لكن لم يتم النظر في الحقل الكهربائي المتأخر لينارد-ويتشرت أبدا.
سنركز دراستنا على مساهمة الإلكترونات النسبوية في تعريض ستارك لأن سرعاتها عالية جدًا ($\beta = \frac{V}{c} > 0.1$)، سنقارن نتائجنا مع النتائج الموجودة في المراجع [8]، [11]، [25].
التقريب الأكثر إستخدامًا في هذه الدراسات هو تقريب المسار الكلاسيكي للإلكترونات المبرر أساسًا لإرتفاع درجة الحرارة (التأثير الكمي مهمل) [26-31]، في تقريب المسار الكلاسيكي، يكون مسار الإلكترون خطًا مستقيمًا إذا كانت الجسيمات المشعة عبارة عن ذرات محايدة ويكون قطعًا زائديا إذا كانت الجسيمات المشعة عبارة عن أيونات، التقريبات الأخرى المستعملة في دراسة البلازما هي: تقريب التصادم المستخدم للإلكترونات والتقريب شبه الساكن للأيونات، يستخدم هذان التقريبان عادة لوصف تأثيرات الجسيمات المشحونة على الخطوط الطيفية في البلازما.
بدأت الدراسات النظرية لفهم أشكال خطوط الطيف بثلاث أعمال مشهورة لـ Michel Baranger سنة 1958 [32-34]، وتم تطويرها لاحقًا لمسار الخط المستقيم بواسطة Baranger و Griem [26]، [35]، [36] وللمسارات المستقيمة والقطع الزائد بواسطة Sahal-Bréchot [37-38]، حيث قامت بحساب تعريض التصادم شبه الكلاسيكي للخطوط D لذرة الصوديوم NaI للمسار

المستقيم للإلكترون ولخطوط $(4s-4p)$ للأيون $CaII$ للمسار الزائدي للإلكترون، ومؤخراً ، للمسار الزائدي بواسطة Alexiou [39] و Alexiou و Lee[40].

منذ النتائج التجريبية لـ [41-42]، تم تطوير الدراسات النظرية بشكل أكبر لشرح التناقضات الموجودة بين النتائج النظرية والتجريبية. التحسينات أو التصحيحات، التي قدمتها الدراسات النظرية، هي ديناميكا الأيونات (the ions dynamics) [30]، [43] وتعريض الإلكترونات (the electron broadening) [39]، [44]، [45] في كل من الوصف الكلاسيكي والكمي.

عند درجة حرارة عالية لا يمكن وصف الأيونات في التقريب شبه ساكن (qausi-static approximation) ، يجب الأخذ بعين الإعتبار التأثيرات الديناميكية (the dynamic effects)، علاوة على ذلك، فإن تعريض الخطوط عن طريق تصادم الإلكترونات يوصف بشكل جيد (well described)، بالنسبة للأيونات المشعة، يجب استخدام المسار الزائدي للإلكترونات الحرة.

في العديد من الحالات في تعريض الخط الطيفي، يتم وصف الجسيمات السريعة (عادةً الإلكترونات) من خلال تقريب التصادم (collisional approach)، بينما الأيونات يتم معالجتها بواسطة حقل كهربائي عنصري شبه ساكن.

بالنسبة للعديد من التطبيقات، فإن الخطوط المعزولة لها أهمية كبيرة، لذلك، يتم إجراء حسابات تعريض مثل هذه الخطوط في البلازما عادةً باستخدام تقريب التصادم (the impact approximation)[46] للإلكترونات في الإصدار شبه الكلاسيكي (semi-classical version)[35].

في هذا العمل، نركز على تعريض الخط الطيفي عن طريق تصادم الإلكترونات في تقريب التصادم [26]، [46]. وبالتالي سنعيد صياغة مؤثر التصادم شبه الكلاسيكي الإعتيادي [39] بمساهمة تصحيح البنية الدقيقة للخطوط المعزولة للأيون المشع مع مراعاة التأثيرات النسبوية للحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت الذي تم إنشاؤه بواسطة الإلكترونات الحرة المتحركة ذات مسار زائدي، من ناحية أخرى، سندخل النسبوية على كتلة الإلكترون مما يؤدي إلى إضطراب القطع الزائد، يتم تحقيق القيمة المتوسطة لسرعات الإلكترونات الحرة باستخدام توزيع جوتنار ماكسويل وهو الأكثر ملائمة للإلكترونات السريعة (النسبوية)، نظام الوحدات المستخدم في هذا العمل هو نظام (CGS).

هذه الأطروحة تحتوي على مقدمة عامة وأربعة فصول وخلاصة.

في الفصل الأول: سنتطرق إلى عموميات حول البلازما وأشكال خطوط الطيف وسنشير في البداية إلى بعض المقادير المهمة في فيزياء البلازما، ثم سنذكر تصنيف مختلف أنواع البلازما حسب سلمي الكثافة الألكترونية ودرجة الحرارة وسنتطرق إلى طرق معالجتها ثم إلى مطيافيتها ثم إلى أنواع التعريضات ثم سنذكر التقريبات المستخدمة في معالجة تعريض ستارك، ثم إلى دراسة خط الطيف في نظام كمي.
في الفصل الثاني: سنبدأ بمقدمة حول بعض الأعمال المشهورة لحساب التعريض الإلكتروني ثم سنتطرق إلى أنواع التصادمات داخل البلازما ثم إلى معادلة الحركة الكلاسيكية لإلكترون مُحرج يسلك قطعا زائديا داخل البلازما مع تحديد متغيرات معادلة الحركة، ثم سنتطرف إلى التعريض الالكتروني الكلاسيكي بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم بوجود تصحيح البنية الدقيقة الذي كان قد حُسب من طرف Spiros Alexiou [39] .
في الفصل الثالث: سنشير إلى جهود لينارد-ويتشرت لشحنة نقطية مُسرعة ثم إلى عبارة الزمن المتأخر، ثم إلى النظرية التي تعتمد على التعريض الالكتروني النسبوي، سنقوم بحساب سعة مؤثر التصادم لإلكترون حر يسلك مسارا زائديا يؤثر بالحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت على الأيون المشع بإهمال تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع، ثم سنعيد حساب سعة مؤثر التصادم بمساهمة تصحيح البنية الدقيقة و بمساهمة الحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت ثم بمساهمة النسبوية على كتلة الإلكترون ثم بمساهمتهما معا.
في الفصل الرابع: سندرس تأثير مختلف الوسائط الفيزيائية على عبارة مؤثر التصادم الإلكتروني وسعته بإهمال البنية الدقيقة ثم بمساهمتها، من خلال رسم منحنيات مؤثر التصادم وسعته لجميع النتائج التي توصلنا لها في الفصل الثالث ومقارنتها بالنتائج الكلاسيكية المحسوبة من طرف Spiros Alexiou [39]. سنقوم بحساب التعريضات (FWHM: Full Width at Half Maximum) للخط $(Ly-\alpha)$ لأيونات أشباه الهيدروجين: الكروم $CrXXV$ والكوبالت $CoXXVII$ ثم للخطوط $(Ly-\alpha, Ly-\beta, Ly-\gamma)$ لأيون الحديد شبيه الهيدروجين $FeXXVI$ وللخطوط $(K-\alpha, K-\beta, K-\gamma, K-\delta)$ لأيون الحديد شبيه الهيليوم $FeXXV$ والخط $(K-\alpha)$ لأيونات أشباه الهيليوم: الكروم $CrXXIII$ والكوبالت $CoXXVI$ والنيكل $NiXXVII$ وسنقارن نتائجنا مع نتائج Spiros Alexiou [39]، ثم سنقارن نتائجنا مع تعريض دوبلر والتعريض التجريبي في المرجعين [8]، [11].
في الأخير سنقدم حوصلة لما قمنا به وما توصلنا إليه على شكل خلاصة عامة، مع بعض الإقتراحات

والتي تبقى في إطار البحث.

المراجع العلمية

[1] عبابسة حكيمة، دوال الترابط في البلازما، رسالة الدكتوراه، جامعة قاصدي مرباح ورقلة، 2018.

[2] Held, Bernard. *Physique des plasmas froids*. No. 180. Elsevier Masson, 1994.

[3] غزال آمال، حساب مؤثر التصادم الإلكتروني في البلازما: تطبيق على أشباه الهيدروجين، رسالة دكتوراه، جامعة قاصدي مرباح ورقلة، 2018.

[4] Arif, K., et al. "Contribution of Liénard–Wiechert potential to the broadening of spectral lines by electron collisions in plasmas." *Physics of Plasmas* 29.9 (2022).

[5] Decaux, V., et al. "Dielectronic satellite spectra of hydrogenlike iron from the Tokamak Fusion Test Reactor." *Physical Review A* 43.1 (1991): 228.

[6] Miyamoto, Kenro. *Fundamentals of plasma physics and controlled fusion*. Tokyo: Iwanami Book Service Center, 1997.

[7] Bianchi, Stefano, et al. "Fe xxv and Fe xxvi lines from low-velocity, photoionized gas in the X-ray spectra of active galactic nuclei." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 357.2 (2005): 599-607.

[8] Koyama, Katsuji, et al. ”Iron and nickel line diagnostics for the galactic center diffuse emission.” *Publications of the Astronomical Society of Japan* 59.sp1 (2007): S245-S255.

[9] Brenneman, Laura W., and Christopher S. Reynolds. ”Relativistic broadening of iron emission lines in a sample of active galactic nuclei.” *The Astrophysical Journal* 702.2 (2009): 1367.

[10] Reeves, J. N., et al. ”Resolving the soft X-ray ultrafast outflow in PDS 456.” *The Astrophysical Journal* 895.1 (2020): 37.

[11] Haines, M. G., et al. ”Ion viscous heating in a magnetohydrodynamically unstable Z pinch at over 2× 10 9 Kelvin.” *Physical review letters* 96.7 (2006): 075003.

[12] Chakraborty, Priyanka, et al. ”X-Ray Spectroscopy in the Microcalorimeter Era. III. Line Formation under Case A, Case B, Case C, and Case D in H-and He-like Iron for a Photoionized Cloud.” *The Astrophysical Journal* 912.1 (2021): 26.

[13] Bautista, Manuel A., and Lev Titarchuk. ”H-like iron emission in narrow-line Seyfert 1 galaxies as a temperature diagnostic of accretion flows.” *The Astrophysical Journal* 511.1 (1999): 105.

[14] O’Rourke, Brian, et al. ”Electron-impact ionization of hydrogen-like iron ions.” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 34.20 (2001): 4003.

[15] Apruzese, J. P., et al. ”Comparative analysis of time-resolved and time-integrated x-ray data from long pulse Z-pinch implosions on Saturn.” *Physics of Plasmas* 8.8 (2001): 3799-3809.

[16] Lebedev, S. V., et al. ”Snowplow-like behavior in the implosion phase of wire array Z pinches.” *Physics of Plasmas* 9.5 (2002): 2293-2301.

[17] Dimitrijević, Milan S., et al. ”Stark broadening of Xe VIII spectral lines.” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 454.2 (2015): 1736-1741.

[18] Dimitrijević, Milan S., et al. ”Stark broadening of Se IV, Sn IV, Sb IV and Te IV spectral lines.” *Atoms* 6.1 (2018): 10.

[19] Simic, Zoran, Milan S. Dimitrijevic, and Andjelka Kovacevic. ”On the Stark broadening in hot stars.” *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement*, v. 15, p. 143 (2010) 15 (2010): 143.

[20] Oks, E., and P. Sanders. ”Stark broadening of hydrogen/deuterium spectral lines by a relativistic electron beam: Analytical results and possible applications to magnetic fusion edge plasmas.” *Journal of Physics Communications* 2.1 (2018): 015030.

[21] Rosato, J., et al. ”A study of Stark broadening for the diagnostic of runaway electrons in ITER.” *AIP Conference Proceedings*. Vol. 1811. No. 1. AIP Publishing LLC, 2017.

[22] Oks, Eugene. ”Monopole contribution to the stark width of hydrogen-like spectral lines in plasmas: Analytical results.” *Plasma* 3.4 (2020): 180-186.

[23] Douis, S., and M. T. Meftah. ”Relativistic effects of the electrons in plasma: correlation function and electronic line broadening.” *The African Review of Physics* 8 (2013).

[24] Naam, A., et al. ”Spectral line broadening by relativistic electrons in plasmas: Collision operator.” *Advances in Space Research* 54.7 (2014): 1242-1247.

[25] Gossa, H., et al. ”The spectral line asymmetry of the Doppler effect in relativistic plasmas.” *Europhysics Letters* 139.2 (2022): 20001.

[26] Griem, H. R., et al. ”Stark broadening of neutral helium lines in a plasma.” *Physical Review* 125.1 (1962): 177.

[27] Sahal-Bréchot, S. ”Impact theory of the broadening and shift of spectral lines due to electrons and ions in a plasma (continued).” *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 2, p. 322 (1969) 2 (1969): 322.

[28] Griem, Hans R., Milan Blaha, and Paul C. Kepple. ”Stark-profile calculations for Lyman-series lines of one-electron ions in dense plasmas.” *Physical Review A* 19.6 (1979): 2421.

[29] Meftah, Mohammed Tayeb, et al. ”Contribution of Lienard-Wiechert potential to the electron broadening of spectral lines in plasmas.” *Atoms* 6.1 (2018): 6.

[30] Lee, R. W. ”Plasma line broadening of the Lyman- transition including ion dynamics.” *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* 11.6 (1978): L167.

[31] Lee, R. W. ”Plasma line shapes for selected transitions in hydrogen-, helium-and lithium-like ions.” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 40.5 (1988): 561-568.

[32] Baranger, Michel. ”General impact theory of pressure broadening.” *Physical Review* 112.3 (1958): 855.

[33] Baranger, Michel. ”Problem of overlapping lines in the theory of pressure broadening.” *Physical Review* 111.2 (1958): 494.

[34] Baranger, Michel. ”Simplified quantum-mechanical theory of pressure broadening.” *Physical Review* 111.2 (1958): 481.

[35] Griem, Hans R., Alan C. Kolb, and K. Y. Shen. ”Stark broadening of hydrogen lines in a plasma.” *Physical Review* 116.1 (1959): 4.

[36] Kepple, P., and Hans R. Griem. ”Improved Stark profile calculations for the hydrogen lines H α , H β , H γ , and H δ.” *Physical Review* 173.1 (1968): 317.

[37] Sahal-Bréchot, S. and H. Van Regemorter, C. R. Acad. Sci. **256**, 909–610.

[38] Sahal-Bréchot, S. Phys letters, Vol **24A**, 476-477(1967).

[39] Alexiou, Spiros. ”Collision operator for isolated ion lines in the standard Stark-broadening theory with applications to the Z scaling in the Li isoelectronic series 3P-3S transition.” *Physical Review A* 49.1 (1994): 106.

[40] Alexiou, S., and R. W. Lee. ”Semiclassical calculations of line broadening in plasmas: Comparison with quantal results.” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 99.1-3 (2006): 10-20.

[41] Kelleher, D. E., and W. L. Wiese. ”Observation of ion motion in hydrogen Stark profiles.” *Physical Review Letters* 31.24 (1973): 1431.

[42] W. L. Wiese, D. E. Kelleher, V. Helbig, Phys. Rev. **A11**,1854(1975).

[43] Ferri, Sandrine, et al. ”Ion dynamics effect on Stark-broadened line shapes: A cross-comparison of various models.” *Atoms* 2.3 (2014): 299-318.

[44] Godbert-Mouret, L., et al. ”Accuracy of stark broadening calculations for ionic emitters.” *Physical review letters* 81.25 (1998): 5568.

[45] Johns, H. M., et al. ”Improved electron collisional line broadening for low-temperature ions and neutrals in plasma modeling.” : *Atomic, MoleculJournal of Physics Bar and Optical Physics* 48.22 (2015): 224009.

[46] Anderson, PHILIP W. ”Pressure broadening in the microwave and infra-red regions.” *Physical Review* 76.5 (1949): 647.

الفصل الأول

عموميات حول البلازما و خطوط الطيف

1.1 مقدمة

تعرف البلازما عند التوازن الترموديناميكي كغاز مؤين مكون من عدد كبير جدا من الأيونات موجبة الشحنة والإلكترونات سالبة الشحنة بـالإضافة إلى ذرات متعادلة تتفاعل جماعيا بقوى كهروستاتيكية حيث تكون الشحنة الإجمالية للبلازما متعادلة كهربائيا.

إن نسبة 99 % من المواد التي تشكل الكون في حالة بلازما، لذلك تعد دراسة البلازما أحد المواضيع المهمة في الفيزياء الحديثة.

إن الكشف عن البلازما ودراستها يتم بتشخيص الإشعاع الكهرومغناطيسي المنبعث منها (ضوء، أشعة سينية، موجات راديو...)، إن هذا الإشعاع لا يرتبط بخصائص مشع معزول فقط، بل بخصائص البلازما المحيطة به، تعد خطوط أطياف الإمتصاص والإنبعاث مفيدة لتشخيص الكثافة الإلكترونية و درجة الحرارة في البلازما [1].

2.1 أهم المقادير في فيزياء البلازما

1.2.1 درجة الحرارة الإلكترونية والأيونية

T_e: تشير لدرجة حرارة الإلكترونات، وتعتبر أكثر أهمية مقارنة بدرجة حرارة الجسيمات الأخرى (أيونات، جسيمات محايدة) في تحديد الظواهر التي تحدث في البلازما.

في نظام متوازن ديناميكيا درجة حرارة الإلكترونات تحقق المعادلة الآتية:

$$\langle E\rangle = \frac{1}{2}m_e\langle v\rangle^2 = \frac{3}{2}KT \tag{1.1}$$

حيث m_e: كتلة الإلكترون، E: الطاقة الحركية، v: سرعة الإلكترون، T_e: درجة حرارة الإلكترونات، K: ثابت بولتزمان.

تعبر المعادلة (1.1) عن تساوي الطاقة الحركية المتوسطة للجسيمات مع طاقة التحريض الحراري.

بما أن كتلة الجسيمات المحايدة والأيونات متقاربة، فتكون لهم درجة حرارة متساوية تقارب درجة حرارة الوسط، في حين أن الإلكترونات لها درجة حرارة مرتفعة.

لكون T_e و E مرتبطان مباشرة لذا يمكن التعبير عن درجة الحرارة T_e في فيزياء البلازما كمقدار

طاقة ووحدتها وحدة طاقة، عادة مـا تأخذ تحت مفهوم الطاقة الحرارية KT_e مثلا نأخذ :

$$KT_e = 1eV = 1.6\times10^{-19}J \tag{2.1}$$

فيكون لدينا:

$$T_e = \frac{1.6\times10^{-19}}{1.38\times10^{-23}} = 11600K^{\circ} \tag{3.1}$$

وعليه:

$$1eV = 11600K^{\circ} \tag{4.1}$$

يـمكن لبلازما معينة أن تـمتلك عدة درجات حرارة في نفس الوقت، وغالبا ما تـمتلك الإلكترونات والأيونات توزيعان مختلفان لدرجتي الحرارة T_e و T_i، وهذا ممكن لأن تكرار تصادمات الأيونات فيما بينها أو الإلكترونات فيما بينها، يـمكن أن يكون أكبر من تكرار تصادمات الإلكترونات والأيونات، عندئذ كل نوع من الأفراد يمكن أن يتواجد في حالة توازن حراري مستقلة عن حالة النوع الأخر، في حالة وجود مجال مغناطيسي فإنه حتى في النوع الواحد من الأفراد وليكن الأيونات يـمكن أن يتواجد في درجتي حرارة مختلفتين وذلك بسبب إختلاف إتجاه القوة المغناطيسية المؤثرة عليها[2].

2.2.1 تردد البلازما

إن للتفاعلات الجماعية دورا مهما في وجود إهتزازات في البلازما، فعند إنزياح جسيماتها المشحونة سلباً (الإلكتًرونات مثلاً) عن وضع توازنها، تصبح الشحنة الموجبة هي الغالبة مما يؤدي إلى نشوء حقل كهربائي داخلي يحاول إعادة هذه الجسيمات المشحونة إلى وضع توازنها [3]، و لكن هذه الجسيمات تتجاوز هذا الوضع، فيؤدي ذلك إلى حدوث إهتزازات في البلازما بتردد يدعى التردد الإلكتروني للبلازما ويعطى في نظام (CGS) بـالعبارة التالية [4]:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi\ n_e\,(e)^2}{m_e}\right)^{1/2} \tag{5.1}$$

حيث n_e: هي كثافة الإلكترونات بوحدة cm^{-3}، e: هي شحنة الإلكترون بوحدة C، m_e: هي كتلة الإلكترون بوحدة g.

أما في حالة انزياح جسيماتها المشحونة إيجابا (الأيونات مثلاً) عن وضع توازنها، فيحدث نفس الشيء لكن بتردد ω_{pi} يدعى بـالتردد الأيوني للبلازما يعطى بـالعلاقة:

$$\omega_{pi} = \left(\frac{4\pi\ n_i\,(Ze)^2}{m_i}\right)^{1/2} \tag{6.1}$$

n_i: هي كثافة الأيون بوحدة cm^{-3}، Ze: هي شحنة الأيون بوحدة C، m_i: هي كتلة الأيون بوحدة g.

3.2.1 طول ديباي

يمكن تعريف طول ديباي λ_D على أنه المسافة التي يتم عندها الحجب الكولومي لأي شحنة كهربائية، و المقصود به حجب شحنة من البلازما بواسطة سحابة من الشحنات المعاكسة، و يمكن فهم هذه المسافة بتصور شحنة موجبة تحيط بها الإلكترونات تخضع لقوتين متعاكستين، قوة التجاذب الكولومي التي تؤثر بها الشحنة الموجبة، وقوة أخرى سببها التهيج الحراري.
طول ديباي أو مسافة الحجب يعطى بـالعلاقة [4]:

$$\lambda_D = \left[\frac{KT_e}{4\pi n_e e^2}\right]^{\frac{1}{2}} \approx 6.9\sqrt{\frac{T_e}{n_e}}\ (CGS) \tag{7.1}$$

حيث K: ثابت بولتزمان، T_e: درجة حرارة الإلكترونات.

4.2.1 طول موجة دي بروغلي الحرارية

يعطي تقديرا للطبيعة الكمية لجسيمات البلازما، ويعرف بـالعبارة التالية:

$$\lambda_{th} = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mKT}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{8.1}$$

حيث $\hbar$: ثابت بلانك المختزل، m: كتلة الجسيم، T: درجة الحرارة.

5.2.1 نصف قطر الكرة الإلكترونية والأيونية

نصف قطر الكرة الإلكترونية يميز البعد المتوسط بين إلكترونين ويعطى من الشكل [5]:

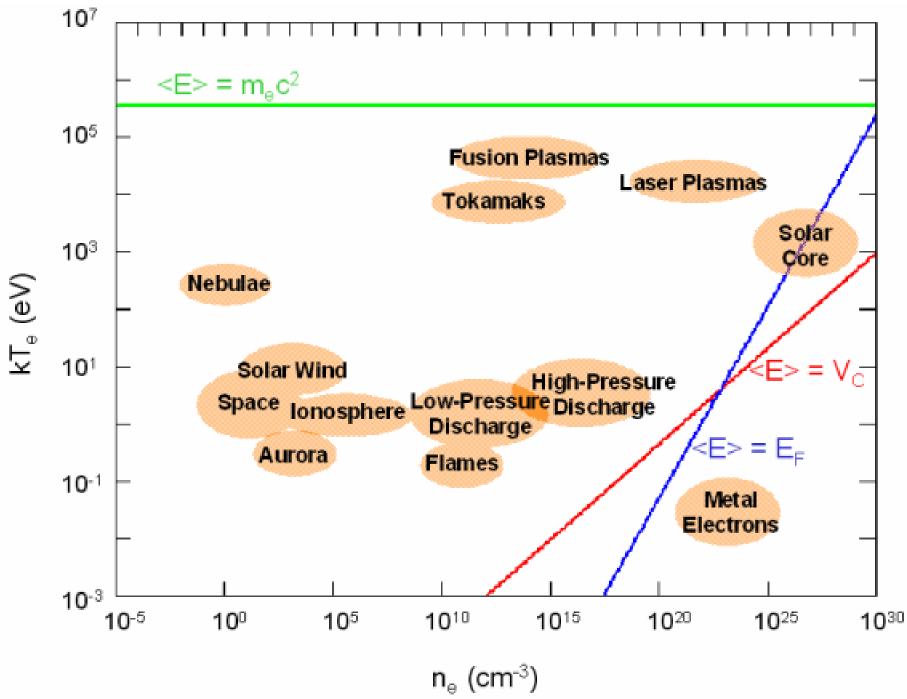
$$r_e = \sqrt[3]{\left(\frac{3}{4\pi n_e}\right)} \tag{9.1}$$

نصف قطر الكرة الأيونية يميز البعد المتوسط بين أيونين ويعطى من الشكل:

$$r_i = \sqrt[3]{\left(\frac{3}{4\pi n_i}\right)} \qquad (10.1)$$

3.1 أصناف البلازما

يمكن تصنيف مختلف أشكال البلازما من خلال توزعها في مخطط الطاقة الحرارية للإلكترونات KT_e على محور التراتيب مقابل الكثافة الإلكترونية n_e على محور الفواصل، كما هو موضح في الشكل (1.1)، حيث هذا المخطط يُظهر أنواعا مختلفة من البلازما وهي : البلازما الفلكية، البلازما الشمسية، بلازما الحالة الصلبة، الإندماج النووي والتطبيقات التقنية.



شكل 1.1: أصناف البلازما حسب سلما الطاقة الحرارية KT_e والكثافة الإلكترونيتان n_e[6].

يشير الخط الأخضر في المخطط إلى القيمة الحدية للبلازما غير النسبوية، ويتم توضع البلازما المتحللة (degenerate) وغير المثالية (non-ideal) على يمين الخطين الأزرق والأحمر على التوالي.

البلازما غير المثالية سميت وفقا لنظرية الغازات، حيث في هذه البلازما تكون الطاقة الحركية المتوسطة للإلكترونات $\langle E\rangle$ أقل من جهد كولوم لتفاعل الإلكترونات V_c عند المسافة المتوسطة بين الإلكترونات

$\langle r_e \rangle$ حيث:

$$V_c = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \langle r_e \rangle} = \frac{e^2 n_e^{1/3}}{4\pi\varepsilon_0} \tag{11.1}$$

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} K T_e \tag{12.1}$$

حيث ε_0: تمثل سماحية الفراغ الكهربائية.

عند منطقة الخط الأحمر من المخطط يتحقق $\langle E \rangle = V_c$ والتي توافق $KT_e \sim n_e^{1/3}$، أما في حالة البلازما المتحللة تكون الطاقة الحركية المتوسطة للإلكترونات $\langle E \rangle$ أصغر من طاقة فيرمي لغاز الإلكترونات الحرة E_F، التي تعطى عبارتها كما يلي:

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left(3\pi^2 n_e\right)^{2/3} \tag{13.1}$$

عند منطقة الخط الأزرق من المخطط يتحقق $\langle E \rangle = E_F$ و التي توافق $KT_e \sim n_e^{2/3}$.

يمكن معالجة جميع أنواع البلازما أسفل الخط الأخضر بطريقة غير نسبوية، أما البلازما الموجودة بجوار الخط الأخضر يمكن معالجتها نسبويا، كما نلاحظ أن الحد الأقصى للكثافة الإلكترونية للبلازما في هذا المخطط تصل إلى $10^{30} cm^{-3}$، والطاقة الحرارية الإلكترونية الحدية تصل إلى $10^6 eV$.

في عملنا نتحرى عن المنطقة بجوار الخط الأخضر (البلازما النسبوية) ذات طاقة حرارية إلكترونية عالية مابين $(KT_e = 10^4 eV \longrightarrow 5 \times 10^5 eV)$ و على اليسار القريب من الخط الأزرق عند كثافات إلكترونية عالية جدا $(n_e = 10^{21} cm^{-3} \longrightarrow 10^{26} cm^{-3})$.

4.1 طرق معالجة البلازما

يطلق على الدراسة العامة الشاملة على التأثيرات المتبادلة بين الغازات المتأينة والمجالات الكهرومغناطيسية المتعلقة بالزمن إسم حركية البلازما، و بسبب العديد من المسائل المهمة في هذا المجال يكون من المستحيل معالجة البلازما على نحو كاف بدلالة صياغة عينية خالصة وبدلا من ذلك يكون من الضروري إستخدام ما يطلق عليه إصطلاحا بالنظرية الحركية.

ينبغي دراسة الإلكترونات والأيونات الإنفرادية، وينبغي الأخذ بعين الإعتبار تصادمها مع الجسيمات الأخرى خلال حل معادلة بولتزمان الإنتقالية، لهذا ستظهر صياغة دقيقة جدا لمشاكل البلازما،

ولكن عموما يكون حلها معقدا للغاية بـاستثناء الحالات التي يجوز فيها إهمال عدد من الحدود في معادلة بولتزمان [7].

نهتم في دراستنا بـالتوزيعين التاليين:

1.4.1 توزيع ماكسويل بولتزمان (Maxwell–Boltzmann)

يفسر توزيع ماكسويل بولتزمان توزيع السرعات $f(\overrightarrow{v})$ للجسيمات المختلفة، ويعطى قانونه العام كـالتالي [8]:

$$f(\overrightarrow{v})dv = 4\pi v^2 (\frac{m}{2\pi KT})^{(3/2)} exp(\frac{mv^2}{2KT})dv \quad (14.1)$$

ويمكن التعبير عن المعادلة السابقة بدلالة الطاقة الحركية حيث: $E = \frac{1}{2}mv^2$

$$f(E)dE = \frac{2E^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\pi}(KT)^{(3/2)}} exp(\frac{E}{KT})dE \quad (15.1)$$

2.4.1 توزيع جوتنر- ماكسويل (Jüttner-Maxwell)

توزيع جوتنر- ماكسويل هو توزيع لسرعات الجسيمات في غاز إفتراضي من الجسيمات النسبوية.
يعتبر توزيع جوتنر- ماكسويل غازًا مثاليًا كلاسيكيًا حيث تكون الجسيمات مخففة ولا تتفاعل بشكل كبير مع بعضها البعض، الإختلاف عن حالة توزيع ماكسويل هو أن تأثيرات النسبوية الخاصة تؤخذ في الإعتبار.

في حدود درجات الحرارة المنخفضة T أقل بكثير من (mc^2/K) (حيث m: هي كتلة نوع من الجسيمات المكونة للغاز، c: هي سرعة الضوء)، يصبح هذا التوزيع مطابقًا لتوزيع ماكسويل بولتزمان.
يُنسب هذا التوزيع إلى (Ferencz Jüttner)، الذي إشتقه سنة1911 [9]، وقد أصبح معروفًا بـاسم توزيع جوتنر- ماكسويل عن طريق القياس على اسم توزيع ماكسويل بولتزمان الذي يشيع إستخدامه للإشارة إلى توزيع ماكسويل.

عندما يصبح الغاز أكثر سخونة حيث KT يقترب أو يساوي mc^2، فإن التوزيع الإحتمالي لمعامل لورانتز γ في غاز ماكسويلي نسبوي يتم إعطاؤه بواسطة توزيع جوتنر- ماكسويل كما يلي [10]:

$$f\left(\beta\right)d\beta = \frac{\gamma^5 \beta^2 d\beta}{\theta K_2\left(1/\theta\right)} \exp\left(-\gamma/\theta\right) \quad (16.1)$$

حيث:

$$\theta = \frac{KT}{m_e c^2}, \quad \gamma = 1/\sqrt{(1-\beta^2)}, \quad \beta = v/c \tag{17.1}$$

حيث $K_2\,(1/\theta)$: تمثل دالة (Bessel) من الصنف الثاني، m_e: تمثل كتلة الإلكترون، v: تمثل السرعة الإبتدائية للإلكترون المتصادم.

5.1 مطيافية البلازما

تتم دراسة البلازما من خلال الإشعاع الكهرومغناطيسي الصادر عنها، إذ يحلل الطيف الوارد منها كيفيا وهذا لمعرفة العناصر التي تشكل البلازما، وكميا لمعرفة تراكيزها و درجات حرارتها و بصفة أعم يمكن القول أن الإشعاع الوارد عن البلازما مشخص جيد لمعرفة حالة البلازما [11].

1.5.1 الرمز الطيفي

من المعلوم أن الحالات الذرية توصف باستعمال الترميز الطيفي، وذلك بتحديد مضروب اللف $2S+1$ والعزم الزاوي المداري الكلي L بالإضافة إلى العزم الزاوي الكلي للإلكترون J ونكتب:

$$^{2S+1}L_J \tag{18.1}$$

كما هو الحال بالنسبة للدوال التي تصف إلكترون واحد. يمكن تحديد قيم L بالحروف بدلا من استخدام الأعداد كما هو موضح في الجدول 1.1 [12]:

قيم L	0	1	2	3	4
الرمز	S	P	D	F	G

جدول 1.1: قيم ورموز العزم الزاوي المداري L

من أجل $L \geq 3$ نتبع الترتيب الأبجدي.

2.5.1 قواعد الإنتقاء (الإصطفاء)

لحدوث إنتقال إلكترون من مستوى ذري إلى آخر، وذلك في تقريب ثنائي القطب الكهربائي يجب توفر الشروط التالية [12]، [13]:

بالنسبة للازدواج (الربط) $J-J$

$\Delta J = 0, \pm 1$ باستثناء الإنتقال $0 \longrightarrow 0$

$\Delta M_J = 0 \pm 1$ حيث $M_J = M_L + M_S$

بالنسبة للازدواج (الربط) $L-S$

$\Delta L = \pm 1$ ومنه $\Delta M_L = 0, \pm 1$ حيث $L < M_L < -L$

$\Delta S = 0$

$\Delta J = 0, \pm 1$ أي $\Delta M_J = 0, \pm 1$ باستثناء الإنتقال $0 \longrightarrow 0$.

6.1 أنواع التعريضات لخطوط الطيف المنبعثة من البلازما

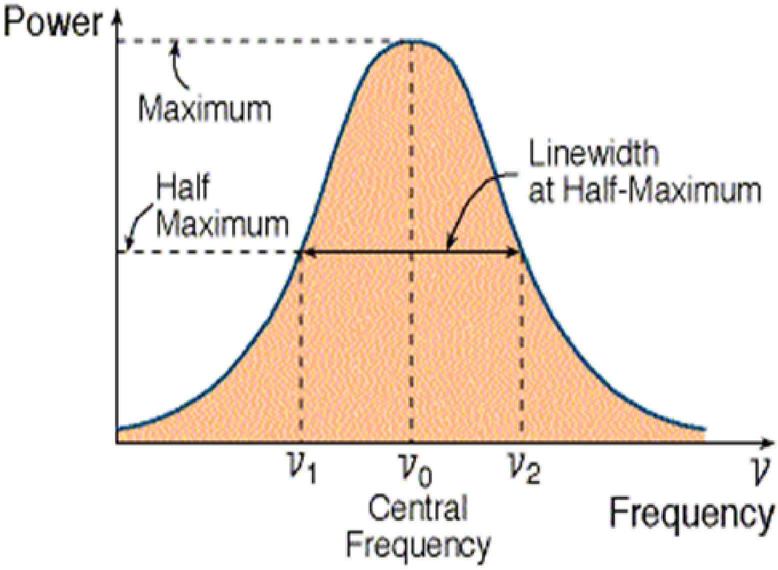
يعتبر عرض الخطوط الطيفية المنبعثة من طرف البلازما أداة هامة لدراسة إنبعاث الأيونات، وهو وسيط يستعمل لإعطاء معلومات عن درجة الحرارة المحلية والكثافة، والتي لا يمكن الحصول عليها من خلال وسائط أخرى.

ترتبط الخطوط الطيفية الناتجة عن الإنبعاث أو الإمتصاص في الإنتقالات الإشعاعية بتردد الإنتقال ν_{ij} أي أن الخطوط الطيفية لها نفس توزيع الترددات [13]، [14]، [15].

للتعبير عن شكل وعرض الخط الطيفي يمكن إستخدام العديد من الطرق ولكن سنستخدم الطريقة الأكثر شيوعاً وهي التعريض عند منتصف القمة $FWHM$ (Full Width at Half Maximum) كما في الشكل 2.1.

نعرف تعريض الخط باستعمال بُعد التردد على أنه الفرق بين الترددات الموافق لمنتصف القمة $\Delta\nu$ ، حيث عرض الخط عموما في وحدة التردد يحقق: $(\omega = 2\pi\nu \Rightarrow \Delta\omega = 2\pi\Delta\nu)$ وباستعمال وحدة الطول الموجي λ:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \Rightarrow \Delta\lambda = \frac{-c}{\nu^2}\Delta\nu = \frac{-\lambda}{\nu}\Delta\nu \qquad (19.1)$$



شكل 2.1: نموذج لأحد أشكال خطوط الطيف المعرض [13]

يوجد العديد من العوامل التي تؤدي إلى تعريض الخطوط الطيفية الممتصة أو المنبعثة من المشع في البلازما وعرض الخط الطيفي هو مزيج من هذه العوامل، يمكن تصنيفها إلى أربعة تعريضات رئيسية:

1.6.1 التعريض الطبيعي

يرتبط هذا التعريض بمبدأ هيزنبرغ وهو عدم اليقين في الزمن والطاقة، حيث أننا لا نستطيع تحديد الزمن والطاقة في نفس الوقت، وعدم اليقين في الطاقة سببه عدم اليقين في الطول الموجي والتردد.

$$\Delta\nu = \frac{A_{21}}{2\pi} \tag{20.1}$$

A_{21}: معامل أنشتاين للإنبعاث التلقائي.

التعريض الطبيعي في كثير من الأحيان لا يذكر بالمقارنة مع التعريضات الأخرى، نظرا لأن عرض الخط الطبيعي صغيرا جدا [16]، [17].

إقترض كل من (Weisskopf et Weigner) النظرية التي تنص على تبعثر الترددات حول التردد المركزي ν_{ij} :

$$h\nu_{ij} = E_j - E_i \tag{21.1}$$

حيث E_i: طاقة المستوى الأدنى، E_j: طاقة المستوى الأعلى للذرة، h: ثابت بلانك.
إحتمالية إنبعاث فوتون ذو تردد بين ν و $\nu + d\nu$ تكتب:

$$\begin{aligned} J(\nu)\, d\nu &= \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\gamma_i+\gamma_j}{4\pi}}{(\nu-\nu_{ij})^2 + \left(\frac{\gamma_i+\gamma_j}{4\pi}\right)^2} d\nu \\ \gamma_i &= \frac{1}{\tau_i} \\ \gamma_j &= \frac{1}{\tau_j} \end{aligned} \tag{22.1}$$

τ_i: فترة الحياة للمستوى الأدنى، τ_j: فترة الحياة للمستوى الأعلى، $J(\nu)$: شكل لورانتز.

2.6.1 تعريض دوبلر

ينشأ تعريض دوبلر للخطوط الطيفية عن طريق تحديد توزيع الترددات من خلال تحديد سرعة الذرات المتحركة (السرعة الحرارية).
في حالة إنبعاث الأشعة ، فإن الجسيمات المُشعة (ذرات، أيونات)أثناء إصدارها للإشعاع تكون متحركة، عندها المطياف (المراقب)يقيس ترددات مختلفة حيث هذه الترددات المقاسة تعتمد على السرعة النسبوية (سرعة الجسيمات المُشعة بالنسبة للمراقب) كما هو موضح في المعادلة التالية [18]،[19]:

$$\Delta\nu = \nu_0 - \nu = \nu \frac{v}{c} \tag{23.1}$$

v: سرعة الذرات المشعة بـالنسبة للمراقب، ν_0: تردد المشع في حالة السكون، c: سرعة الضوء في الفراغ.
خط الطيف ناتج عن توزيع التردد المتناظر حول التردد المنبعث من الذرة عند السكون، ويكون خط الطيف المُعرض بفعل دوبلر على شكل غاوص وتعطى عباته من الشكل:

$$\frac{I_\nu}{I} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2\right] \tag{24.1}$$

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \frac{v_{pr}}{c} \tag{25.1}$$

حيث I: الشدة الإجمالية لخط الطيف، I_ν: الشدة الموافقة للتردد ν، $\Delta\nu$: إنزياح دوبلر للتردد المطابق للسرعة الأكثر إحتمالا v_{pr}.

التوزيع السابق هو توزيع غاوص المسمى بتعريض دوبلر حيث:

$$\Delta\nu_D = \nu_0\sqrt{\frac{2KT}{mc^2}}\ (Hz) \qquad (26.1)$$

T: درجة الحرارة بالكلفن، $m = A.m_p$: هي الكتلة بوحدة الكتل الذرية، A: هو العدد الكتلي، m_p: هي كتلة البروتون، ν_0: تردد مركز الخط، حيث التعريض عند منتصف القمة:

$$2\Delta\nu_D = 7.16\times 10^{-7}\nu_0\sqrt{\frac{T}{A}} \qquad (27.1)$$

3.6.1 التعريض بالتصادم

هذا النوع من التعريض يحدث بسبب فعل الجسيمات المحيطة بالذرة أو الأيون المشع، يمكن تقسيم التعريض بالتصادم إلى ثلاث فئات:

التعريض بالرنين

وذلك بواسطة إضطراب الذرات غير المشحونة (المتعادلة)بتفاعلها مع الذرات المشعة لنفس النوع مثل (تفاعل ثنائي الأقطاب - ثنائي الأقطاب).

تعريض فاندرفلز

يتم بواسطة إضطراب الجزيئات غير المشحونة (المتعادلة) بتفاعلها مع الذرات المشعة الأخرى مثل تفاعل ذرة من نوع A مع ذرة من نوع B.

تعريض ستارك

سببه تفاعل الجسيمات المشحونة (أيونات وإلكترونات) مع (الذرات ، أيونات) المشعة، يتم التعبير عن هذا التفاعل بواسطة تأثير الحقل الأيوني أو الإلكتروني الموضعي على الجسيمات المشعة، الحقل يعمل على إضطراب المستويات الطاقوية وتحليلها إلى عدة مستويات، [20]، [21]، سنركز على تعريض ستارك الإلكتروني أكثر لأن دراستنا تعتبر جزءا منه.

4.6.1 التعريض بسبب الجهاز

يجب أن نأخذ في الإعتبار التعريض الذي يسببه جهاز المطيافية المستخدم في معالجة خط الطيف في القياس شكل خط الطيف يكون غاوص أو لورانتز أو تراكب للشكلين.

7.1 الأزمنة المميزة لعملية التصادم

هناك نوعان من الأزمنة المميزة لعملية التصادم في البلازما.

1.7.1 الزمن المميز

هو الزمن المهم الذي من خلاله تتم عملية الإشعاع (من خلاله يتحدد تعريض الخطوط)، يرمز له بالرمز t_i حيث:

$$\Delta t_i = \frac{1}{\Delta\omega}, \ \Delta\omega = \omega - \omega_0 \tag{28.1}$$

حيث ω_0: هي التواتر الموافق لمركز خط الطيف.

2.7.1 زمن التصادم

زمن التصادم المتوسط هو الزمن الذي يحدث فيه التصادم بين المشع والجسيم المُحرج، يتم تعريفه على أنه النسبة بين وسيط الصدم ρ للتصادم، والسرعة الحرارية الأكثر إحتمالا للجسيم المُحرج v_{pr}:

$$t_c = \frac{\rho}{v_{pr}} \tag{29.1}$$

حيث:

$$\frac{4}{3}\pi\rho^3 n_e = 1 \tag{30.1}$$

إذا كان الزمن المميز Δt_i أكبر بكثير أو أصغر بكثير من زمن التصادم t_c، يتم تبسيط مشكلة حساب شكل الخط الطيفي إنطلاقا من تقريبين محدودين محتملين [17]، [22]، [23]: تقريب التصادم، التقريب شبه الساكن.

8.1 التقريبات المستخدمة في دراسة تعريض ستارك لخط الطيف

يعرف تعريض ستارك لخط الطيف بذلك الناتج عن تصادم العنصر المشع مع الجسيمات المشحونة (إلكترونات، أيونات)، يستخدم في حساب هذا التعريض عدة تقريبات:

1.8.1 تقريب المسار الكلاسيكي

وهنا يجب أن توصف حركة الإلكترون الحر (المتصادم للعنصر المشع) كلاسيكيا حيث يعتبر المسار خطا مستقيما للجسيم المحايد والمشحون على حد سواء غير أنه لوحظ أن الإلكترون له مسار قطع زائد عندما يصطدم مع أيون في نموذج التفاعل الثنائي [24].

2.8.1 تقريب نصف الكلاسيكي

يعالج المشع في إطار الكم ويعالج الجسيم المضطرب كلاسيكيا [25]، [26].

3.8.1 تقريب التصادم

هذا التقريب صالح من أجل زمن التصادم t_c أو ما يسمى بالمدة المتوسطة للتفاعل، تكون أقل بكثير من الزمن الفاصل بين تصادمين Δt_i، الإلكترون له كتلة صغيرة جدا لذا فإن زمن التصادم أقل بكثير من الزمن الفاصل بين تصادمين.
طاقة التفاعل تكون من رتبة [24]، [27]:

$$\frac{e^2 n^2 a_0}{Z\rho^2} \tag{31.1}$$

حيث a_0: هو نصف قطر بور لذرة الهيدروجين، n: هو العدد الكمي الرئيسي، ρ: وسيط الصدم، Z: العدد الذري.
تقريب التصادم صالح إذا كانت طاقة التفاعل الناتجة في زمن التصادم صغيرة بالمقارنة مع $\hbar$، يتم تقدير ρ باستخدام المعادلة:

$$\frac{4}{3}\pi r_e^3 = n_e^{-1} \tag{32.1}$$

يتم إستبدال ρ بالبعد المتوسط r_e، n_e: هي كثافة الإلكترونات [17]، حيث:

$$\frac{Z^3 A}{n^6} \gg 1 \tag{33.1}$$

والمقدار A هو:

$$A = \frac{2\left(2\pi m_e K_B T_e\right)^{3/2}}{n_e h^3} \quad (34.1)$$

A: يمثل العدد الكمي للحالات المتاحة لكل إلكترون. تسمح القيم الكبيرة لـ A أمام الوحدة بـاستخدام إحصائية (Maxwell-Boltzmann) الكلاسيكية، القيم الصغيرة لـ A تعني أن غاز الإلكترونات يتحلل، غالباً ما يتم إستيفاء الشرط (33.1)، حتى بـالنسبة للقيم العالية للعدد الكمي الرئيسي n. تفاعل إلكترون مضطرب مع أيون مشع يعطي مؤثر تصادم إلكتروني Φ [28]، [29].
في مؤثر لويفيل (Liouville) $L(t)$، الحد $-i\Phi$ يعبر عن مساهمة الإلكترونات:

$$L(t) = L_0 - l_i(t) - i\Phi \quad (35.1)$$

حيث $l_i(t)$: هو فعل الأيونات، Φ: في عبارة مؤثر لويفيل تعبر عن جميع التعريضات المتجانسة (إلكترونية، طبيعية ...).

4.8.1 التقريب شبه الساكن

هذا التقريب صالح من أجل زمن التصادم t_c أكبر بكثير من الزمن الفاصل بين تصادمين Δt_i، الأيون المضطرب يعالج في إطار هذا التقريب يتميز بأن له درجة حرارة منخفضة و كثافة عالية.
حركة الأيون المضطرب مهملة، حيث تعتبر أيونات ثقيلة، يمكن إستخدام هذا التقريب لحساب تعريض ستارك الناتج عن الأيونات في البلازما [20]، [21]. مؤثر ليوفيل يكتب على النحو التالي:

$$L(t) = L_0 - \overrightarrow{d}.\overrightarrow{E_i}(t) - i\Phi \quad (36.1)$$

$\overrightarrow{d}$: هو عزم ثنائي الأقطاب الكهربائي، $\overrightarrow{E_i}$: هو الحقل الأيوني العنصري.
حساب شكل خط الطيف لستارك يتطلب نماذج عددية، من بين هذه النماذج تم تقديم نموذجين: نموذج (Woltz) و (Hooper) [30]، ونموذج (Calisti) وآخرون [31]، [32]. يستخدم كلا النموذجين التقريب شبه الساكن وتقريب التصادم وآخرون يعطون لمحات عشوائية على أشكال خطوط الطيف الأيونية تسمح بـالمقارنة مع التجارب [30]، [32].

9.1 دراسة خط الطيف في نظام كمي

بـافتراض أن التفاعل بين الجسيمات المُحرجة المتعادلة مهمل، ليبقى عاملان رئيسيان للاضطراب وهما: الأيونات والإلكترونات، يتفاعل هذان النوعان من الجسيمات مع الذرة بواسطة تفاعل كولوم، التفاعل في تقريب ثنائي القطب عبارته كالتالي:

$$V_{cl} = -\overrightarrow{d}.\overrightarrow{E}(t) \tag{37.1}$$

حيث $\overrightarrow{d}$: هو مؤثر عزم ثنائي القطب الكهربائي، $\overrightarrow{E}(t)$: الحقل الكهربائي المطبق من طرف الجسيمات المُحرجة على مركز الذرة خلال مدة زمنية t.

في حالة الجسيم المشع عبارة عن أيون تكون عبارة كمون كولوم بين المُحرج والمشع هي كالتالي:

$$\frac{Z_{em}.Z_p e^2}{r} \tag{38.1}$$

حيث Z_{em} و Z_p: هما العددان الذريان للجسيم المشع والجسيم المُحرج على التوالي، r: هي المسافة بين المُحرج ومركز الأيون المشع.

في حالة الإنبعاث التلقائي، الإستطاعة الإشعاعية الكلية لجسيمة مُشعة تكتب:

$$P_{\alpha\longrightarrow\beta} = \frac{4\omega_{\alpha\beta}^4}{3c^3}|\langle\alpha|d|\beta\rangle|^2 \tag{39.1}$$

حيث الإنتقالات تكون من الحالة α ذات طاقة E_α إلى الحالة β ذات طاقة E_β، $\omega_{\alpha\beta}$: هو تواتر الإنبعاث حيث: $\omega_{\alpha\beta} = (E_\alpha - E_\beta)/\hbar$، c: هي سرعة الضوء في الفراغ، $P(\omega)$: إستطاعة الإشعاع في وحدة التواتر وتكتب كما يلي:

$$p(\omega) = \frac{4\omega^4}{3c^3}I(\omega) \tag{40.1}$$

$I(\omega)$: هو شكل خط الطيف وعبارته كـالتالي:

$$I(\omega) = \sum_{\alpha\beta}|\langle\alpha|\overrightarrow{d}|\beta\rangle|^2\delta(\omega - \omega_{\alpha\beta})\, b_\alpha \tag{41.1}$$

حيث b_α: هو إحتمال وجود الجملة في الحالة α، في حالة التوازن التيرموديناميكي يكون:

$$b_\alpha = \frac{exp\left(-\frac{E_\alpha}{KT_e}\right)}{\sum_\alpha exp\left(-\frac{E_\alpha}{KT_e}\right)} \tag{42.1}$$

حساب $I(\omega)$ يعود إلى تحويل فوري لدالة الترابط لعزم ثنائي الأقطاب الكهربائي $C(t)$ وتعطى عبارتها كـالتالي:

$$C(t)=\sum_{\alpha\beta}|\langle\alpha|\overrightarrow{d}|\beta\rangle|^{2}exp\left(-i\omega_{\alpha\beta}t\right)b_{\alpha} \tag{43.1}$$

نعيد كتابة $I(\omega)$ كـالتالي:

$$I(\omega)=\frac{1}{\pi}Re\int_{0}^{\infty}C(t)\exp\left(i\omega t\right)dt \tag{44.1}$$

من خلال المعادلة (43.1)، مؤثر التطور الإجمالي للنظام بإظهار معادلة شرودينغر يكون كـالتالي:

$$T_{T}(t,0)=\exp\left(-\frac{iHt}{\hbar}\right) \tag{45.1}$$

حيث:

$$H=H_{E}+H_{B}+V_{EB} \tag{46.1}$$

حيث H: هو الهاميلتون الإجمالي للنظام، H_E: هو هاميلتون الجسيمات المُشعة، H_B: هو هاميلتون الجسيمات المُحرجة، V_{EB}: هو كمون التفاعل بين المُحرج والمشع.
دالة الترابط الذاتي لثنائي الأقطاب نستطيع كتابتها كـتتبع لحالات نظام كمي:

$$C(t)=T_{r}\left\{\overrightarrow{d}\,T_{T}^{+}(t)\,\overrightarrow{d}\,T_{T}(t)\,b\right\} \tag{47.1}$$

بـافتراض أن النظام يتكون من الجسيم المشع ومجموعة من الجسيمات المُحرجة في حالة توازن عند درجة الحرارة T_e تتم كتابة مصفوفة الكثافة لهذا النظام في حالة مجموعة أساسية:

$$b=\exp\left(-\frac{H}{KT_{e}}\right) \tag{48.1}$$

إذا إفترضنا أنه لا يوجد سوى تزاوج ضعيف بين (المشعات) ونظام الجسيمات المُحرجة $\frac{V_{BE}}{KT_e}\ll\frac{H_E+H_B}{KT_e}$، مصفوفة الكثافة في اللحظة الإبتدائية يمكن أخذها في الإعتبار $b_E b_B$ حيث b_E و b_B: هما على التوالي مصفوفتا الكثافة النسبية للمشع و الجسيمات المُحرجة [28].
الشرط $\hbar\omega\ll KT_e$ يكافئ شرط تقريب تزاوج ضعيف، لم يعد هذا التقريب صالحاً في الجناح البعيد

لشكل خط الطيف، من خلال التحليل إلى عوامل، يمكننا حساب التتبع (the trace) في المعادلة (47.1) على التوالي على كل نظام فرعي:

$$C\left(t\right)=T_{rE}\left\{T_{rB}\left(\overrightarrow{d}T_{T}^{+}\left(t\right)\overrightarrow{d}T_{T}\left(t\right)b_{B}\right)_{moy}b_{E}\right\} \qquad (49.1)$$

حيث قيم التتبع T_{rE} و T_{rB} تتعلق على التوالي بحالات المشع والجسيمات المُحرجة.

يمكن حساب دالة الترابط الذاتي لثنائي الأقطاب بطريقة كمومية بحتة، ولكن في معظم الحالات يمكن وصف المشكلة عن طريق تقريب المسار الكلاسيكي لتعيين موضع نقطة ومسار كلاسيكي لكل مُحرج، تسمح لنا هذه الفرضيات المختلفة بكتابة دالة الترابط الذاتي لثنائي الأقطاب من الشكل:

$$C\left(t\right)=T_{rE}\left\{\left(\overrightarrow{d}T^{+}\left(t\right)\overrightarrow{d}T\left(t\right)\right)_{moy}b_{E}\right\} \qquad (50.1)$$

{...} يعني أننا نأخذ متوسطًا كلاسيكيًا للمجموعة في فضاء الأطوار للجسمات المُحرجة، و مؤثر التطور الذي يعمل على الدالة الموجية للمشع،الذي يحقق معادلة شرودينغر:

$$i\hbar\frac{dT\left(t\right)}{dt}=\left[H_{E}+V_{cl}\left(t\right)\right]T\left(t\right) \qquad (51.1)$$

حيث $V_{cl}\left(t\right)$: هي طاقة التفاعل في المعادلة (37.1)، لنعتبر الحقل الكهربائي $\overrightarrow{E}\left(t\right)$ كلاسيكي.

في حالة الذرة ثنائية الإلكترون التي قدمها M.Baranger [29]، مستويات الطاقة للجسيم المشع تنقسم إلى مجموعتين من المستويات "e" و "g" و مكونة من الحالات $(\alpha,\alpha',...)$ و $(\beta,\beta',...)$ على التوالي.

التزاوج لثنائي الأقطاب $\overrightarrow{d}_{\beta\beta'}$ و $\overrightarrow{d}_{\alpha\alpha'}$ تتزاوج على التوالي الحالات الداخلية لنفس المجموعة للمستوى $\{e\}$ والحالات الداخلية لنفس المجموعة للمستوى $\{g\}$.

إذا كان $E_{\alpha\beta}\ll E_{\alpha\alpha'}$، الإنتقالات المستحثة بين المستوى αو β تكون مهملة: هذه هي نظرية عدم الإخماد no–quenching [33]، ومنه $C\left(t\right)$ تكتب إنطلاقا من (50.1) كالتالي:

$$C\left(t\right)=\sum_{\alpha\alpha'\beta\beta'}b_{\alpha}\left\{\overrightarrow{d}_{\alpha\beta}\langle\beta|T^{+}\left(t\right)|\beta'\rangle\overrightarrow{d}_{\beta'\alpha'}\langle\alpha'|T\left(t\right)|\alpha\rangle\right\}_{moy} \qquad (52.1)$$

حيث b_{α}: هو العنصر القطري لمصفوفة الكثافة للجسيم المشع .

دالة الترابط الذاتي تكتب في فضاء لويفيل (l'espace de Liouville) (ملحق أ) كالتالي:

$$C\left(t\right)=\langle\langle\overrightarrow{d^{*}}|\{U_{l}\left(t\right)\}|\overrightarrow{d}\rangle\rangle \qquad (53.1)$$

$\{U_l(t)\}$: يعبر عن القيمة المتوسطة للحالات لمؤثر التطور $U_l(t)$ للنظام، $\langle\langle\overrightarrow{d}|$: هو مؤثر عزم ثنائي الأقطاب الكهربائي المعرف في فضاء لويفيل [34].

من أجل الحالة l، مؤثر التطور $U_l(t)$ في فضاء لويفيل هو حل للجملة التفاضلية التالية:

$$\begin{cases} U_l(t=0) = 1 \\ \frac{d}{dt}U_l = -iL(t)\,U_l \end{cases} \quad (54.1)$$

حيث $L(t)$: هو مؤثر لويفيل المعرف في فضاء لويفيل الذي ينتج عن الجداء التوتري لفضاء هيلبارت H (l'espace de Hilbert) مع مزدوجه H^d حيث:

$$L = \frac{1}{\hbar}\left(H \otimes 1^d - 1 \otimes H^d\right) \quad (55.1)$$

مؤثر لويفيل يعطى بـالعبارة التالية:

$$L(t) = L_0 + l(t) \quad (56.1)$$

حيث $l(t)$: هو مؤثر يتعلق بـالزمن، الذي يعبر عن التفاعل بين أيون مشع مع جسيم مُحرج، و L_0 هو مؤثر لويفيل للجسيم المشع المعزول.

للتعامل مع تعريض ستارك، نحتاج إلى معرفة خصائص الحقل الكهربائي العنصري على مستوى الجسيم المشع الذي تسببه الجسيمات المشحونة، الحقل الكهربائي العنصري عند مبدأ التزاوج $l(t)$، يخضع لعملية عشوائية معقدة للغاية، يمكننا تقسيمها إلى مكونين:

$$E_t(t) = E_i(t) + E_e(t) \quad (57.1)$$

حيث $E_i(t)$: هو الحقل الناتج عن الأيونات، $E_e(t)$: هو الحقل الناتج عن الإلكترونات، لذلك يمكننا عمل المتوسط لـ $U(t)$ على خطوتين، على الإلكترونات وعلى الأيونات.

تختلف الأزمنة المميزة لحركة هذين النوعين من الجسيمات إختلافاً كبيراً، يسمح ذلك بتطبيق تقريبيين لتبسيط حساب $U(t)$ وهما: تقريب التصادم وتقريب شبه ساكن.

المراجع العلمية

[1] عبد الله موسى، "فيزياء البلازما"، مكتبة المجتمع العربي للنشر والتوزيع (2010).

[2] Rax, Jean-Marcel. *Physique des plasmas: Cours et applications.* Dunod, (2005).

[3] P. Fauchais, "Gas ionisés et plasmas," SPCTS (Science des procédés céramiques et des traitement de surface). CNRS UMIR 6638, Université de Limoges–Faculté des sciences, (2000).

[4] Dendy, Richard O. P*lasma Dynamics: Science and Mathematics/-Physics/Plasma Physics.* Oxford University Press, (1990).

[5] ر. ميلفورد، ترجمة : يحي عبد الحميد الحاج علي و الدكتور رحمن رستم عبد الله ، "أساسيات النظرية الكهرومغناطيسية"، وزارة التعليم العالي والبحث العلمي، جامعة الموصل، العراق (1988).

[6] Möller, Wolfhard. "Fundamentals of Plasma Physics." *University of Technology Dresden* (2014).

[7] يحي عبد الحميد الحاج علي - رحمن رستم عبد الله، "أساسيات النظرية الكهرومغناطيسية"، جامعة الموصل، العراق، (1959).

[8] فلاديمير كارتسيف -بيزتر خازانوفسكي، "آلاف السنين من الطاقة" ، ترجمة علم المعرفة،الكويت، (1994).

[9] F. Jüttner, Annalen der Physik,339(5): 856–882. Bibcode:1911AnP...339..856J.(1911).

[10] J. L. Synge, “The Relativistic Gas,” Series in physics. North-Holland. LCCN 57003567. (1957).

[11] شيحي إسماعيل، أطروحة دكتوراه بعنون " حساب دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي ومشتقاته داخل البلازما، باستخدام المحاكاة العددية مونتي كارلو: تطبيق على طيف الهليوم "، جامعة قسنطينة (2005).

[12] J. Tennyson, “*Astronomical Spectroscopy*,” Imperial College Press, London, (2005).

[13] W. Demtröder, “*Atoms ,Molecules and Photons An Introduction to Atomic, Molecular and Quantum-Physics*,” Springer Verlag Berlin Heidelberg, Germany, (2006).

[14] A. Corney, “*Atomic and Laser Spectroscopy*,” Oxford University Press, New York, (1977).

[15] Khelfaoui, Fethi. *Modèles de profils Stark d’ions: multicharges dans les plasmas chauds*. Diss. Aix-Marseille 1, (1991).

[16] O. Vallée, LASEP(Laboratoire d’Analyse Spectroscopique et d’Énergétique des Plasmas), UPRESEA3269, Faculté des Sciences – Université d’Orléans.

[17] M. O. Cheibetta, Doctorat de 3éme cycle, Université Cheikh Anta Diop de Dakar Sénégal, (2004).

[18] Siegman, Anthony *E. Lasers*. University science books, (1986).

[19] B. H. Bransden, C. J. Joachain, physics of atoms and molecules New York (1983).

[20] Stehlé, C. "JQSRT 44, 135 (1990); see also Astron." Astrophys. Suppl. Ser 104 (1994): 509.

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

[22] H. R. Griem, "Spectral Line Broadening by Plasma," Academic press, New York, (1994).

[23] Meftah, M. T. *Contribution au formalisme de lmélargissement de raies dans les plasma.* Diss. thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).

[24] Baranger, Michel. "Simplified quantum-mechanical theory of pressure broadening." *Physical Review* 111.2 (1958): 481.

[25] Kolb, A. C., and H. Griem. "Theory of line broadening in multiplet spectra." *Physical Review* 111.2 (1958): 514.

[26] Anderson, PHILIP W. "Pressure broadening in the microwave and infra-red regions." *Physical Review* 76.5 (1949): 647.

[27] Baranger, Michel. "Problem of overlapping lines in the theory of pressure broadening." *Physical Review* 111.2 (1958): 494.

[28] H. R. Griem, *Spectral line broadening by plasmas*, chap II, Academic Press Inc, New York, (1974).

[29] M. Baranger, "Atomic and Molecular Processes," Chap 13. Ed. par. D. R. Bates, Academic Press Inc. New York, (1962).

[30] Woltz, L. A., and C. F. Hooper Jr. "Calculation of spectral line profiles of multielectron emitters in plasmas." *Physical Review A* 38.9 (1988): 4766.

[31] Calisti, Annette, et al. "Model for the line shapes of complex ions in hot and dense plasmas." *Physical Review A* 42.9 (1990): 5433.

[32] A. Calisti, F. Khelfaoui, R. Stamm, L. Sylvander et B. Talin, Rapport de Contrat, Université de Provence, (1989).

[33] S. Ferri, thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1999).

[34] Salzmann, David. *Atomic physics in hot plasmas*. No. 97. Oxford University Press, USA, (1998).

الفصل الثاني

التعريض الإلكتروني الكلاسيكي لخطوط الطيف

1.2 مقدمة

في السنوات الأخيرة أصبحت الدراسة النظرية لأشكال خطوط الطيف باستعمال تقريب التصادم محل إهتمام الكثير من الباحثين في مجال فيزياء البلازما.
تم تعميم النظرية الكلاسيكية لـ Lindholm (1941) [1]، ثم يليه Baranger (1958) (a, b, c) [2]، [3]، [4]، الذي تناول مقال Anderson (1949) [5]، حيث قام بتطوير الشكل الكمي الأساسي لخطوط الطيف المعزولة مع مراعاة التصادمات غير المرنة، عمل Baranger يوضح التعريض والإنزياح لخط الطيف المنبعث بين المستويين α و β التي عبر عنها ببساطة إنطلاقا من العناصر القطرية لمصفوفة التشتت $S_{\alpha\alpha}$و $S_{\beta\beta}$ لذرة مشعة أو جسيمة مُحرجة، يتم التعبير عن العرض لخط الطيف كمجموع للمقاطع الفعالة للتصادم.
قدم كل من Griem وآخرون [6]، [7] النظرية المطبقة على الخطوط الطيفية المعزولة المتوالدة. إن حساب مؤثر التصادم الإلكتروني من أجل خطوط معزولة أحرز تقدما كبيرا منذ سنة 1962، من طرف Griem ، Baranger ، Kolb ، Ortel (G. B. K. O) [8] و Sahal-Bréchot [9]، [10]، حيث قاموا باستخدام نتائج Baranger بنجاح من خلال إعتماد التقريب شبه الكلاسيكي.
أخذ الباحثون الأوائل في الإعتبار تفاعل ثنائي الأقطاب فقط ولم يميزوا بين الذرات المحايدة والأيونات، حيث إعتبروا مسارات هذه الجسيمات مستقيمة، ثم يليه آخرون، أخذوا في الإعتبار فعل جاذبية كولوم لخطوط الأيونات المشعة(المُصدرة)، حيث إعتبروا مسار الإلكترون على شكل قطع زائد، وأظهروا أن هذا الفعل مهم جدا في حالة الطاقات الضعيفة وهذا يؤدي إلى زيادة كبيرة في قيمة مؤثر التصادم، أظهروا أيضًا أن مساهمة الحد الذي يتعلق برباعي الأقطاب للتصادمات المرنة يمكن أن يمثل الربع من العرض الإجمالي للخط.
تم إجراء تجارب الإختبار من طرف Glenzer وآخرون [11] و Peres وآخرون [12] و Blagojevic وآخرون [13] حيث أظهروا إختلافًا مع النظرية التي إقترحتها مجموعة الباحثين (G. B. K. O)، ركزت هذه التجارب على خطوط الطيف المعزولة من أجل $\Delta n = 0$ لأيونات أشباه الليثيوم التي لا تتأثر بشدة تعريض ستارك الأيوني [14]، [15] وهي مرشحة جيدة لإختبار التعريض الإلكتروني.
في هذا الفصل سنتطرق إلى صيغة وشكل المسار للإلكترون مُحرج متصادم مع أيون مشع، الذي يسمح بكتابة معادلة الحركة لمتغيرات غير نسبوية في إطار تقريب ثنائي القطب وتقريب التصادم ثم

سنصل إلى عبارة مؤثر التصادم الإلكتروني الكلاسيكي بمساهمة تصحيح البنية الدقيقة للأيون المشع مع إحترام وحدة مصفوفة التشتت S، مع مناقشة قيم الحد الأدنى والحد الأعلى لوسيط الصدم.

2.2 ظاهرة التصادمات في البلازما

البلازما وسط معقد جدا يحتوي على أنواع كثيرة من الدقائق المجهرية ذات طبائع مختلفة (ذرة، أيون، إلكترون)، بإعتبار أن جميع جزيئات الغاز تتفاعل مع بعضها البعض بقوى متعلقة بمواضعها، فإذا إقتربت جسيمتان أو أكثر من بعضهما البعض بمسافات قصيرة، حيث تكون طاقة التفاعل قابلة للمقارنة بالطاقة الحركية، عندها يمكن القول أنه حدث تصادم بين الجسيمات ويتجلى ذلك في تغيير مساراتها، كما أنها تستأنف مسارها المستقيم بعد التصادم.
تحدث التصادمات المتعددة داخل البلازما بسبب الإثارة الحرارية، مما يسمح بتغيير في الطاقة وتحويل كمية الحركة بين الجسيمات، هذه التغيرات مهمة جدا لأنها تسمح للبلازما بالوصول إلى حالة التوازن [16]. التقريب المستخدم في هذه الدراسة هو تقريب التصادم حيث يتميز بأنه عالي السرعة، وخطوط الطيف لها شكل لورانتز.

1.2.2 أنواع التصادمات

نميز نوعان من التصادم:

التصادم المرن

يحدث هذا التصادم بين جسيمتين حيث الحالة الداخلية للجسيمتين لا تتغير وكذا طاقتها الداخلية[17]، لكن يحدث تغيير في مساراتها، يتم تحويل الطاقة الحركية وتغير في كمية الحركة.

التصادم غير المرن

يحدث هذا التصادم بين جسيمتين، تتغير فيه كل من الحالة الداخلية للجسيمتين والطاقة الداخلية أيضا، هذا التصادم ينتج عنه تدمير الجزيئات (التأين، الإثارة، إعادة تركيب) [19]، تغيير الحالة أو طبيعة الجسيمات يحدث عن طريق فقدان جزء من الطاقة الحركية للجسيمات الواردة نتيجة التفاعل.

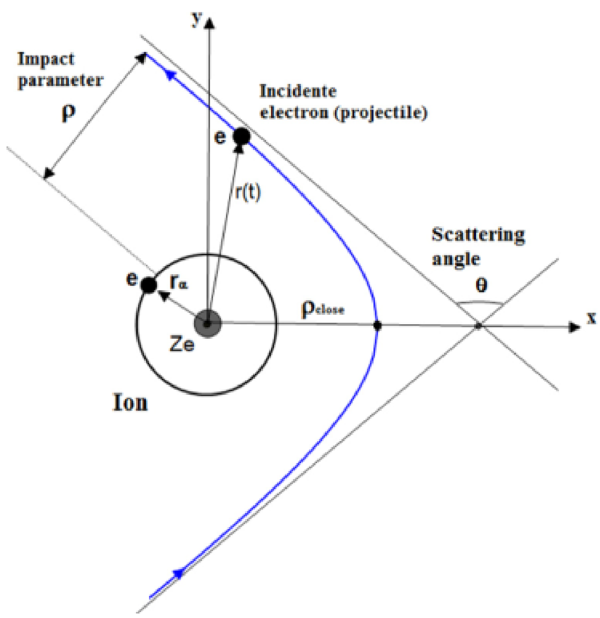
2.2.2 مسار الإلكترون المُحرج

الحقل الذي تكون فيه الطاقة الكامنة متناسبة عكسا مع r والقوى تتناسب عكسا مع r^2 هو المثال الأكثر أهمية للحقل المركزي، مثل الحقل الكهربائي لكولوم الذي نهتم بدراسته في هذا الفصل، يمكن أن تكون قوى كولوم تجاذبية أو تنافرية، لكن في هذا العمل نهتم بقوة كولوم التجاذبية بين إلكترون-أيون متصادمين، حيث أن الجسيم المشع هو أيون يحمل شحنة موجبة $+(Z_{em})e$، والجسيم المُحرج هو إلكترون حر يحمل شحنة سالبة $-e$، الطاقة الكامنة لكولوم نستطيع كتابتها كـالتالي:

$$W(r) = -\frac{\alpha}{r} \tag{1.2}$$

حيث $\alpha = (Z_{em})e^2$: هو ثابت موجب دوما، Z_{em}: يمثل العدد الذري لأيون مشع.

عندما تكون الطاقة الكلية للجملة أقل من الصفر $E_T < 0$: فإن حركة الجسيم تكون منتهية، و يكون الجسيم مقيدا، من أجل $E_T > 0$: فإن حركة الجسيم تكون غير منتهية، ويكون الجسيم حرا.



شكل 1.2: مخطط يوضح المسار الزائدي للإلكترون الحر المتصادم مع أيون مشع ذو شحنة موجبة $Z_{em}e$ حيث $\vec{r}(t)$: هو متجه نصف القطر للالكترون الحر ، $\vec{r}_a(t)$: هو متجه نصف القطر للإلكترون الذري، حيث الأيون المشع عند مبدأ الإحداثيات O، المحور Oz عمودي على المستوي Oxy، ρ: هو وسيط الصدم، θ: زاوية التشتت، ρ_{close}: هي مسافة الإقتراب الأقرب.

يمكن كتابة المعادلة التي تعبر عن شكل المسار الزائدي التجاذبي للإلكترون المضطرب الذي يؤثر بحقل

كولوم على الأيون المشع [20] كـالتالي:

$$\frac{\rho^2}{r\rho_e} = 1 - \epsilon cos\varphi \tag{2.2}$$

حيث:

$$\rho_e = \frac{\alpha}{mv^2} \tag{3.2}$$

$$\epsilon = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\rho_e}\right)^2} \tag{4.2}$$

حيث $\left(\frac{\rho^2}{\rho_e}, \epsilon\right)$: يسميان على الترتيب اللامحورية (the eccentricity)، معامل المدار.
مسافة الإقتراب الأقرب عن المركز يمكن أن تكتب:

$$\rho_{close} = \frac{\rho^2}{\rho_e\left(\epsilon + 1\right)} = \rho_e\left(\epsilon - 1\right) \tag{5.2}$$

حيث ρ_e: هو نصف محور القطع الزائد غير النسبوي.
واضح من المعادلة (4.2) أنه تكون $E_T < 0$ لما $\epsilon < 1$ في هذه الحالة تكون الحركة منتهية والمدار على شكل أهليج.
لما $E_T = 0$ تكون $\epsilon = 1$ يكون المسار على شكل قطع مكافئ.
من أجل $E_T > 0$ يكون $\epsilon > 1$ تكون الحركة لانهائية والمسار على شكل قطع زائد.
سندرس حالة إلكترون حر أي الطاقة $E_T > 0$ و $\epsilon > 1$ حيث المسار على شكل قطع زائد، متغيرات معادلة الحركة للمسار الزائدي التجاذبي الموضحة في المرجعين [21]، [22] تكتب كـالتالي:

$$r = \rho_e\left(\epsilon \cosh x - 1\right) \tag{6.2}$$

$$t = \frac{\rho_e}{v}\left(\epsilon \sinh x - x\right) \tag{7.2}$$

$$X = \rho_e\left(\epsilon - \cosh x\right) \tag{8.2}$$

$$Y = \rho_e\sqrt{\epsilon^2 - 1}\sinh x \tag{9.2}$$

وبإعتبار الإحداثيات الديكارتية للجسيمة نجد: $x = r\cos\varphi$ و $y = r\sin\varphi$ حيث r و φ:
يمثلان الإحداثيات القطبية لشعاع الموضع $\vec{r}$ في مستوي حركة الجسيمات.
عبارة مؤثر شعاع الموضع لإلكترون الأيون المشع (الإلكترون المقيد) $R_{\alpha\alpha'} = \frac{r_{\alpha\alpha'}}{a_0}$ الموضح في المعادلة (15) في المرجع [23] والمعادلة (6) في المرجع [24] هي كالتالي:

$$R^2_{\alpha\alpha'} = \frac{3\hbar}{2\ m_e\ a_0^2\omega_{\alpha\alpha'}}\frac{(2\ J_{min}+1)}{(2J_\alpha+1)}f_{\alpha\alpha'} \tag{10.2}$$

حيث J_{min}: هو العزم الزاوي الكلي للمستوي الفرعي الأدنى بين الحالتين α و α'، J_α: هو العزم الزاوي الكلي للمستوي الفرعي α، $f_{\alpha\alpha'}$: شدة الهزاز (the oscillator strengths)، $\omega_{\alpha\alpha'}$: الفرق بين تواترات المستويات الفرعية α و α'، a_0: نصف قطر بور لذرة الهيدروجين.

3.2 التعريض الإلكتروني لخطوط الطيف في الحالة غير النسبوية

من بين التصادمات التي تحدث داخل البلازما نهتم بدراسة تصادم الإلكترونات ، لأنها الأسرع وكتلتها أقل بكثير من كتلة الأيونات، العمل الذي تم إنجازه من طرف Griem, Kolb, Shen أصبح معيارا للعديد من الأبحاث.
في المعادلة(52.1) نحذف مصفوفة الكثافة b_α للجسيم المشع، حيث الحالات الإبتدائية للمشع التي تساهم في الخط الطيفي يفترض أنها متساوية الإحتمالات، تقريب التصادم هو التقريب المستعمل في حساب فعل الإلكترون. مؤثر التطور للنظام عبارته كالتالي [27]:

$$U(t,0) = \exp\left(\frac{iH_E t}{\hbar}\right)T(t,0) \tag{11.2}$$

H_E: يمثل هاميلتون لجسيم مشع غير مُحرَج.
معادلة شرودينغر للإضطراب و بإظهار مؤثر التطور تكتب كالتالي:

$$\begin{aligned} i\hbar\frac{dU(t)}{dt} &= \exp\left(\frac{+iH_E t}{\hbar}\right)V_{cl}(t)\exp\left(\frac{-iH_E t}{\hbar}\right)U(t) \\ &= V'(t)\,U(t) \end{aligned} \tag{12.2}$$

حيث:

$$V'(t) = \exp\left(\frac{+iH_E t}{\hbar}\right)V_{cl}(t)\exp\left(\frac{-iH_E t}{\hbar}\right) \tag{13.2}$$

V_{cl}: يمثل كمون التفاعل المعطى في المعادلة (37.1)، الذي يصف فعل ستارك للحقل الكهربائي الناتج عن الجسيمات المُحرجة.

حل معادلة شرودينغر (12.2) يمكن من كتابتها بشكل تكراري بواسطة سلسلة دايسون [28] :

$$\begin{aligned} U(t,0) &= 1 - \frac{i}{\hbar}\int_0^t V'(t_1)\, dt_1 \\ &+ \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^t V'(t_1)\, dt_1 \int_0^{t_1} V'(t_2)\, dt_2 + ... \end{aligned} \tag{14.2}$$

من خلال المعادلة (14.2) تصبح دالة الإرتباط الذاتي لعزم ثنائي الأقطاب الكهربائي كالتالي :[7]

$$\begin{aligned} C(t) &= \exp\left(\frac{i}{\hbar}(E_\alpha - E_\beta)\, t\right) \\ &\times \left[\overrightarrow{d}_{\alpha,\beta} \ll \alpha\beta|\{U_g(t)\, U_e^*(t)\}_{moy}|\alpha'\beta' \gg \overrightarrow{d}^*_{\alpha',\beta'}\right] \end{aligned} \tag{15.2}$$

لحساب المتوسط لجميع الجسيمات المُحرجة، نعتبر تغيرها في مجال زمني Δt. التغير في الكمية المعنية يعطى:

$$\begin{aligned} \Delta\{U_g(t,0)\, U_e^*(t,0)\}_{moy} &= \{U_g(t+\Delta t,0)\, U_e^*(t+\Delta t,0) \\ &- U_g(t,0)\, U_e^*(t,0)\} \\ &= \{[U_g(t+\Delta t,t)\, U_e^*(t+\Delta t,t) - 1] \\ &\times U_g(t,0)\, U_e^*(t,0)\} \end{aligned} \tag{16.2}$$

في ما يلي، سيكون رمز المتوسط ضمنياً بهذا الرمز {...}. على سبيل المثال $U_g(t+\Delta t,t)$ قياسا على المعادلة (14.2):

$$\begin{aligned} U_g(t+\Delta t,t) - 1 &= -\frac{i}{\hbar}\int_t^{t+\Delta t} V'\left(t_1'\right) dt_1' \\ &+ \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_t^{t+\Delta t} V'\left(t_1'\right) dt_1' \int_t^{t_1} V'\left(t_2'\right) dt_2' + ... \end{aligned} \tag{17.2}$$

بتغيير المتغير $t_1 = t_1' - t$ و $t_2 = t_2' - t$ وتعريف $V'(t)$ الموجود في المعادلة (13.2) نجد:

$$\begin{aligned}\{U(t+\Delta t, t)\} &= \left\{1 - \exp\left(\frac{iH_E t}{\hbar}\right)\left(\frac{i}{\hbar}\int_0^{\Delta t} V'(t_1)\,dt_1\right.\right.\\ &\quad + \left.\left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} V'(t_1)\,dt_1 \int_0^{t_1} V'(t_2)\,dt_2 \ldots\right)\\ &\quad \left.\times \exp\left(\frac{-iH_E t}{\hbar}\right)\right\} \qquad (18.2)\end{aligned}$$

يكون تقريب التصادم مسموحا إذا كانت Δt كالتالي:

Δt كبير بكفاية بحيث يكون المعامل الأول على الجانب الأيمن من المعادلة (16.2) مستقل إحصائيًا عن المعامل الثاني، ويمكن إختزال كليهما إلى المتوسط بشكل منفصل.

Δt صغير بحيث متوسط المعامل الأول صغير جدًا مقارنة بالوحدة، في هذه الحالة يمكننا إستبدال معادلة الفروق بمعادلة تفاضلية، ثم $\{U_g(t)\,U_e^*(t)\}$ يمكن حسابها كالتالي [8]:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\{U_g(t\,,0)\,U_e^*(t\,,0)\} &= \exp\left(\frac{i\,(H_g - H_e)\,t}{\hbar}\right)\Phi_{eg}\\ &\quad \times \exp\left(-\frac{i\,(H_g - H_e)\,t}{\hbar}\right)\{U_g(t\,,0)\,U_e^*(t\,,0)\}\end{aligned} \qquad (19.2)$$

حيث H_e و H_g: هما إسقاطا H_E على الفضاء الأدنى و الأعلى للإنتقال. Φ_{eg} هو مؤثر التصادم الإلكتروني المستقل عن الزمن و الحقل الكهربائي العنصري الأيوني. بمقارنة المعادلتين (16.2) و (19.2) و باستخدام المرافق المركب للمعادلة (18.2) نجد:

$$\begin{aligned}(\Delta t)\,\Phi_{eg} &= \left\{-\frac{i}{\hbar}\int_0^{\Delta t}\left[V_g'(t_1) - V_e^{*'}(t_1)\right]dt_1\right.\\ &\quad + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} V_g'(t_1)\,dt_1 \int_0^{t_1} V_g'(t_2)\,dt_2\\ &\quad + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} V_e^{*'}(t_1)\,dt_1 \int_0^{t_1} V_e^{*'}(t_2)\,dt_2\\ &\quad - \left.\left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} V_g'(t_1)\,dt_1 \int_0^{\Delta t} V_e^{*'}(t_2)\,dt_2\right\} \qquad (20.2)\end{aligned}$$

في هذه العبارة تم إختيار مدة تصادم بسيط أصغر بكثير من Δt. وأصغر بكثير من الزمن المميز للمتغير $U(t,0)$.

يمكن أن تحدث نتيجتين: عندما تكون التصادمات الفردية مستقلة، المتوسط في المعادلة (20.2) يختزل إلى ناتج عدد التصادمات الناتجة خلال الزمن Δt [8]. إذن نستطيع ببساطة إستنتاج عدد التصادمات بدلالة وسيط الصدم ρ والسرعة v كما توضحه المعادلة التالية:

$$n_e \Delta t \ v \ \Delta v f\left(v\right) 2\pi \rho d\rho \tag{21.2}$$

حيث n_e: تمثل الكثافة الإلكترونية، $f\left(v\right)$ يمثل توزيع ماكسويل للسرعات.

إذا تمت التصادمات خلال الفترة الزمنية المدروسة، فإن النتيجة الثانية تنتج من إختيار زمن تصادم τ قصير للغاية مما يجعل من الممكن وضع $t=-\infty$ و $t+\Delta t=+\infty$، دون تغيير كبير في التكامل الموجود في العبارة (17.2). هذه الفرضية تسمح لنا بكتابة مؤثر التصادم من الشكل التالي:

$$\begin{aligned}
\Phi_{eg} \;=\; & n_e \int_0^{\infty} v \ f \ \left(v\right) d \ v \int_0^{\infty} 2\pi \rho d \ \rho \\
& \times \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[V_g^{'}\left(t_1\right) - V_e^{*'}\left(t_1\right) \right] dt_1 \right. \\
& + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} V_g^{'}\left(t_1\right) dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} V_g^{'}\left(t_2\right) dt_2 \\
& + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} V_e^{*'}\left(t_1\right) dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} V_e^{*'}\left(t_2\right) dt_2 \\
& \left. - \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} V_g^{'}\left(t_1\right) dt_1 \int_{-\infty}^{+\infty} V_e^{*'}\left(t_2\right) dt_2 \right]_{ang}
\end{aligned} \tag{22.2}$$

$[...]_{ang}$ هذا الترميز يمثل المدى المتوسط للزوايا بين شعاعي السرعة $\overrightarrow{v}$ و وسيط الصدم $\overrightarrow{\rho}$ لثنائي الأقطاب للجسيم المشع، $U\left(+\infty,-\infty\right)$ يمكن كتابتها في شكل آخر كالتالي:

$$U\left(+\infty,-\infty\right) = \exp\left(\frac{iH_E t}{\hbar}\right) S \ \exp\left(\frac{-iH_E t}{\hbar}\right) \tag{23.2}$$

حيث S: تمثل مصفوفة التشتت. مع إفتراض حدوث تصادمات كاملة، الحل المناسب للمعادلة التكاملية التفاضلية (19.2) هو:

$$\left\{U_g\left(t \ ,0\right) U_e^*\left(t \ ,0\right)\right\} = \exp\left(\frac{i \ \left(H_g - H_e\right) t}{\hbar}\right) \exp\left(-\frac{i \ \left(H_g - H_e\right) t}{\hbar} + \Phi_{eg} t\right) \tag{24.2}$$

من خلال العبارة السابقة دالة الترابط الذاتي لعزم ثنائي الأقطاب الكهربائي هي:

$$C\ (t) = \overrightarrow{d}_{\alpha\beta} \ll \alpha\beta\ \left|\exp\left(-\frac{i\ (H_g - H_e)\, t}{\hbar} + \Phi_{eg} t\right)\right|\ \alpha^{'}\beta^{'} \gg\ \overrightarrow{d}^{\,*}_{\alpha\beta} \tag{25.2}$$

بتطبيق تحويل فوري لدالة الترابط الذاتي نحصل على عبارة شدة الخط الطيفي كالتالي:

$$\begin{aligned} I\ (\omega) &= -\frac{1}{\pi} \\ &\times Re\ \left\{\overrightarrow{d}_{\alpha\beta} \ll \alpha\beta\ \left|\exp\left(i\,\omega - \frac{i\ (H_g - H_e)}{\hbar} + \Phi_{eg}\right)^{-1}\right|\ \alpha^{'}\beta^{'} \gg\ \overrightarrow{d}^{\,*}_{\alpha\beta}\right\} \end{aligned} \tag{26.2}$$

هذه الصيغة صالحة متى يمكن إختيار Δt كما هو موضح أعلاه، إذا كان طول موجة ديبروغلي للمُحرج أصغر بكثير من وسيط الصدم المناسب، وإذا كانت الطاقات الحركية للجسيمات المُحرجة كبيرة جدا مقارنة بـ $\hbar\Delta\omega$ الذي يتوافق مع خط الطيف. نلاحظ أن فرضية التصادم الكامل (الواردة ضمنيا في مؤثر التصادم) صالحة عند مركز خط الطيف، لكن على جانبي خط الطيف (الأطراف) يمكن أن يصبح زمن التصادم ملحوظًا بالنسبة إلى الزمن المميز الذي يساوي $\frac{1}{\Delta\omega}$. مع الأخذ بعين الإعتبار الخاصية التالية:

$$\begin{aligned} \ll \alpha\beta\left|V_e^{*^{'}}(t_1)\, V_e^{*^{'}}(t_2)\right|\ \alpha^{'}\beta^{'} \gg &=< \alpha\left|V_e^{*^{'}}(t_1)\right|\ \alpha^{''} >< \alpha^{''}\left|V_e^{*^{'}}(t_2)\right|\ \alpha^{'} > \delta_{\beta\beta'} \\ &=< \alpha^{'}\left|V_e^{'}(t_2)\right|\ \alpha^{''} >< \alpha^{''}\left|V_e^{'}(t_1)\right|\ \alpha > \delta_{\beta\beta'} \end{aligned} \tag{27.2}$$

يمكن كتابة عناصر المصفوفة لمؤثر التصادم على النحو التالي [29]:

$$\begin{aligned} \ll\ \alpha\beta\left|\Phi_{eg}\right|\alpha^{'}\beta^{'} \gg\ &= \frac{-n_e}{\hbar^2} v f\,(v)\, d\,\overrightarrow{v} \int \rho\delta_{0,\overrightarrow{\rho},\overrightarrow{v}} d\,\overrightarrow{\rho} \\ &\times \left[\int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 < \alpha^{'}\left|V^{'}(t_2)\right|\alpha^{''} >< \alpha^{''}\left|V^{'}(t_1)\right|\alpha > \delta_{\beta\beta'}\right. \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 < \beta\left|V^{'}(t_1)\right|\beta^{''} >< \beta^{''}\left|V^{'}(t_2)\right|\beta^{'} > \delta_{\alpha\alpha'} \\ &- \left.\int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2 < \beta\left|V^{'}(t_1)\right|\ \beta^{'} >< \alpha^{'}\left|V^{'}(t_2)\right|\alpha >>\right]_{ang} \end{aligned} \tag{28.2}$$

حيث $\delta_{0,\overrightarrow{\rho},\overrightarrow{v}}$: يضمن أن يكون شعاع وسيط الصدم $\overrightarrow{\rho}$ و شعاع السرعة $\overrightarrow{v}$ متعامدان. $V^{'}(t)$: هو تعبير عن التفاعل $V_{cl}(t)$، نلاحظ أن نتيجة تكامل الحد الذي يحتوي على $\frac{i}{\hbar}$ من المعادلة (22.2) يساوي الصفر، يكفي حساب الحد الأول، لأن الحدود الثلاثة للمعادلة السابقة لها نفس الشكل.

يمكننا أن نعرف عبارة الحد المباشر لمؤثر التصادم Φ_d كما يلي:

$$\Phi_d = \frac{-n_e}{\hbar^2}\int v\ f\ (v)\, d\ \overrightarrow{v}\int \rho\ \delta_{0,\overrightarrow{\rho},\overrightarrow{v}}\ d\ \overrightarrow{\rho}$$
$$\times\left[\int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 < \alpha^{'}\left|V^{'}(t_2)\right|\ \alpha^{''} >< \alpha^{''}\left|V^{'}(t_1)\right|\ \alpha > \delta_{\beta\beta^{'}}\right]_{ang} \quad (29.2)$$

عناصر المصفوفة التي تظهر في المعادلة السابقة تعطى:

$$< \alpha^{''}|V^{'}(t_1)|\alpha >= er_{\alpha^{''}\alpha,m}.E_m(t_1)\exp(it_1\omega_{\alpha\alpha^{''}}) \quad (30.2)$$

$$< \alpha^{'}|V^{'}(t_2)|\alpha^{''} >= er_{\alpha^{'}\alpha^{''},m^{'}}.E_{m^{'}}(t_2)\exp(it_2\omega_{\alpha^{''}\alpha^{'}}) \quad (31.2)$$

حيث $er_{\alpha^{'}\alpha^{''}}$: يمثل مؤثر عزم ثنائي الأقطاب للمُحرج بين الحالتين $\alpha^{''}$، $\alpha^{'}$،
$\omega_{\alpha^{''}\alpha^{'}}$: هو تواتر بور (الفرق بين التواترات) من أجل حالات طاقة مختلفة $\alpha^{''}$، $\alpha^{'}$ و m، $m^{'}$ توضح الجداء السلمي بين $\overrightarrow{r}$ و الحقل الكهربائي العنصري $\overrightarrow{E}$.

بتعويض المعادلتين (30.2)و (31.2) في عبارة Φ_d نجد عبارة ϕ_d كـالتالي:

$$\phi_d(\omega_{\alpha\alpha^{''}},\omega_{\alpha^{''}\alpha^{'}}) = \frac{-2\pi n_e e^2}{\hbar^2}\int_0^{\infty} v\ f\ (v)\, dv\ \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}}\rho d\rho\int_{-\infty}^{+\infty} dt_1$$
$$\times\int_{-\infty}^{t_1} dt_2 e^{\left(i\omega_{\alpha\alpha^{''}}t_1+i\omega_{\alpha^{''}\alpha^{'}}t_2\right)}\left[\overrightarrow{E}(t_1)\,\overrightarrow{E}(t_2)\right]_{ang} \quad (32.2)$$

من خلال المعادلة (31.2) واضح أننا نستطيع استنتاج الحد الثاني للمعادلة (28.2) وهو متطابق مع $\phi_d(\omega_{\alpha\alpha^{'}},\omega_{\alpha^{''}\alpha^{'}})$ ولكن الحد الثالث من المعادلة (28.2) يعطي حد مختلف قليلا ϕ_{int} ويكتب كما يلي:

$$\phi_{int}\left(\omega_{\alpha\alpha^{'}},\omega_{\beta^{'}\beta}\right) = \frac{-2\pi n_e e^2}{\hbar^2}\int_0^{\infty} v\ f\ (v)\, dv\ \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}}\rho d\rho\int_{-\infty}^{+\infty} dt_1$$
$$\times\int_{-\infty}^{+\infty} dt_2 e^{\left(i\omega_{\alpha\alpha^{'}}t_1+i\omega_{\beta^{'}\beta}t_2\right)}\left[\overrightarrow{E}(t_1)\,\overrightarrow{E}(t_2)\right]_{ang} \quad (33.2)$$

ρ_{min} و ρ_{max}: هما حدود التكامل لوسيط الصدم التي سنناقشها في نهاية الفصل.
نستطيع كتابة عناصر المصفوفة لمؤثر التصادم بدلالة الحد المباشر ϕ_d و حد التداخل ϕ_{int} كما يلي:

$$\begin{aligned} \ll \alpha\beta \left|\Phi_{eg}\right| \alpha^{'}\beta^{'} \gg \; &= \sum_{\alpha''} \overrightarrow{r}_{\alpha\alpha''} \overrightarrow{r}_{\alpha''\alpha'} \phi_d \left(\omega_{\alpha\alpha''}, \omega_{\alpha''\alpha'}\right) \\ &+ \sum_{\beta''} \overrightarrow{r}_{\beta''\beta} \overrightarrow{r}_{\beta'\beta''} \phi_d \left(\omega_{\beta'\beta''}, \omega_{\beta''\beta}\right) \\ &- \overrightarrow{r}_{\alpha\alpha'} \overrightarrow{r}_{\beta'\beta} \, \phi_{int} \left(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\beta'\beta}\right) \qquad (34.2) \end{aligned}$$

بهذه الطريقة يتم تقييم مساهمة مؤثر التصادم الإلكتروني في تعريض ستارك الذي يتمثل في ϕ_d (الحد المباشر) و ϕ_{int} (حد التداخل)، تقييم ϕ_d يكون في حالة الأيونات المشعة، بأهمال فعل الشاشة تستعمل مسارات على شكل قطع زائد للالكترونات المُخرجة، هذه الحالة عولجت من طرف Sahal - Bréchot [21]، ومددت نتائج الدراسة من طرف Alder [30]، في حالة التفاعل التنافري والتجاذبي. N.Feautrier [31] أعاد كتابة ϕ_d و ϕ_{int} عند التكامل على السرعات.
أفضل التقييمات قدمت من طرف Poquérusse [32]ثم من طرف Sahal-Bréchot و Dimitrijevic [33] وهذا موضح في **الملحق الثاني**.
نقوم بـالتكامل على الزاوية لعبارة ϕ_d نذكر أن معيار الصلاحية لنظرية التصادم من أجل الإلكترونات لا تطبق على جميع الأزواج (ω_1, ω_2)، ومع ذلك من أجل الخطوط المعزولة $(\omega_1 = -\omega_2)$ لا تكون هناك مشكلة، ونظرية التصادم تطبق. في حالة مشع أيوني والمسار على شكل قطع زائد له لامحورية (the eccentricity) ϵ، ونصف محوره الأكبر ρ_e، نجد حد التداخل للخطوط المعزولة $\phi_{int}\left(\omega_1 = -\omega_2\right)$ كما يلي [?]:

$$\begin{aligned} \phi_{int}\left(\zeta, -\zeta\right) = &\frac{-2\pi n_e e^4}{3\hbar^2 \left(4\pi\varepsilon_0\right)^2} \int_0^{\infty} \frac{f\ \left(v\right)}{v} dv \\ &\times \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{\rho}{\rho_e^2} d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} dx_1 e^{i\zeta\left(\epsilon \sin x_1 - x_1\right)} \int_{-\infty}^{+\infty} dx_2 e^{i\zeta\left(\epsilon \sin x_2 - x_2\right)} \\ &\times \frac{\left(\epsilon - \cosh x_1\right)\left(\epsilon - \cosh x_2\right) + \left(\epsilon^2 - 1\right) \sinh x_1 \sinh x_2}{\left(\epsilon \cosh x_1 - 1\right)^2 \left(\epsilon \cosh x_2 - 1\right)^2} \end{aligned}$$

(35.2)

حيث $\zeta = \frac{\omega_1 \rho_e}{v}$ هو معامل عدم المرونة.
إنطلاقا من المعادلة (4.2) يمكننا الإنتقال من التكامل على ρ إلى التكامل على ϵ وبتعويض الدالة

$f(v)$ بعبارتها نجد:

$$\phi_{int}(\zeta,-\zeta)=\frac{-2\pi n_e e^4}{3\hbar^2(4\pi\varepsilon_0)^2}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{m}{KT_e}\right)^{3/2}\int_0^\infty v\ \exp\left(\frac{-mv^2}{2KT_e}\right)\ dv$$
$$\times\int_{\epsilon_{\min}(v)}^{\epsilon_{\max}(v)}\frac{d\epsilon}{\epsilon}\left[G_1(\zeta,\epsilon)\,G_1(-\zeta,\epsilon)+\frac{\epsilon^2-1}{\epsilon^2}G_2(\zeta,\epsilon)\,G_2(-\zeta,\epsilon)\right]\tag{36.2}$$

حيث $\epsilon_{min}(v)$ و $\epsilon_{max}(v)$: هما تابعان على الترتيب لعبارتي وسيطي الصدم ρ_{min} و ρ_{max}.

الدالتان $G_1(\zeta,\epsilon)$ و $G_2(\zeta,\epsilon)$ عبارتاهما كالتالي [34] :

$$G_1(\zeta,\epsilon)=\int_{-\infty}^{+\infty}dx\frac{\left(1-\frac{\cosh x}{\epsilon}\right)e^{i\zeta(\epsilon\sin x-x)}}{\left(\cosh x-\frac{1}{\epsilon}\right)^2}=2\,|\zeta|\,e^{\frac{|\zeta|\pi}{2}}\frac{dK_{i\zeta}(|\zeta|\,\epsilon)}{d\ (|\zeta|\,\epsilon)}\tag{37.2}$$

$$G_2(\zeta,\epsilon)=\int_{-\infty}^{+\infty}dx\frac{(\sinh x)\,e^{i\zeta(\epsilon\sin x-x)}}{\left(\cosh x-\frac{1}{\epsilon}\right)^2}=2i\ \zeta\epsilon e^{\frac{|\zeta|\pi}{2}}K_{i\zeta}(|\zeta|\,\epsilon)\tag{38.2}$$

حيث K: هي دالة (Bessel) المعدلة ذات الطويلة التخيلية.

بتعويض المعادلتين (37.2)و (38.2) في المعادلة (36.2)، التكامل على ϵ لعبارة الحد ϕ_{int} يكون كالتالي:

$$\begin{aligned}\phi_{int}(\zeta,-\zeta)\ &=\ \frac{-8\pi n_e e^4}{3\hbar^2(4\pi\varepsilon_0)^2}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{m}{KT_e}\right)^{3/2}\\&\times\int_0^\infty v\ \exp\left(\frac{-mv^2}{2KT_e}\right)\ dv\times|\zeta|\,e^{|\zeta|\pi}\\&\times\Big[\epsilon_{\max}K_{i\zeta}(|\zeta|\,\epsilon_{\max})\,K'_{i\zeta}(|\zeta|\,\epsilon_{\max})\\&-\epsilon_{\min}K_{i\zeta}(|\zeta|\,\epsilon_{\min})\,K'_{i\zeta}(|\zeta|\,\epsilon_{\min})\Big]\end{aligned}\tag{39.2}$$

باستخدام خصائص التكامل المزدوج، الحد المباشر $\phi_d\,(\omega_1=-\omega_2)$ في حالة خطوط معزولة يرتبط بحد التداخل $\phi_{int}\,(\omega_1=-\omega_2)$ كما يلي:

حيث:

$$\begin{aligned} Re\left(\phi_d\left(\zeta,-\zeta\right)\right) &= \frac{-4\pi n_e e^4}{3\hbar^2\left(4\pi\varepsilon_0\right)^2}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{m}{KT_e}\right)^{3/2} \\ &\times Re\left(\int_0^\infty v\ \exp\left(\frac{-mv^2}{2KT_e}\right)\ dv \times \left|\zeta\right| e^{\left|\zeta\right|\pi}\right. \\ &\times\left[\epsilon_{\max}K_{i\zeta}\left(\left|\zeta\right|\epsilon_{\max}\right)K'_{i\zeta}\left(\left|\zeta\right|\epsilon_{\max}\right)\right. \\ &\left.\left.-\epsilon_{\min}K_{i\zeta}\left(\left|\zeta\right|\epsilon_{\min}\right)K'_{i\zeta}\left(\left|\zeta\right|\epsilon_{\min}\right)\right]\right) \qquad (40.2)\end{aligned}$$

من أجل $\omega_1 = 0$ وإنطلاقا من المعادلة (36.2) يكون:

$$\begin{aligned} Re\left(\phi_d\left(0\right)\right) = &\frac{-4\pi N_e e^4}{3\hbar^2\left(4\pi\varepsilon_0\right)^2}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{\mu}{KT_e}\right)^{3/2} \\ &\times Re\left(\int_0^\infty v\ \exp\left(\frac{-\mu v^2}{2KT_e}\right)\ dv\ \ln\frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon_{\min}}\right) \qquad (41.2)\end{aligned}$$

لـاختيار الحد الأكبر لوسيط الصدم ρ_{max} (المسافة التي لم تستطع من خلالها الأيونات والإلكترونات المجاورة للأيون المشع أن تشكل شاشة لفعل المُحرج البعيد) نستخدم طول ديباي، التحليل الأكثر دقة قام به كل من Griem و آخرون (1962) [7]، [35] حيث إختاروا $\rho_{max} = 1.1\lambda_D$، من جهة أخرى إستعمل S.Alexiou المقدار $\rho_{max} = 0.68\lambda_D$. نستطيع أن نختار في عملنا هذا $\rho_{max} = \lambda_D$.

من الصعب عموما إختيار الحد الأصغر لوسيط الصدم ρ_{min}، ويتم ذلك عن طريق فرض الحفاظ على وحدة مصفوفة التشتت S. إنه شرط نظرية الاضطراب من الدرجة الثانية المعبر عنها في المعادلة (28.2). تم تنفيذ هذا لأكثر من 30 عامًا، بـاستخدام الشرط التالي:

$$\frac{1}{\hbar^2}\left\{\sum_{\alpha'} v'_{\alpha\alpha'}\left(t_1\right)dt_1\int_{-\infty}^{t_1} v'_{\alpha\alpha'}\left(t_2\right)dt_2 + \sum_{\alpha'} v'_{\beta\beta'}\left(t_1\right)dt_1\int_{-\infty}^{t_1} v'_{\beta\beta'}\left(t_2\right)dt_2\right\} \leq u \qquad (42.2)$$

حيث {....}: يعبر عن القيمة المتوسطة الزاوية، حيث u: هو عدد يحقق $u \leq 1$. عندما تكون $u = 1$: هذا يكفي للحفاظ على الوحدة، ولكن للحفاظ على مؤثر التطور الأصغري، نأخذ القيمة $u = 0.5$ التي إستعملتها Sahal-Bréchot [21]. العبارة السابقة تم حسابها تحليليا من طرف Alexiou [15]، مما يسمح له بكتابة معادلة تستطيع الحصول على العدد ρ_{min}. هذه العلاقة معبر

عنها في عبارة الدالة $A(\zeta,\varepsilon)$ المحسوبة من طرف Sahal-Bréchot [21]. من أجل خطوط معزولة، هذا يؤدي إلى حل المعادلة التالية [36]:

$$\begin{aligned} &\left\{\sum_{\alpha'} \frac{r^2_{\alpha\alpha'}}{2J_\alpha+1} A\left[\zeta\left(v,\omega_{\alpha\alpha'}\right),\epsilon\left(\rho_{\min}\left(v\right),v\right)\right]\right. \\ &\left. +\sum_{\beta'} \frac{r^2_{\beta\beta'}}{2J_\beta+1} A\left[\zeta\left(v,\omega_{\beta\beta'}\right),\epsilon\left(\rho_{\min}\left(v\right),v\right)\right]\right\} \\ = &\left(\sqrt{\frac{2}{3}}\frac{\hbar Z_{em}\epsilon\left(\rho_{\min}\left(v\right),v\right)}{mv}\right)^2 \end{aligned} \quad (43.2)$$

حيث:

$$A\left(\zeta,\epsilon\right)=\zeta^2 e^{\,\pi\zeta}\left[\left|\epsilon K'_{i\zeta}\left(\zeta\epsilon\right)\right|^2\left(\epsilon^2-1\right)\left|\epsilon K_{i\zeta}\left(\zeta\epsilon\right)\right|^2\right] \quad (44.2)$$

وبـالتالي نسعى إلى أن تكون نظرية الإضطراب صالحة من أجل $\rho>\rho_{min}(v)$، وأن هذه المنطقة تعطي المساهمة المهيمنة حتى نتمكن من إهمال المساهمة القوية من أجل $\rho<\rho_{min}(v)$. المشكلة المطروحة حول نظرية التصادم هي في تحديد ρ_{min}.

توفر جاذبية كولوم للإلكترون المُحرج بواسطة النواة قطعًا تلقائيًا عند الحد الأدنى لوسيط الصدم. ويرجع ذلك إلى إنعكاس الحقل الكهربائي الذي يتأثر به الأيون المشع أثناء مرور إلكترون عبر مسار قطع زائد. يتم الحفاظ على وحدة المصفوفة S بتقليل قيمة الحقل الكهربائي الذي يسمح بقيمة مهملة لـ ρ_{min} [37] بكتابة شرط الحفاظ على وحدة عنصر نموذجي في المصفوفة $(S(\rho)-1)$ يمكننا ذلك من إستخدام مقدار أكثر تقريبا وهو نصف قطر Weisskopf للإنتقال ρ_W حيث:

$$\left\{<\alpha|\left(S\left(\rho_W\right)-1\right)|\alpha'>\right\}\simeq 1 \quad (45.2)$$

هذا الشرط هو:

$$\rho_W\simeq\sqrt{\frac{2}{3}}\frac{\hbar\left(n_a^2-n_b^2\right)}{m\left(Z_{em}+1\right)v} \quad (46.2)$$

حيث n_a و n_b: هما العددان الكميان الرئيسيان على التوالي للمستويين الأعلى والأدنى. من أجل $n_b=n_a$، يجب إستبدال فرق المربعان بـ n_a^2. من ناحية أخرى، الشرط الذي تم وضعه والأكثر

تقييدا على ρ_{min}، يجب أن يظل أكبر من إمتداد الدالة الموجية للأيون المشع، من خلال جمع هذا الشرط مع الشرط الموجود في المعادلة (45.2) نحصل على:

$$\rho_{min}\left(v\right) = max\left[\left(n_e^2 - n_g^2\right)\frac{a_0}{Z_{em}+1}, \sqrt{\frac{2}{3}}\frac{\hbar\left(n_e^2 - n_g^2\right)}{m\left(Z_{em}+1\right)v}\right] \qquad (47.2)$$

حيث a_0: هو نصف قطر بور لذرة الهيدروجين.

المراجع العلمية

[1] E. Lindholm, Ark. Mat. Aston. Fysik **28** B, 3 (1941).

[2] Baranger, Michel. "Simplified quantum-mechanical theory of pressure broadening." P*hysical Review* 111.2 (1958): 481.

[3] Baranger, Michel. "Problem of overlapping lines in the theory of pressure broadening." *Physical Review* 111.2 (1958):494.

[4] Baranger, Michel. "General impact theory of pressure broadening." *Physical Review* 112.3 (1958): 855.

[5] Anderson, PHILIP W. "Pressure broadening in the microwave and infra-red regions." *Physical Review* 76.5 (1949): 647.

[6] Griem, Hans R., Alan C. Kolb, and K. Y. Shen. "Stark broadening of hydrogen lines in a plasma." *Physical Review* 116.1 (1959): 4.

[7] H. R. Griem, McGraw-Hill, New York (1962).

[8] Griem, H. R., et al. "Stark broadening of neutral helium lines in a plasma." *Physical Review* 125.1 (1962): 177.

[9] S. Sahal-Bréchot, et H. Van Regemorter, C.R.Acad.Sci. 256, 609(1963).

[10] Sahal-Bréchot, S. "Impact theory of the broadening and shift of spectral lines due to electrons and ions in a plasma (continued)." Astronomy and Astrophysics, Vol. 2, p. 322 (1969) 2 (1969): 322.

[11] Glenzer, S., N. I. Uzelac, and H-J. Kunze. "Stark broadening of spectral lines along the isoelectronic sequence of Li." *Physical Review A* 45.12 (1992): 8795.

[12] Pérez, C., et al. "Temperature dependence of Stark broadening for several Si i i lines." *Physical Review E* 47.1 (1993): 756.

[13] Blagojević, Branimir, et al. "Stark broadening of triply ionized oxygen lines: The temperature dependence." *Physical Review E* 50.4 (1994): 2986.

[14] Alexiou, Spiros. "Collision operator for isolated ion lines in the standard Stark-broadening theory with applications to the Z scaling in the Li isoelectronic series 3P-3S transition." *Physical Review A* 49.1 (1994): 106.

[15] Alexiou, S., and Yitzhak Maron. "Theoretically based closed form formulas for the collision operator for isolated ion lines in the standard Stark-broadening theory." *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 53.1 (1995): 109-124.

[16] Held, Bernard. *Physique des plasmas froids.* No. 180. Elsevier Masson, (1994).

[17] Pecker-Wimel, Charlotte. "Introduction à la spectroscopie des plasmas." *Cours et Documents de Mathematiques et de Physique* (1967).

[18] A. Bers. J. L. Delacroix, “Physique des plasmas,” Savoir Actuel, Inter Editions CNRS Editions, Paris,(1994).

[19] V. Ougarov, “théorie de la relativité restreinte,” Editions Mir. Moscou, (1969).

[20] H. R. Griem, *Spectral line broadening by plasmas*. In Acadilic Press, New York, (1974).

[21] Sahal-Bréchot, S. ”Impact theory of the broadening and shift of spectral lines due to electrons and ions in a plasma.” Astronomy and Astrophysics, Vol. 1, p. 91 (1969) 1 (1969): 91.

[22] Sahal-Bréchot, Sylvie, Milan S. Dimitrijević, and Nabil Ben Nessib. ”Widths and shifts of isolated lines of neutral and ionized atoms perturbed by collisions with electrons and ions: An outline of the semi-classical perturbation (SCP) method and of the approximations used for the calculations.” *Atoms* 2.2 (2014): 225-252.

[23] Alexiou, S., and Yitzhak Maron. ”Theoretically based closed form formulas for the collision operator for isolated ion lines in the standard Stark-broadening theory.” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 53.1 (1995): 109-124.

[24] Nana, Y. Ben, et al. ”A novel investigation in the electronic broadening of spectral line profiles: Application to neutral magnesium in plasmas.” *Optik* 202 (2020): 163485.

[25] Shkarofsky, Issie Peter, Tudor Wyatt Johnston, and Morrel Paul Bachynski. *The particle kinetics of the plasmas*. Reading, Mass.: Addison-Wesley Publishing Company, 1966.

[26] L. Ben mebrouk, Mémoire de Magister Université de Ouargla, (2003).

[27] Cooper, J. "Broadening of isolated lines in the impact approximation using a density matrix formulation." *Reviews of Modern Physics* 39.1 (1967): 167.

[28] D. Boland, "Thése de doctorat,"Université d'Aix-Marseille, France, (2012).

[29] H. R. Griem, K. Y. Shen, Rev. Mod. Phys. 122, 1490(1961).

[30] K. Alder, A. Bohr, T. Huss, B. Mottelson, et A. Winther, *Rev. Mod.Phys.* 28, 432(1956).

[31] N. Feautrier, Ann. *d'Astron.* 31, 305(1968).

[32] Poquerusse, A. "Nouvelle presentation de fonctions d'elargissement stark de raies ioniques isolees." *Physics Letters A* 59.6 (1977): 438-440.

[33] M. S. Dimitrijevic et S. Sahal-Bréchot, J.Q.S.R.T. 48, 349(1990).

[34] Poquerusse, A., and S. Alexiou. "Improved closed-form formulas for the collision operator for isolated ion lines in the standard Stark-broadening theory." *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 61.2 (1999): 209-213.

[35] H. R. Griem, "Spectral line broadening by plasmas," chap II, Academic Press. Inc. New York, (1974).

[36] Poquérusse, A., and S. Alexiou. "Fast analytic formulas for the modified Bessel functions of imaginary order for spectral line broaden-

ing calculations." *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 62.4 (1999): 389-395.

[37] Meftah, M. T. *Contribution au formalisme de l'élargissement de raies dans les plasma*. Diss. thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).

الفصل الثالث

سعة مؤثر التصادم الإلكتروني النسبوي

1.3 مقدمة

يعتبر تعريض ستارك لخطوط الطيف أداة مهمة للتشخيص الطيفي لأنواع مختلفة من البلازما خاصة في الفيزياء الفلكية، حيث لا يمكن إستخدام طرق بديلة (مثل قياس التداخل أو تشتت طومسون). في العديد من البلازما الفيزيائية الفلكية الساخنة، قد تكون الإلكترونات نشطة بما يكفي حيث طاقتها الحرارية يمكن مقارنتها بالطاقة السكونية للإلكترون، بالنسبة لمثل هذه الأجسام قد تصبح الإلكترونات نسبوية بسبب درجات الحرارة العالية، فمن المنطقي التحقق من التعديلات التي تطرأ على تعريض الجهد(ستارك) من خلال التأثيرات النسبوية.

في هذا العمل نتحرى عن المنطقة الموافقة للظروف الخاصة بالبلازما:(كثافة إلكترونية عالية أكبر من 10^{20} جسيمًا لكل cm^3 ودرجة حرارة عالية أكبر من 10^7K°) في ظل هذه الظروف، سيكون التصادم بين (إلكترون-أيون) ثنائي وديناميكي، سيتم التعامل مع الإلكترونات في الحالة النسبوية، سنستخدم الميكانيكا الكلاسيكية الإحصائية (وليس ميكانيكا الإحصاء الكمي كما في توزيع فيرمي ديراك) لأن الشرط $\lambda_{th} = \hbar/\sqrt{2\pi m_e KT_e} < n_e^{-1/3}$ يتحقق في مجال الكثافات الإلكترونية ودرجات الحرارة المذكورة سابقا، إذا كانت $n_e = 10^{24}$ و $T > 10^7K^\circ$، فمن السهل تحقيق صحة هذه المتباينة، هذا الشرط يعني أن طول موجة ديبروغلي الحرارية λ_{th} المرتبطة بالإلكترون أصغر من المسافة المتوسطة بين إلكترونين حرين $n_e^{-1/3}$.

نركز على التعريض الإلكتروني باستخدام تقريب التصادم [1]، [2]، بالتالي سنعيد صياغة مؤثر التصادم الإلكتروني الكلاسيكي الإعتيادي من خلال مراعاة التأثيرات النسبوية للحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت [3]، كذلك سندخل النسبوية على مسار حركة الإلكترون (النسبوية على الكتلة) [4]، بالإضافة إلى ذلك، نفترض أن البلازما رقيقة بصريًا (يتم تجاهل ظاهرة العتامة)، ولهذا السبب فإن شكل الخط الطيفي لا يتأثر بعملية الامتصاص.

في كثير من الحالات في تعريض الخط، يتم وصف الجسيمات السريعة (الإلكترونات عادةً) من خلال تقريب التصادم، في حين أن الأيونات يتم معالجتها بإعتبار حقل عنصري شبه ساكن. بالنسبة للعديد من التطبيقات، فإن الخطوط المعزولة لها أهمية كبيرة، عادة ما يتم إجراء حساب التعريض لمثل هذه الخطوط في البلازما باستخدام تقريب التصادم للإلكترونات [1] في النموذج شبه الكلاسيكي [5].

في هذا الفصل سنقوم أولا بـايجاد عبارة سعة مؤثر التصادم الإلكتروني لإلكترون حر يسلك مسارا زائديا بـاستخدام معادلة حركة كلاسيكية وبمساهمة الحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت و بـاهمال تصحيح البنية الدقيقة للأيون المُشع، ومن ثَم سنضيف تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المُشع في حساب سعة مؤثر التصادم بـالإضافة إلى مايلي:

- مساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت ومسار زائدي كلاسيكي للالكترون المُحرج.
- مساهمة الحقل الكهربائي لكولوم والمسار النسبوي للالكترون المُحرج (الكتلة النسبوية للالكترون).
- مساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت والمسار النسبوي للالكترون المُحرج (الكتلة النسبوية للالكترون).

2.3 جهود لينارد-ويتشرت لشحنة نقطية مسرعة

تصف جهود لينارد-ويتشرت التأثير الكهرومغناطيسي الكلاسيكي لشحنة نقطية كهربائية متحركة بواسطة عبارتي الجهد السلمي و الجهد الشعاعي في مقياس لورانتز (Lorenz gauge). بنيت مباشرة من معادلات ماكسويل، وهي تصف الحقل الكهرومغناطيسي الصحيح والنسبوي المتغير بمرور الزمن لشحنة نقطية في حركة عشوائية، ولكن لم يتم تصحيحها من أجل تأثيرات ميكانيك الكم. يمكن الحصول على الإشعاع الكهرومغناطيسي على شكل موجات من هذه الجهود. تم تطوير هذه التعبيرات جزئيًا من طرف (Alfred-Marie Liénard) سنة 1898 [6]. وبشكل مستقل من طرف (Emil Wiechert) في سنة 1900 [7].

3.3 الزمن المتأخر (retarded time)

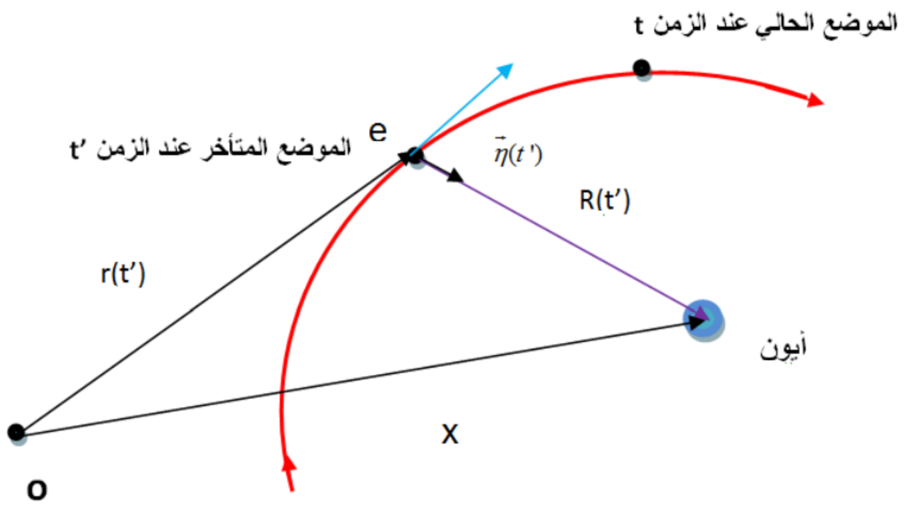
لنعتبر كما في الشكل 1.3 أيون ذو شحنة موجبة $Z_{em}e$، موجود على مسافة X من مبدأ الاحداثيات O، عند اللحظة t يلتقط إشعاعا صادرا ويتأثر بحقل كهربائي من طرف إلكترون حر مُسرع كان قد أصدر الاشعاع الذي إلتقطه الأيون عند زمن متاخر t' حيث هذا الأخير يبعد مسافة r عن مبدأ الإحداثيات O.

الشعاع $\overrightarrow{R}(t')$ طويلته تساوي البعد بين الإلكترون والأيون الذي يُحقق: $\overrightarrow{R}(t') = \overrightarrow{X} - \overrightarrow{r}(t')$.

نعرف الزمن المتأخر t' بـأنه الزمن الذي يستغرقه الإشعاع الصادر من الإلكترون المسرع للوصول إلى

الأيون الذي يبعد مسافة $R\left(t'\right)$ عنه حيث:

$$t' = t - \frac{R\left(t'\right)}{c} \tag{1.3}$$



شكل 1.3: حركة إلكترون مسرع e في مجال الأيون الموجب، حيث O: تمثل مبدأ إحداثيات المعلم الديكارتي

1.3.3 عبارة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت

عبارة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت لشحنة نقطية مسرعة (إلكترون) [3]:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{LW}\left(\vec{R},\vec{\alpha},t\right) &= e\left[\frac{\left(\vec{n}-\vec{\alpha}\right)\left(1-\alpha^{2}\right)}{\kappa^{3}R^{2}\left(t'\right)}\right]_{ret} \\ &+ \frac{e}{c}\left[\frac{\vec{n}}{\kappa^{3}R\left(t'\right)}\times\left\{\left(\vec{n}-\vec{\alpha}\right)\times\frac{d\vec{\alpha}}{dt'}\right\}\right]_{ret}\end{aligned} \tag{2.3}$$

حيث:

$$\vec{\alpha} = \frac{\vec{v}\left(t'\right)}{c}\ ,\ \vec{n} = \frac{\vec{R}\left(t'\right)}{R\left(t'\right)} \tag{3.3}$$

حيث $c\vec{\alpha}$: تمثل السرعة اللحظية للإلكترون المسرع، t': يمثل الزمن المتأخر، e: تمثل شحنة الإلكترون، $\vec{R}\left(t'\right)$: يمثل الشعاع الموجه من الإلكترون إلى الأيون، $\vec{n}$: هو شعاع الوحدة الموجه من موضع

الشحنة المتحركة (إلكترون) نحو الأيون.

$$\kappa = \frac{dt}{dt'} = 1 + \frac{1}{c}\frac{dR\left(t'\right)}{dt'} = 1 + \left(\overrightarrow{n}.\overrightarrow{\alpha}\right) \qquad (4.3)$$

الحد الأول للعبارة (2.3): يسمى بحقل السرعة، يؤول هذا الحقل إلى حقل كولوم لما السرعة v تؤول إلى الصفر (حالة الشحنات الساكنة)، أما الحد الثاني لنفس العبارة: يدعى بحقل التسارع أو حقل الإشعاع [3].

نظرا إلى أن نسبة الحد الثاني على الحد الأول للعبارة (2.3) أقل من $\frac{v^2}{c^2}$، بإمكاننا إهمال الحد الثاني (حقل التسارع) ونكتفي فقط بالحد الأول (حقل السرعة) ونعيد كتابة عبارة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت كالتالي:

$$\overrightarrow{E}_{LW}\left(\overrightarrow{R},t\right) = e\left[\frac{\left(\overrightarrow{n} - \overrightarrow{\alpha}\right)\left(1-\alpha^2\right)}{\kappa^3 R^2\left(t'\right)}\right]_{ret} \qquad (5.3)$$

المصطلح $'ret'$ في العبارة (5.3) يعني أن العبارة ما بين قوسين تكون عند الزمن المتأخر t'.

باستخدام التقريب: $1-\alpha^2 \simeq 1$، الذي نبرره كالتالي: (لما تكون $T_e = 8\times10^8 K$ فإن: $\alpha^2 = \frac{\langle v^2\rangle}{c^2} = \frac{2KT_e}{m_e c^2} \simeq 0.22$) ولذلك تصبح المعادلة (5.3) التي تمثل عبارة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت كالتالي:

$$\overrightarrow{E}_{LW}\left(\overrightarrow{R},t\right) = e\left[\frac{\left(\overrightarrow{n} - \overrightarrow{\alpha}\right)}{\kappa^3 R^2\left(t'\right)}\right]_{ret} \qquad (6.3)$$

4.3 النظرية التي تعتمد على التعريض الالكتروني النسبوي

فعل ستارك مهم في البلازما ذات درجة تأين و درجة الحرارة عاليتان وفي حالة الخطوط الناشئة عن انتقالات ثنائي القطب المسموح بها فقط. التقريبان الأكثر شيوعًا في حساب مؤثر التصادم الإلكتروني هما تقريب ثنائي القطب وتقريب المسار الكلاسيكي، اللذان يأخذان بعين الإعتبار الإلكترونات المُحرجة في تقريب التصادم.

عند نفس التقريبات وبإتباع نفس الخطوات في الحالة الكلاسيكية [8]، [2] التي أجريناها في الفصل الثاني، يمكننا حساب مؤثر التصادم الالكتروني في الحالة النسبوية المتعلق بشدة الخط الطيفي الذي

عبارته كـالتالي:

$$I\left(\omega\right)=-\frac{1}{\pi}\operatorname{Re}\left\{\overrightarrow{d}_{\alpha\beta}\langle\langle\alpha\beta\left|\left(i\omega-\frac{i\left(H_g-H_e\right)}{\hbar}+\Phi^*\right)^{-1}\right|\alpha'\beta'\rangle\rangle\overrightarrow{d}^{\,*}_{\alpha'\beta'}\right\} \tag{7.3}$$

حيث H_g،H_e: هما هاملتون النظام للحالات السفلية والعلوية على التوالي التي تشارك في الخط المدروس، Φ^*: يمثل مؤثر التصادم للحالة النسبوية بوحدة H_z المستقل عن الزمن والحقل الكهربائي العنصري، تكتب عناصر مصفوفته كـالتالي [10]:

$$\langle\langle\alpha\beta\ \left|\Phi^*\right|\alpha'\beta'\rangle\rangle=\sum_{\alpha''}\overrightarrow{r}_{\alpha\alpha''}\overrightarrow{r}_{\alpha''\alpha'}\phi_d^*\left(\omega_{\alpha\alpha''},\omega_{\alpha''\alpha'}\right)$$
$$+\sum_{\beta''}\overrightarrow{r}_{\beta\beta''}\overrightarrow{r}_{\beta''\beta'}\phi_d^*\left(\omega_{\beta\beta''},\omega_{\beta''\beta'}\right)-\overrightarrow{r}_{\alpha\alpha'}\ \overrightarrow{r}_{\beta'\beta}\phi_{int}^*\left(\omega_{\alpha\alpha'},\omega_{\beta'\beta}\ \right) \tag{8.3}$$

حيث $(\alpha,\alpha',\alpha''...,\beta,\beta',\beta''...)$: هي الحالات الفرعية العلوية والسفلية للمستوى الأعلى والمستوى الأدنى على التوالي، $\overrightarrow{d}_{\alpha\beta}$ هو عنصر المصفوفة لمؤثر ثنائي القطب للأيون المُشع، $\overrightarrow{r}_{\alpha\alpha'}$: هو عنصر مصفوفة مؤثر الموضع للإلكترون الذي يتعلق بـالفرق بين التواترات $\omega_{\alpha\alpha'}$ بين الحالات الفرعية α,α'.

نهدف إلى حساب الحد المباشر ϕ_d^* و حد التداخل ϕ_{int}^* بوحدة $\left(Hz/cm^2\right)$ لسعة مؤثر التصادم الالكتروني النسبوي حيث $\phi_{int}^*=2\phi_d^*$ [8]، بـاستخدام التأثيرات النسبوية التي ذكرناها في مقدمة هذا الفصل.

قبل البدء في هذا العمل، نشير إلى أن معيار صحة نظرية التصادم (impact theory)، وفقًا لـ (Voslamber) [11]، لا ينطبق على أي زوج (ω_1,ω_2)، حيث $\omega_1=\omega_{\beta\beta'}$: هو الفرق بين التواترات (frequency separation) للحالات الفرعية β,β' للمستوى الأدنى، بينما $\omega_2=\omega_{\alpha\alpha'}$: هو الفرق بين التواترات للحالات الفرعية α,α' للمستوي الأعلى بحيث تكون مدة التصادم أصغر من الفاصل الزمني بين تصادمين متتاليين.

بـالنسبة للخطوط المعزولة $(\omega_1=-\omega_2)$، نظرية التصادم تكون صحيحة، يتم إجراء دراسة للحد المباشر لمؤثر التصادم الإلكتروني ϕ_d^* في حالة الخطوط المعزولة الأيون المشع والمسارات الزائدية للإلكترونات الحرة، تم الوصول إلى النتائج التي تحصلنا عليها باستخدام نفس التقريبات للحالة غير النسبوية [8].

من بين الخطوط التي سنناقش تعريضها الإلكتروني نأخذ كمثال: الخط $Ly - \alpha_2$ ($2p\ ^2P^0_{3/2} \rightarrow 1s\ ^2S_{1/2}$) الصادر عن أيونات أشباه الهيدروجين، الحالات الفرعية العليا التي تلعب دورًا في عرض خط الطيف $Ly - \alpha_2$ ، هي الحالات الفرعية الأقرب للحالة $(2p\ ^2P^0_{1/2})$ وهي: $(2p\ ^2P^0_{1/2}$، $2s\ ^2S_{1/2}$، $3s\ ^2S_{1/2})$، في حين أن الحالة $(1s\ ^2S_{1/2})$ للمستوي الأدنى لا تساهم في تعريض الخط، كذلك الحالة $(2p\ ^2P^0_{1/2})$ للمستوي العلوي لاتساهم في تعريض الخط لأن تفاعلها مع الحالة $(2p\ ^2P^0_{3/2})$ هو تفاعل رباعي الأقطاب [9].

لهذا السبب، فإن تعريض الخط المدروس ناتج فقط عن المستويات الفرعية العليا. لذلك، نحتاج فقط إلى حساب الحد الأول في الصيغة (8.3)، الذي يمثل عرضًا تقريبيًا للخط المدروس.

قبل أن نشرع في حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بسماهمة مختلف التأثيرات النسبوية، نوضح الرموز الموافقة لهذه الدوال كما هو موضح في الجدول 1.3:

الحد المباشر لسعة مؤثر التصادم بمساهمة:	رمز الدالة الموافق ϕ_d	رمز الدالة الموافق $\overrightarrow{G}$	رمز الدالة الموافق $\overrightarrow{A}$	رمز الدالة الموافق $\overrightarrow{B}$
الحقل الكهربائي ليينارد-ويتشرت ومسار زائدي كلاسيكي للإلكترون الحر وبإهمال البنية الدقيقة للأيون المشع	$\phi_{LW}(0,0)$	$\overrightarrow{G}_{LW}$	$\overrightarrow{A}_{LW}$	$\overrightarrow{B}_{LW}$
الحقل الكهربائي ليينارد-ويتشرت ومسار زائدي كلاسيكي للإلكترون الحر و بمساهمة البنية الدقيقة للأيون المشع	$\phi_{LW}(\omega)$	$\overrightarrow{G}_{LW1}$ $\overrightarrow{G}_{LW2}$	$\overrightarrow{A}_{LW1}$ $\overrightarrow{A}_{LW2}$	$\overrightarrow{B}_{LW1}$ $\overrightarrow{B}_{LW2}$
الحقل الكهربائي لكولوم ومسار زائدي نسبوي للإلكترون الحر و بإهمال البنية الدقيقة للأيون المشع	$\phi_{C-RTr}(0,0)$	$\overrightarrow{G}_{C-RTr}$	$\overrightarrow{A}_{C-RTr}$	$\overrightarrow{B}_{C-RTr}$
الحقل الكهربائي لكولوم ومسار زائدي نسبوي للإلكترون الحر و بمساهمة البنية الدقيقة للأيون المشع	$\phi_{C-RTr}(\omega)$	$\overrightarrow{G}_{C1-RTr}$ $\overrightarrow{G}_{C2-RTr}$	$\overrightarrow{A}_{C1-RTr}$ $\overrightarrow{A}_{C2-RTr}$	$\overrightarrow{B}_{C1-RTr}$ $\overrightarrow{B}_{C2-RTr}$
الحقل الكهربائي ليينارد-ويتشرت للإلكترون الحر ومسار زائدي نسبوي و بإهمال البنية الدقيقة للأيون المشع	$\phi_{LW-RTr}(0,0)$	$\overrightarrow{G}_{LW-RTr}$	$\overrightarrow{A}_{LW-RTr}$	$\overrightarrow{B}_{LW-RTr}$
الحقل الكهربائي ليينارد-ويتشرت ومسار زائدي نسبوي للإلكترون الحر و بمساهمة البنية الدقيقة للأيون المشع	$\phi_{LW-RTr}(\omega)$	$\overrightarrow{G}_{LW1-RTr}$ $\overrightarrow{G}_{LW2-RTr}$	$\overrightarrow{A}_{LW1-RTr}$ $\overrightarrow{A}_{LW2-RTr}$	$\overrightarrow{B}_{LW1-RTr}$ $\overrightarrow{B}_{LW2-RTr}$
الحقل الكهربائي لكولوم ومسار زائدي كلاسيكي للإلكترون الحر و بإهمال البنية الدقيقة للأيون المشع	$\phi_C(0,0)$	$\overrightarrow{G}_C$	$\overrightarrow{A}_C$	$\overrightarrow{B}_C$
الحقل الكهربائي لكولوم ومسار زائدي كلاسيكي للإلكترون الحر و بمساهمة البنية الدقيقة للأيون المشع	$\phi_C(\omega)$	$\overrightarrow{G}_{C1}$ $\overrightarrow{G}_{C2}$	$\overrightarrow{A}_{C1}$ $\overrightarrow{A}_{C2}$	$\overrightarrow{B}_{C1}$ $\overrightarrow{B}_{C2}$

جدول 1.3: رموز دوال سعة مؤثر التصادم حسب الحقل الكهربائي المساهم ونوع مسار الإلكترون الحر المُحرج

5.3 حساب سعة مؤثر التصادم بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت وبإهمال البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع

سنقوم بحساب الحد المباشر لسعة مؤثر التصادم النسبي $\phi_{LW}(0,0)$ في حالة الخطوط المعزولة للأيون المشع، الذي يتصادم بإلكترون حر يتحرك في بلازما، يسلك مسارا زائديا، نهمل البنية الدقيقة لمستويات الأيون المشع $(\omega_1 = \omega_2 = 0)$ [12].

تعتمد هذه الدراسة على النتائج المتحصل عليها بإستعمال نفس التقريبات للحالة غير النسبوية [4]، [13]، [14]، [15].

سنحل معادلة الحركة للإلكترون كلاسيكيا، أماالحقل الكهربائي الذي يؤثر به الإلكترون على الأيون المشع فهو الحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت الموضح في العبارة (6.3)، عبارة الحد المباشر لسعة مؤثر التصادم هي كالتالي:

$$\phi_{LW}(0,0) = -\frac{\pi n_e e^2}{3\hbar^2}\int_0^c v f(\beta) d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 \times \int_{-\infty}^{+\infty} \overrightarrow{E}_{LW}(t_1) dt_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \overrightarrow{E}_{LW}(t_2)\, dt_2 \qquad (9.3)$$

حيث c: تمثل سرعة الضوء في الفراغ، v: تمثل السرعة الإبتدائية للإلكترون المتصادم، $f(\beta)\, d\beta$: هو توزيع جوتنر ماكسويل للسرعات، هذا التوزيع يستخدم في حالة السرعات النسبوية، الذي عبارته كالتالي:

$$f(\beta)\, d\beta = \frac{\gamma^5 \beta^2 d\beta}{\theta K_2(1/\theta)} \exp(-\gamma/\theta) \qquad (10.3)$$

حيث:

$$\theta = \frac{KT_e}{m_e c^2}, \quad \gamma = 1/\sqrt(1-\beta^2), \quad \beta = v/c \qquad (11.3)$$

$K_2(1/\theta)$: تمثل دالة (Bessel) من الصنف الثاني، m_e: تمثل كتلة الإلكترون، ρ_0: يمثل وسيط الصدم، كذلك ρ_{min} و ρ_{max}: هما حدود التكامل للمعادلة (9.3) وسنقوم بتحديد قيمتيهما لاحقا.

سعة مؤثر التصادم تساوي أيضا:

$$\phi_{LW}(0,0) = -\frac{\pi n_e e^2}{3\hbar^2}\int_0^c v f(\beta) d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 \overrightarrow{G}^2_{LW} \qquad (12.3)$$

حيث أن:

$$\overrightarrow{G}_{LW}=\int_{-\infty}^{+\infty}\overrightarrow{E}_{LW}\left(t'\right)dt=-e\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{(\overrightarrow{n}-\overrightarrow{\alpha})}{\kappa^{3}R^{2}\left(t'\right)}\right]dt \qquad (13.3)$$

بعد تعويض المعادلات (3.3) و (4.3) في العبارة (13.3) نجد:

$$\overrightarrow{G}_{LW}=-e\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{(\frac{\overrightarrow{R}(t')}{R(t')}-\frac{\overrightarrow{v}(t')}{c})}{(\frac{dt}{dt'})k^{2}R^{2}(t')}dt \qquad (14.3)$$

بـاستبدال التكامل على t إلى التكامل على t' تصبح العبارة السابقة كـما يلي:

$$\overrightarrow{G}_{LW}=-e\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\left(\frac{\overrightarrow{R}(t')}{R(t')}-\frac{d\overrightarrow{R}(t')}{cdt'}\right)}{\left(1+\frac{1}{c}\frac{dR(t')}{dt'}\right)^{2}\ R^{2}\left(t'\right)}\ dt' \qquad (15.3)$$

وتساوي أيضا:

$$\overrightarrow{G}_{LW}=-e\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\overrightarrow{R}\left(t'\right)}{\left(1+\frac{1}{c}\frac{dR(t')}{dt'}\right)^{2}\ R^{3}\left(t'\right)}-\frac{d\overrightarrow{R}\left(t'\right)}{\left(1+\frac{1}{c}\frac{dR(t')}{dt'}\right)^{2}\ cdt'\ R^{2}\left(t'\right)}\right)dt' \qquad (16.3)$$

في حالة إلكترون حر يسلك مسارا زائديا، له طاقة موجبة $E>0$ و لامحورية (the eccentricity $\epsilon>1$)، نستخدم متغيرات معادلة الحركة الكلاسيكية التي ناقشناها في الفصل الثاني كـالتالي:

$$\epsilon=(1+\frac{m^{2}v^{4}\rho_{0}^{2}}{Z_{em}^{2}e^{4}})^{1/2}=(1+\frac{{\rho_{0}}^{2}}{{\rho_{e}}^{2}})^{1/2} \qquad (17.3)$$

$$t'=\frac{\rho_{e}}{v}\left(\epsilon\sinh\left(x\right)-x\right) \qquad (18.3)$$

$$dt'=\frac{\rho_{e}}{v}\left(\epsilon\cosh\left(x\right)-1\right)dx \qquad (19.3)$$

$$R\left(t'\right)=\rho_{e}\ \left(\epsilon\cosh\left(x\right)-1\right) \qquad (20.3)$$

$$X=\rho_{e}\ \left(\epsilon-\cosh\left(x\right)\right) \qquad (21.3)$$

$$\frac{dX}{dt'} = \frac{\frac{dX}{dx}}{\frac{dt'}{dx}} = -v\frac{\sinh(x)}{(\epsilon\cosh(x) - 1)} \tag{22.3}$$

$$Y = \rho_e \sqrt{\epsilon^2 - 1}\sinh(x) \tag{23.3}$$

$$\frac{dY}{dt'} = \frac{\frac{dY}{dx}}{\frac{dt'}{dx}} = v\frac{\sqrt{\epsilon^2 - 1}\cosh(x)}{(\epsilon\cosh(x) - 1)} \tag{24.3}$$

$$\overrightarrow{R}(t') = X\overrightarrow{i} + Y\overrightarrow{j} \tag{25.3}$$

$$\overrightarrow{v}(t') = \frac{dX}{dt'}\overrightarrow{i} + \frac{dY}{dt'}\overrightarrow{j} \tag{26.3}$$

$$v(t') = \sqrt{\left(\frac{dX}{dt'}\right)^2 + \left(\frac{dY}{dt'}\right)^2} \tag{27.3}$$

حيث Z_{em}: هي العدد الذري للأيون المشع، $\left(\overrightarrow{i}, \overrightarrow{j}\right)$: هما شعاعا الوحدة للمعلم الديكارتي.
بعد تعويض متغيرات معادلة الحركة في المعادلة (15.3) تصبح عبارة الدالة $\overrightarrow{G}_{LW}$ كالتالي:

$$\begin{aligned}\overrightarrow{G}_{LW} = &-\frac{e}{{\rho_e}^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{X(t')\overrightarrow{i} + Y(t')\overrightarrow{j}}{\left[\left(\epsilon\cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\epsilon\sinh(x)\right)\right]^2 R(t')}dt' \\ &+\frac{e}{c{\rho_e}^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\frac{dX}{dt'}\overrightarrow{i} + \frac{dY}{dt'}\overrightarrow{j}}{\left[\ \left(\epsilon\cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\epsilon\sinh(x)\right)\right]^2}dt'\end{aligned} \tag{28.3}$$

نستبدل التكامل على t' إلى التكامل على x:

$$\begin{aligned}\overrightarrow{G}_{LW} = &-\frac{e}{v{\rho_e}^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\rho_e\ (\epsilon - \cosh(x))\ \overrightarrow{i} + \rho_e\sqrt{\epsilon^2 - 1}\sinh(x)\ \overrightarrow{j}}{\left[\epsilon\cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\epsilon\sinh(x)\right]^2}dx \\ &+\frac{e}{c{\rho_e}^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{-v\frac{\sinh(x)}{(\epsilon\cosh(x)-1)}\overrightarrow{i} + v\frac{\sqrt{\epsilon^2-1}\cosh(x)}{(\epsilon\cosh(x)-1)}\overrightarrow{j}}{\left[\ \epsilon\cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\epsilon\sinh(x)\right]^2}\ \frac{\rho_e}{v}(\epsilon\cosh(x) - 1)\,dx\end{aligned} \tag{29.3}$$

بعد التبسيط أكثر تصبح عبارة $\overrightarrow{G}_{LW}$ كالتالي:

$$\begin{aligned}\overrightarrow{G}_{LW} = &-\frac{e}{v\rho_e}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{(\epsilon - \cosh(x))\ \overrightarrow{i} + \sqrt{\epsilon^2 - 1}\sinh(x)\ \overrightarrow{j}}{\left[\epsilon\cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\epsilon\sinh(x)\right]^2}dx \\ &+\frac{e}{c\rho_e}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{-\sinh(x)\overrightarrow{i} + \sqrt{\epsilon^2 - 1}\cosh(x)\overrightarrow{j}}{\left[\ \epsilon\cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\epsilon\sinh(x)\right]^2}dx\end{aligned} \tag{30.3}$$

يمكننا كتابة عبارة سعة مؤثر التصادم كما يلي:

$$\phi_{LW}(0,0) = -\frac{\pi n_e e^2}{3\hbar^2}\int_0^c v f(\beta) d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 (\overrightarrow{G}_{LW})^2 \tag{31.3}$$

للتبسيط أكثر نكتب:

$$\phi_{LW}(0,0) = -\frac{n_e e^4}{3\pi\hbar^2}\int_0^c \frac{\gamma^5 \beta d\beta}{\theta c K_2(1/\theta)} \exp(-\gamma/\theta)$$
$$\int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{\rho_0 d\rho_0}{{\rho_e}^2} \left[A_{LW}^2 + (\epsilon^2 - 1) B_{LW}^2\right] \tag{32.3}$$

حيث:

$$\begin{aligned} A_{LW} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(-\epsilon + \cosh(x)) - \beta \sinh(x)}{\left[\epsilon \cosh(x) - 1 + \beta\epsilon \sinh(x)\right]^2} dx \\ &= 2\left[\frac{((-\beta^2(\delta_1^2 - 1) tanh^{-1}(\delta_1) + (\delta_1^2 - \beta^2)\delta_1)}{((\beta^2 - 1)\delta_1^3 \epsilon))}\right] \end{aligned} \tag{33.3}$$

$$B_{LW} = -\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-\sinh(x) + \beta \cosh(x)}{\left[\epsilon \cosh(x) - 1 + \beta\epsilon \sinh(x)\right]^2} dx$$

$$= 4\beta\left[\frac{\left(\delta_1^2 - 1\right) tanh^{-1}(\delta_1) + \delta_1}{\left(\beta^2 - 1\right)\delta_1^3 \epsilon}\right] \tag{34.3}$$

لدينا:

$$\begin{aligned} A_{LW}^2 + (\epsilon^2 - 1) B_{LW}^2 = \frac{4}{\epsilon^2 \left(\beta^2 - 1\right)^2 \delta_1^6} \\ \Big[\left[-\beta^2 \left(\delta_1^2 - 1\right) tanh^{-1}(\delta_1) + \left(\delta_1^2 - \beta^2\right)\delta_1\right]^2 \\ + 4\beta^2\left(\epsilon^2 - 1\right)\left[\left(\delta_1^2 - 1\right) tanh^{-1}(\delta_1) + \delta_1\right]^2\Big] \end{aligned} \tag{35.3}$$

$$\epsilon d\epsilon = \frac{\rho_0 d\rho_0}{\rho_e^2} \tag{36.3}$$

بعد تعويض العبارتين (35.3) و (36.3) في العبارة (32.3) نحصل على العبارة النهائية لسعة مؤثر التصادم بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت وهي كالتالي:

$$\phi_{LW}(0,0)(Hz/cm^2) = -\frac{4\pi n_e e^4}{3\hbar^2\theta c K_2(1/\theta)} \int_0^1 \frac{\exp(-\frac{1}{\theta\sqrt{1-\beta^2}})}{(1-\beta^2)^{5/2}}\beta d\beta$$
$$\left[\int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \epsilon d\epsilon \frac{\left[-\beta^2\left(\delta^2-1\right)tanh^{-1}\left(\delta\right)+\left(\delta^2-\beta^2\right)\delta\right]^2}{\left(\beta^2-1\right)^2\delta^6\epsilon^2}\right.$$
$$\left.+\int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \epsilon d\epsilon \frac{4\beta^2\left(\epsilon^2-1\right)\left[\left(\delta^2-1\right)tanh^{-1}\left(\delta\right)+\delta\right]^2}{\left(\beta^2-1\right)^2\delta^6\epsilon^2}\right]$$

(37.3)

حيث:

$$\delta_1 = \sqrt{(\epsilon^2\beta^2-\epsilon^2+1)} \qquad (38.3)$$

نعرف حدود التكامل للعبارة (37.3) كما يلي:

$$\epsilon_{min} = (1+\frac{m^2v^4\rho_{min}^2}{Z_{em}^2e^4})^{1/2} = (1+\frac{m^2v^4a_0^2}{Z_{em}^2e^4})^{1/2} \qquad (39.3)$$

$$\epsilon_{max} = (1+\frac{m^2v^4\rho_{max}^2}{Z_{em}^2e^4})^{1/2} = (1+\frac{m^2v^4\lambda_D^2}{Z_{em}^2e^4})^{1/2} \qquad (40.3)$$

نأخذ القيمة العظمى لوسيط الصدم $\rho_{max} = \lambda_D$ حيث λ_D: هو طول دوباي [8]، والقيمة الدنيا لوسيط الصدم تساوي نصف قطر بور $\rho_{min} = a_0$ (لأن نصف قطرWiesskopf أصغر بكثير من نصف قطر بور في تطبيقنا). من أجل السرعات الصغيرة ($v \ll c$) يؤول β إلى الصفر فإن سعة مؤثر التصادم بمساهمة الحقل الكهريائي للينارد-ويتشرت Φ_{LW} تؤول إلى سعة مؤثر التصادم الكلاسيكي Φ_C حيث:

$$\lim_{\beta\longrightarrow 0}(\left[A_{LW}^2+(\epsilon^2-1)B_{LW}^2\right]) = (\frac{4}{\epsilon^2}) \qquad (41.3)$$

بعد تعويض المعادلة (41.3) في العبارة (37.3) يتحقق ما يلي:

$$\lim_{\beta\longrightarrow 0}\phi_{LW}(0,0) = \phi_C(0,0) \qquad (42.3)$$

حيث عبارة سعة مؤثر التصادم بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم $\phi_C(0,0)$ هي كالتالي:

$$\begin{aligned}\phi_C(0,0)(Hz/cm^2) &= -\frac{4\pi n_e e^4}{3\hbar^2\theta c K_2(1/\theta)}\int_0^1 \frac{\exp(-\frac{1}{\theta\sqrt{1-\beta^2}})}{(1-\beta^2)^{5/2}}\beta d\beta \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \frac{1}{\epsilon}d\epsilon \\ &= -\frac{4\pi n_e e^4}{3\hbar^2\theta c K_2(1/\theta)}\int_0^1 \frac{\exp(-\frac{1}{\theta\sqrt{1-\beta^2}})}{(1-\beta^2)^{5/2}}\beta d\beta \ln\frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon_{\min}}\end{aligned} \tag{43.3}$$

نظرا إلى أن العبارة التحليلية لسعة مؤثر التصادم الالكتروني لا يمكن حلها تحليليا لذلك قمنا بإنشاء برنامج عددي مناسب بلغة الفورترن لحلها.

6.3 العبارة العامة للحد المباشر لسعة مؤثر التصادم الالكتروني النسبوي بمساهمة تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع

لنعتبر إلكترونا حرا يسلك مسارا زائديا في البلازما، من أجل الخطوط المعزولة للأيون المشع نستعمل تقريب التصادم (approximation d'impact)، بمساهمة تصحيح البنية الدقيقة، نتبع نفس الخطوات في الحالة الكلاسيكية التي أجريناها في الفصل الثاني ونستعمل توزيع جوتنار ماكسويل للسرعات، من أجل الخطوط المعزولة نعتبر $(\omega_{\alpha\alpha'} = -\omega_{\beta'\beta} = \omega)$، ومنه العبارة العامة للحد المباشر لسعة مؤثر التصادم الالكتروني النسبوي هي:

$$\begin{aligned}\phi_d^*(\omega) &= -\frac{\pi n_e e^2}{3\hbar^2}\int_0^1 vf(\beta)d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i\omega t_1)\overrightarrow{E}(t_1)dt_1 \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i\omega t_2)\overrightarrow{E}(t_2)\, dt_2\end{aligned} \tag{44.3}$$

نعرف الدالة $\overrightarrow{G^*}$ كالتالي:

$$\overrightarrow{G^*}(\omega)\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i\omega t)\overrightarrow{E}(t)dt \tag{45.3}$$

$\overrightarrow{G^*}(\omega)$ يمثل تحويل فوري للحقل الكهربائي. ω هو التردد المرتبط بالانتقال بين الحالات الفرعية للمستوى العلوي(تم إهمال مساهمة المستوى الأدنى).

$$\overrightarrow{G}^*(\omega).\overrightarrow{G^*}(-\omega) = \left\|\overrightarrow{G}^*(\omega)\right\|^2 = \left(\overrightarrow{G}_1^*(\omega)\right)^2 + \left(\overrightarrow{G}_2^*(\omega)\right)^2 \tag{46.3}$$

حيث:

$$\overrightarrow{G}_1^*(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \overrightarrow{E}(t)\cos(\omega t)dt \quad (47.3)$$

$$\overrightarrow{G}_2^*(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \overrightarrow{E}(t)\sin(\omega t)dt \quad (48.3)$$

بتعويض المعادلة(46.3) في المعادلة (44.3) نجد:

$$\phi_d^*(\omega) = -\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2}\int_0^1 vf(\beta)d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 \left[\left(\overrightarrow{G}_1^*(\omega)\right)^2 + \left(\overrightarrow{G}_2^*(\omega)\right)^2\right] \quad (49.3)$$

الرمز (*) يدل على الحالة النسبوية، وتكون نسبوية إما بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت أو بمساهمة مسار الالكترون النسبوي أو بمساهمتيهما معا وهذا ما سنقوم بحسابه في العناوين التالية.

1.6.3 حساب سعة مؤثر التصادم الالكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت والمسار الكلاسيكي للإلكترون

فيما يلي سنقوم بحساب الحد المباشر لسعة مؤثر التصادم الالكتروني بمساهمة تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع وبإعتبار معادلة الحركة الكلاسيكية للإلكترون المُحرج الذي ذو المسار الزائدي و بمساهمة الحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت و بإستعمال نفس التقريبات المذكورة سابقا:

$$\phi_{LW}(\omega) = -\frac{\pi n_e e^2}{3\hbar^2}\int_0^1 vf(\beta)d\beta \times \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 \left[\left(\overrightarrow{G}_{LW1}(\omega)\right)^2 + \left(\overrightarrow{G}_{LW2}(\omega)\right)^2\right] \quad (50.3)$$

حيث:

$$\overrightarrow{G}_{LW1}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \overrightarrow{E}_{LW}(t)\cos(\omega t)\,dt \quad (51.3)$$

$$\overrightarrow{G}_{LW2}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \overrightarrow{E}_{LW}(t)\sin(\omega t)\,dt \quad (52.3)$$

بـاستبدال التكامل على t إلى التكامل على t' حيث $t = t' + R(t')/c$:

$$\cos(\omega t) = \cos\left(\omega\ \left(t' + R(t')/c\right)\right) \qquad (53.3)$$

$$\sin(\omega t) = \sin\left(\omega\ \left(t' + R(t')/c\right)\right) \qquad (54.3)$$

حساب $\overrightarrow{G}_{LW1}$

بـاستخدام المعادلات (4.3)، (6.3)، (54.3) نجد:

$$\overrightarrow{G}_{LW1} = e\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\frac{\overrightarrow{R}(t')}{R(t')} - \frac{\overrightarrow{v}(t')}{c}\right)}{k^2R^2(t')} \cos\left(\omega_{\alpha\alpha'}\ \left(t' + R(t')/c\right)\right) dt' \qquad (55.3)$$

بـالتبسيط أكثر:

$$\overrightarrow{G}_{LW1} = e\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\left(\frac{\overrightarrow{R}(t')}{\left(1+\frac{dR(t')}{cdt'}\right)^2 R^3(t')} - \frac{d\overrightarrow{R}(t')}{\left(1+\frac{dR(t')}{cdt'}\right)^2 cdt' R^2(t')}\right) \times \cos\left(\omega\ \left(t' + \frac{R(t')}{c}\right)\right)\right] dt' \qquad (56.3)$$

بعد تعويض متغيرات معادلة الحركة لمسار الإلكترون الكلاسيكي الموضحة في المعادلات من (17.3) إلى (27.3) تصبح عبارة $\overrightarrow{G}_{LW1}$ كـالتالي:

$$\overrightarrow{G}_{LW1} = -\frac{e}{{\rho_e}^2}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(X(t')\overrightarrow{i} + Y(t')\overrightarrow{j}\right)\cos\left(\omega_{\alpha\alpha'}\ \left(t' + R(t')/c\right)\right)}{\left[\left(\epsilon\cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\epsilon\sinh(x)\right)\right]^2 R(t')} dt' + \frac{1}{c{\rho_e}^2}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\frac{dX}{dt'}\overrightarrow{i} + \frac{dY}{dt'}\overrightarrow{j}\right)\cos\left(\omega_{\alpha\alpha'}\ \left(t' + R(t')/c\right)\right)'}{\left[\ \left(\epsilon\cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\epsilon\sinh(x)\right)\right]^2} \qquad (57.3)$$

بـاستبدال التكامل على t' إلى التكامل على x نجد:

$$\overrightarrow{G}_{LW1} = \left[\frac{e}{v\rho_e}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\left[(\epsilon-\cosh(x))\overrightarrow{i}+\sqrt{\epsilon^2-1}\sinh(x)\overrightarrow{j}\right]}{\left[\epsilon\cosh(x)-1+\beta\epsilon\sinh(x)\right]^2}\right.$$
$$\left.\times\cos\left(\frac{\rho_e\,\omega}{v}\left[(\epsilon\sinh(x)-x)+\beta(\epsilon\cosh(x)-1)\right]\right)dx\right]$$
$$+\left[\frac{e}{c\rho_e}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\left[-\sinh(x)\overrightarrow{i}+\sqrt{\epsilon^2-1}\cosh(x)\overrightarrow{j}\right]}{\left[\epsilon\cosh(x)-1+\beta\epsilon\sinh(x)\right]^2}\right.$$
$$\left.\times\cos\left(\frac{\rho_e\,\omega}{v}\left[(\epsilon\sinh(x)-x)+\beta(\epsilon\cosh(x)-1)\right]\right)dx\right] \quad (58.3)$$

للتبسيط أكثر نضع:

$$\overrightarrow{G}^2_{LW1} = \frac{e^2}{v^2{\rho_e}^2}\left[A^2_{LW1}+(\epsilon^2-1)B^2_{LW1}\right] \quad (59.3)$$

حيث:

$$A_{LW1} = \int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\left[(-\epsilon+\cosh(x))-\beta\sinh(x)\right]}{\left[\epsilon\cosh(x)-1+\beta\epsilon\sinh(x)\right]^2}\right.$$
$$\left.\times\cos\left(\frac{\rho_e\,\omega}{v}\left[(\epsilon\sinh(x)-x)+\beta(\epsilon\cosh(x)-1)\right]\right)\right)dx \quad (60.3)$$

كذلك:

$$B_{LW1} = -\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\left[-\sinh(x)+\beta\cosh(x)\right]}{\left[\epsilon\cosh(x)-1+\beta\epsilon\sinh(x)\right]^2}\right.$$
$$\left.\times\cos\left(\frac{\rho_e\,\omega}{v}\left[(\epsilon\sinh(x)-x)+\beta(\epsilon\cosh(x)-1)\right]\right)\right)dx \quad (61.3)$$

للتبسيط أكثر نضع:

$$\frac{\rho_e}{v} = \frac{Z_{em}e^2}{mv^3} = \frac{Z_{em}e^2}{mc^3}\frac{1}{\beta^3} \equiv \frac{g}{\beta^3},\;\; g = \frac{Z_{em}e^2}{mc^3} \quad (62.3)$$

بتعويض المعادلة (62.3) في (60.3) نجد:

$$A_{LW1} = \int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\left[(-\epsilon+\cosh(x))-\beta\sinh(x)\right]}{\left[\epsilon\cosh(x)-1+\beta\epsilon\sinh(x)\right]^2}\right.$$
$$\left.\times\cos\left(\frac{g\,\omega}{\beta^3}\left[(\epsilon\sinh(x)-x)+\beta(\epsilon\cosh(x)-1)\right]\right)\right)dx \quad (63.3)$$

بتعويض المعادلة (62.3) في (61.3) نجد:

$$B_{LW1} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{[-\sinh(x) + \beta \cosh(x)]}{[\epsilon \cosh(x) - 1 + \beta\epsilon \sinh(x)]^2} \right.$$
$$\left. \cos\left(\frac{g\ \omega}{\beta^3} [(\epsilon \sinh(x) - x) + \beta(\epsilon \cosh(x) - 1)] \right) \right) dx \qquad (64.3)$$

حساب $\overrightarrow{G}_{LW2}$

بإتباع نفس الخطوات السابقة في حساب $\overrightarrow{G}_{LW_1}$ لدينا:

$$\overrightarrow{G}^2_{LW2} = \frac{e^2}{v^2 {\rho_e}^2} \ [\ A^2_{LW2} + (\epsilon^2 - 1) B^2_{LW2}] \qquad (65.3)$$

حيث:

$$A_{LW2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{[(-\epsilon + \cosh(x)) - \beta \sinh(x)]}{[\epsilon \cosh(x) - 1 + \beta\epsilon \sinh(x)]^2} \right.$$
$$\left. \sin\left(\frac{g\ \omega}{\beta^3}\ [(\epsilon \sinh(x) - x) + \beta(\epsilon \cosh(x) - 1)] \right) \right) dx \qquad (66.3)$$

$$B_{LW2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{[-\sinh(x) + \beta \cosh(x)]}{[\epsilon \cosh(x) - 1 + \beta\epsilon \sinh(x)]^2} \right.$$
$$\left. \sin\left(\frac{g\ \omega}{\beta^3} [(\epsilon \sinh(x) - x) + \beta(\epsilon \cosh(x) - 1)] \right) \right) dx \qquad (67.3)$$

بتعويض المعادلتين (59.3) و (65.3) في (50.3) نستطيع كتابة عبارة الحد المباشر لسعة مؤثر التصادم كـالتالي:

$$\phi_{LW}(\omega) = -\frac{\pi n_e e^2}{3\hbar^2} \int_0^1\ v f(\beta) d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}}\ \rho_0 d\rho_0$$
$$\times \frac{e^2}{v^2 {\rho_e}^2} \left([\ A^2_{LW1} + (\epsilon^2 - 1) B^2_{LW1}] \right.$$
$$\left. + [\ A^2_{LW2} + (\epsilon^2 - 1) B^2_{LW2}] \right) \qquad (68.3)$$

بـالتبسيط أكثر نجد:

$$\phi_{LW}(\omega) = -\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2 c} \int_0^1\ \frac{f(\beta) d\beta}{\beta} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}}\ \frac{\rho_0 d\rho_0}{{\rho_e}^2}$$
$$\left([\ A^2_{LW1} + (\epsilon^2 - 1) B^2_{LW1}] \right.$$
$$\left. + [\ A^2_{LW2} + (\epsilon^2 - 1) B^2_{LW2}] \right) \qquad (69.3)$$

حيث:

$$\epsilon d\epsilon = \frac{\rho_0 d\rho_0}{\rho_e^2} \tag{70.3}$$

بـاستبدال التكامل على ρ إلى التكامل على ϵ نجد العبارة النهائية للحد المباشر لسعة مؤثر التصادم الالكتروني بـمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت و مسار زائدي كلاسيكي للالكترون وبـمساهمة تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع:

$$\begin{aligned}\phi_{LW}(\omega)(Hz/cm^2) = &-\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2\theta c K_2(1/\theta)} \int_0^1 \frac{\exp(-\frac{1}{\theta\sqrt{1-\beta^2}})}{(1-\beta^2)^{5/2}}\beta d\beta \\ &\int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \left(\left[\, A_{LW1}^2 + (\epsilon^2-1)B_{LW1}^2\right]\right. \\ &\left. + \left[\, A_{LW2}^2 + (\epsilon^2-1)B_{LW2}^2\right]\,\right) \epsilon d\epsilon\end{aligned} \tag{71.3}$$

حيث حدود التكامل على ϵ:

$$\epsilon_{min} = (1 + \frac{m^2 v^4 \rho_{min}^2}{Z_{em}^2 e^4})^{1/2} \tag{72.3}$$

$$\epsilon_{max} = (1 + \frac{m^2 v^4 \rho_{max}^2}{Z_{em}^2 e^4})^{1/2} \tag{73.3}$$

في الحالة العامة نأخذ الحد الأعلى لوسيط الصدم يساوي طول دوباي $\rho_{\max} = \lambda_D$ [8] والحد الأدنى لوسيط الصدم:

$$\rho_{\min} = \left(n_a^2 - n_b^2\right) \frac{a_0}{Z_{em}+1} \tag{74.3}$$

حيث a_0 ، Z_{em}: هما على التوالي العدد الذري للأيون المشع ونصف قطر بور لذرةالهيدروجين. n_a، n_b: هما العددان الكميان الرئيسيان للمستويين العلوي والسفلي على التوالي.

في حالة $n_a = n_b$: يجب إستبدال فرق المربعين بـ n_a^2.

في حالة السرعات الصغيرة أين $\beta \longrightarrow 0$ الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت يؤول إلى حقل الكهربائي لكولوم ويتحقق مايلي:

$$\lim_{\beta\to 0} \phi_{LW}(\omega) = \phi_C(\omega) \tag{75.3}$$

بإهمال البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع $\omega = 0$ فإن:

$$\lim_{\omega \to 0} \phi_{LW}(\omega) = \phi_{LW}(0) \tag{76.3}$$

ويتحقق ما يلي:

$$\left[\ A_{LW2}^2 + (\epsilon^2 - 1)B_{LW2}^2\right] = 0 \tag{77.3}$$

كذلك:

$$\left[\ A_{LW1}^2 + (\epsilon^2 - 1)B_{LW1}^2\right] = \left[\ A_{LW}^2\ \ + (\epsilon^2 - 1)B_{LW}^2\ \right] \tag{78.3}$$

A_{LW}، B_{LW}: هما الموضحتان في المعادلتين (33.3)و (34.3).

2.6.3 حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم ومسار نسبوي للإلكترون

في هذه الحالة نعتبر مسار حركة الإلكترون نسبويا(الكتلة نسبوية) و سرعة الالكترون كبيرة جدا أما الحقل الكهربائي الذي يؤثر به الإلكترون على الأيون المشع هو الحقل الكهربائي لكولوم، ومنه العبارة العامة للحد المباشر لسعة مؤثر التصادم الالكتروني النسبوي كالتالي:

$$\begin{aligned}\phi_{C-RTr}(\omega) = -\frac{\pi n_e e^2}{3\hbar^2} \int_0^1 v f(\beta) d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty}\ \ dt_1^* \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2^* \exp\left[i\omega\left(t_1^* - t_2^*\right)\right]\ \ \overrightarrow{E}_{C-RTr}(t_1^*)\overrightarrow{E}_{C-RTr}(t_2^*)\end{aligned} \tag{79.3}$$

تساوي:

$$\phi_{C-RTr}(\omega\ ) = -\frac{\pi n_e e^2}{3\hbar^2} \int_0^1 v f(\beta) d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 \left[\ \left(\overrightarrow{G}_{C1-RTr}\right)^2 + \left(\overrightarrow{G}_{C2-RTr}\right)^2\right] \tag{80.3}$$

حيث:

$$\overrightarrow{G}_{C1-RTr} = e \int_{-\infty}^{+\infty}\ \overrightarrow{E}_{C-RTr}(t^*) \cos\left(\omega\left(t^*\right)\right) dt^* \tag{81.3}$$

$$\overrightarrow{G}_{C2-RTr} = e \int_{-\infty}^{+\infty}\ \overrightarrow{E}_{C-RTr}(t\ ^*) \sin\left(\omega\ \ (t^*)\right) dt^* \tag{82.3}$$

حساب $\overrightarrow{G}_{C1-RTr}$

$$\overrightarrow{G}_{C1-RTr} = e\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\overrightarrow{R^*}(t^*)}{R^{*3}(t^*)} \cos\left(\omega\left(t^*\right)\right) dt^* \qquad (83.3)$$

متغيرات معادلة الحركة في حالة مسار نسبوي للإلكترون (كتلة نسبوية) هي كـالتالي [4]:

$$t^* = \frac{\rho_e}{v\gamma^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\sinh(x) - x\right) \qquad (84.3)$$

$$dt^* = \frac{\rho_e}{v\gamma^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x) - 1\right) dx \qquad (85.3)$$

$$R^*(t^*) = \frac{\rho_e}{\gamma}\left(\epsilon^*\cosh(x) - 1\right) \qquad (86.3)$$

$$X^* = \frac{\rho_e}{\gamma}\left(\epsilon^* - \cosh(x)\right) \qquad (87.3)$$

$$Y^* = \frac{\rho_e}{\gamma}\sqrt{\epsilon^{*2}-1}\sinh(x) \qquad (88.3)$$

بإستعمال متغيرات معادلة الحركة النسبوية، بـاستبدال التكامل على x:

$$\overrightarrow{G}_{C1-RTr} = e\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\frac{\rho_e}{\gamma}\left(\epsilon^* - \cosh(x)\right)\overrightarrow{i} + \frac{\rho_e}{\gamma}\sqrt{\epsilon^{*2}-1}\sinh(x)\overrightarrow{j}}{\frac{\rho_e^3}{\gamma^3}\left(\epsilon^*\cosh(x) - 1\right)^3} \times \cos\left(\frac{\omega\rho_e}{v\gamma^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\sinh(x) - x\right)\right)\frac{\rho_e}{v\gamma^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x) - 1\right) dx \qquad (89.3)$$

كذلك:

$$\overrightarrow{G}_{C1-RTr} = \frac{e}{v\gamma\rho_e}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\epsilon^* - \cosh(x)\right)\overrightarrow{i} + \sqrt{\epsilon^{*2}-1}\sinh(x)\overrightarrow{j}}{\left(\epsilon^*\cosh(x) - 1\right)^3} \times \cos\left(\frac{\omega\rho_e}{v\gamma^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\sinh(x) - x\right)\right)\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x) - 1\right) dx \qquad (90.3)$$

بالتبسيط أكثر:

$$\overrightarrow{G}^{2}_{C1-RTr} = \frac{e^2}{v^2\gamma^2\rho_e^2}\left[\overline{A}^{2}_{C1-RTr} + (\epsilon^{*2}-1)\overline{B}^{2}_{C1-RTr}\right] \tag{91.3}$$

حيث:

$$A_{C1-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\epsilon^* - \cosh(x))\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1\right)}{(\epsilon^*\cosh(x)-1)^3} \times \cos\left(\frac{g\ \omega}{\gamma^3\beta^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\sinh(x)-x\right)\right)\ dx \tag{92.3}$$

$$B_{C1-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sinh(x)\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1\right)}{(\epsilon^*\cosh(x)-1)^3} \times \cos\left(\frac{g\ \omega}{\gamma^3\beta^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\sinh(x)-x\right)\right)\ dx \tag{93.3}$$

حساب $\overrightarrow{G}_{C2-RTr}$

بإتباع نفس الخطوات السابقة في حساب $\overrightarrow{G}^{2}_{C1-RTr}$ و بالتبسيط أكثر نجد:

$$\overrightarrow{G}_{C2-RTr} = \frac{e^2}{v^2\gamma^2\rho_e^2}\left[A^{2}_{C2-RTr} + (\epsilon^{*2}-1)B^{2}_{C2-RTr}\right] \tag{94.3}$$

حيث:

$$A_{C2-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\epsilon^* - \cosh(x))\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1\right)}{(\epsilon^*\cosh(x)-1)^3} \times \sin\left(\frac{g\ \omega}{\gamma^3\beta^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\sinh(x)-x\right)\right)\ dx \tag{95.3}$$

$$B_{C2-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sinh(x)\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1\right)}{(\epsilon^*\cosh(x)-1)^3} \tag{96.3}$$

$$\times \sin\left(\frac{g\ \omega}{\gamma^3\beta^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\sinh(x)-x\right)\right)\ dx \tag{97.3}$$

بعد التبسيط أكثر نستطيع كتابة الحد المباشر لسعة مؤثر التصادم:

$$\phi_{C-RTr}(\omega\ ) = -\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2}\int_0^1 \quad v f(\beta)d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{\rho_0}{v^2\gamma^2\rho_e^2}\ d\rho_0 \times \left(\left[\ A^{2}_{C1-RTr} + (\epsilon^{*2}-1)B^{2}_{C1-RTr}\right] + \left[\ A^{2}_{C2-RTr} + (\epsilon^{*2}-1)B^{2}_{C2-RTr}\right]\right) \tag{98.3}$$

حيث:

$$\frac{\epsilon^* d\epsilon^*}{\gamma^2} = \frac{\rho_0 d\rho_0}{\rho_e^2} \tag{99.3}$$

باستبدال التكامل إلى ϵ^* نحصل على عبارة الحد المباشر لسعة مؤثر التصادم بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم و المسار النسبوي (الكتلة النسبوية) كالتالي:

$$\begin{aligned}\phi_{C-RTr}(\omega)(Hz/cm^2) = &-\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2\theta c K_2(1/\theta)} \int_0^1 \exp(-\frac{\gamma}{\theta})\, \gamma\beta d\beta \\ &\int_{\epsilon^*_{\min}}^{\epsilon^*_{\max}} \epsilon^* d\epsilon^* \left(\left[A^2_{C1-RTr} + (\epsilon^{*2}-1) B^2_{C1-RTr} \right] \right. \\ &\left. + \left[A^2_{C2-RTr} + (\epsilon^{*2}-1) B^2_{C2-RTr} \right] \right)\end{aligned} \tag{100.3}$$

حدود التكامل على ϵ^* هي:

$$\epsilon^*_{\min} = (1-\beta^2 + \frac{m^2c^4\beta^4\rho^2_{\min}}{Z^2_{em}e^4}\gamma^2)^{1/2} \tag{101.3}$$

كذلك:

$$\begin{aligned}\epsilon^*_{\max} &= (1-\beta^2 + \frac{m^2c^4\beta^4\rho^2_{\max}}{Z^2_{em}e^4}\gamma^2)^{1/2} \\ &= (1-\beta^2 + \frac{m^2c^4\beta^4\lambda^2_D}{Z^2_{em}e^4}\gamma^2)^{1/2}\end{aligned} \tag{102.3}$$

بإهمال البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع $(\omega = 0)$ نجد:

$$\left[A^2_{C2-RTr} + (\epsilon^{*2}-1) B^2_{C2-RTr} \right] = 0 \tag{103.3}$$

كذلك:

$$\left[A^2_{C1-RTr} + (\epsilon^{*2}-1) B^2_{C1-RTr} \right] = \left[A^2_{C-RTr} + (\epsilon^{*2}-1) B^2_{C-RTr} \right] \tag{104.3}$$

حيث:

$$A_{C-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\epsilon^* - \cosh(x))\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x) - 1\right)}{(\epsilon^*\cosh(x) - 1)^3}\, dx \tag{105.3}$$

كذلك:

$$B_{C-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sinh(x)\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x) - 1\right)}{(\epsilon^*\cosh(x) - 1)^3}\, dx \tag{106.3}$$

ومنه العبارة النهائية للحد المباشر لسعة مؤثر التصادم الالكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم ومسار زائدي نسبوي للالكترون وبإهمال تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع (العبارة المحسوبة من طرف A.Naam [4]):

$$\phi_{C-RTr}(0,0)(Hz/cm^2) = -\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2\theta c K_2(1/\theta)}\int_0^1 \frac{\exp(-\frac{1}{\theta\sqrt{1-\beta^2}})}{(1-\beta^2)^{5/2}}\frac{\beta}{\gamma^4}d\beta \times \int_{\epsilon^*_{\min}}^{\epsilon^*_{\max}} \epsilon^* d\epsilon^* \left[A^2_{C-RTr} + (\epsilon^{*2}-1)B^2_{C-RTr}\right] \quad (107.3)$$

عند السرعات الصغيرة أين $\beta \longrightarrow 0$ فإن $\gamma \longrightarrow 0$ يتحقق ما يلي:

$$\lim_{\gamma\to 1} A_{C-RTr} = A_C = \frac{4}{\epsilon^2} \quad (108.3)$$

حيث:

$$A_C = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\epsilon-\cosh(x))\,(\epsilon\cosh(x)-1)}{(\epsilon\cosh(x)-1)^3}\,dx = \frac{2}{\epsilon} \quad (109.3)$$

كذلك:

$$\lim_{\gamma\to 1} B_{C-RTr} = 0 \quad (110.3)$$

3.6.3 حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت ومسار نسبوي للإلكترون

في ما يلي نعطي عبارة الحد المباشر لسعة مؤثر التصادم الالكتروني النسبوي باستخدام المسار النسبوي للإلكترون (الكتلة النسبوية) و بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت وبمساهمة تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع كما يلي:

$$\phi_{LW-RTr}(\omega) = -\frac{\pi n_e e^2}{3\hbar^2 c}\int_0^c \beta f(\beta)d\beta \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1^{t\prime *} \times \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2^{\prime *}\exp\left[i\omega_{\alpha\alpha'}\left(t_1^{\prime *}-t_2^{\prime *}\right)\right] \overrightarrow{E}_{LW-RTr}(t_1^{\prime *})\overrightarrow{E}_{LW-RTr}(t_2^{\prime *}) \quad (111.3)$$

يساوي:

$$\phi_{LW-RTr}(\omega\ ) = -\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2 c}\int_0^1 \beta f\ (\beta)d\beta \times \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho_0 d\rho_0 \left[\left(\overrightarrow{G}_{LW1-RTr}\right)^2 + \left(\overrightarrow{G}_{LW2-RTr}\right)^2\right] \quad (112.3)$$

حيث t'^*: هي الزمن المتأخر النسبوي:

$$\overrightarrow{G}_{LW1-RTr}\left(\omega\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \overrightarrow{E}_{LW-RTr}(t'^*)\cos\left(\omega t'^*\right) dt'^* \quad (113.3)$$

كذلك:

$$\overrightarrow{G}_{LW2-RTr}\left(\omega\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \overrightarrow{E}_{LW-RTr}(t'^*)\sin\left(\omega t'^*\right) dt'^* \quad (114.3)$$

حساب $\overrightarrow{G}_{LW1-RTr}$

لدينا:

$$\overrightarrow{G}_{LW1-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\frac{\overrightarrow{R}(t'^*)}{R(t^{*\prime})} - \frac{\overrightarrow{v}(t'^*)}{c}\right)}{k^2 R^2(t'^*)} \times \cos\left(\omega\ \ (t'^* + R^*(t'^*)/c)\right)\ \ dt'^* \quad (115.3)$$

تساوي أيضا:

$$\overrightarrow{G}_{LW1-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\overrightarrow{R^*}\left(t'\right)}{\left(1+\frac{1}{c}\frac{dR^*(t'^*)}{dt'}\right)^2\ \ R^{*3}\left(t'^*\right)} - \frac{d\overrightarrow{R^*}\left(t'^*\right)}{\left(1+\frac{1}{c}\frac{dR^*(t'^*)}{dt'^*}\right)^2\ cdt'^*\ R^{*2}\left(t'^*\right)}\right) \times \cos\left(\omega\ \ (t'^* + R^*(t'^*)/c)\right)\ \ dt'^* \quad (116.3)$$

يمكن كتابة $\overrightarrow{G}_{LW1-RTr}$ كـالتالي:

$$\overrightarrow{G}_{LW1-RTr} = -e\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{X^*\left(t'\right)\overrightarrow{i} + Y^*\left(t'\right)\overrightarrow{j}}{\left(1+\frac{1}{c}\frac{dR^*(t'^*)}{dt'}\right)^2\ \ R^{*3}\left(t'^*\right)} \frac{\frac{dX^*}{dt'^*}\overrightarrow{i} + \frac{dY}{dt'^*}\overrightarrow{j}}{\left(1+\frac{1}{c}\frac{dR^*(t'^*)}{dt'^*}\right)^2\ c\ R^{*2}\left(t'^*\right)}\right) \times \cos\left(\omega\ \ (t'^* + R^*(t'^*)/c)\right)\ \ dt'^* \quad (117.3)$$

بإستخدام متغيرات معادلة الحركة النسبوية وبـاستبدال التكامل على x نجد:

$$\begin{aligned}\overrightarrow{G}_{LW1-RTr} =& -\frac{e}{v\gamma\rho_e}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1}{\epsilon^*\cosh(x)-1}\right]^3\\ &\times\frac{\left[(\epsilon^*-\cosh(x))\overrightarrow{i}+\sqrt{\epsilon^{*2}-1}\sinh(x)\overrightarrow{j}\right]}{\left[\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1+\frac{v}{c}\gamma^2\epsilon^*\sinh(x)\right]^2}\\ &\times\cos\left(\frac{g\,\omega}{\gamma\beta^3}\left[\left(\epsilon^*\sinh(x)-\frac{x}{\gamma^2}\right)+\beta\,(\epsilon^*\cosh(x)-1)\right]\right)dx\\ &+\frac{e\gamma}{c\rho_e}\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1}{\epsilon^*\cosh(x)-1}\right]^2\\ &\times\frac{\left[-\sinh(x)\overrightarrow{i}+\sqrt{\epsilon^{*2}-1}\cosh(x)\overrightarrow{j}\right]}{\left[\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1+\frac{v}{c}\gamma^2\epsilon^*\sinh(x)\right]^2}\\ &\times\left(\frac{g\,\omega}{\gamma\beta^3}\left[\left(\epsilon^*\sinh(x)-\frac{x}{\gamma^2}\right)+\beta\,(\epsilon^*\cosh(x)-1)\right]\right)dx\end{aligned}$$

(118.3)

بـالتبسيط أكثر:

$$\overrightarrow{G}^2_{LW1-RTr}=\frac{e^2}{v^2\rho_e^2}\left[\overline{A}^2_{LW-RTr}+(\epsilon^{*2}-1)\overline{B}^2_{LW-RTr}\right] \qquad (119.3)$$

حيث:

$$\begin{aligned}A_{LW1-RTr} =& \int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1}{\epsilon^*\cosh(x)-1}\right]^2\\ &\times\frac{\left[\frac{1}{\gamma}\left[\frac{\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1}{\epsilon^*\cosh(x)-1}\right](\epsilon^*-\cosh(x))-\beta\gamma\sinh(x)\right]}{\left[\gamma^2\epsilon^*\cosh(x)-1+\beta\gamma^2\epsilon^*\sinh(x)\right]^2}\\ &\times\cos\left(\frac{g\,\omega}{\gamma\beta^3}\left[\left(\epsilon^*\sinh(x)-\frac{x}{\gamma^2}\right)+\beta\,(\epsilon^*\cosh(x)-1)\right]\right)dx\end{aligned}$$

(120.3)

كذلك:

$$B_{LW1-RTr} = -\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right]^2 \times \frac{\left[-\frac{1}{\gamma}\left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right]\sinh(x) + \beta\gamma\cosh(x)\right]}{\left[\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1 + \beta\gamma^2\epsilon^* \sinh(x)\right]^2} \times \cos\left(\frac{g\,\omega}{\gamma\beta^3}\left[\left(\epsilon^* \sinh(x) - \frac{x}{\gamma^2}\right) + \beta\,(\epsilon^* \cosh(x) - 1)\right]\right) dx \quad (121.3)$$

حساب $\overrightarrow{G}_{LW2-RTr}$

بإتباع نفس الخطوات السابقة في حساب $\overrightarrow{G}_{LW1-RTr}$ و بالتبسيط أكثر نجد:

$$\overrightarrow{G}^2_{LW2-RTr} = \frac{e^2}{v^2\rho_e^2}\left[A^2_{LW2-RTr} + (\epsilon^{*2} - 1)B^2_{LW2-RTr}\right] \quad (122.3)$$

حيث:

$$A_{LW2-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right]^2 \times \frac{\left[\frac{1}{\gamma}\left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right](\epsilon^* - \cosh(x)) - \beta\gamma\sinh(x)\right]}{\left[\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1 + \beta\gamma^2\epsilon^* \sinh(x)\right]^2} \times \sin\left(\frac{g\,\omega}{\gamma\beta^3}\left[\left(\epsilon^* \sinh(x) - \frac{x}{\gamma^2}\right) + \beta\,(\epsilon^* \cosh(x) - 1)\right]\right) dx \quad (123.3)$$

كذلك:

$$B_{LW2-RTr} = -\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right]^2 \times \frac{\left[-\frac{1}{\gamma}\left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right]\sinh(x) + \beta\gamma\cosh(x)\right]}{\left[\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\gamma^2\epsilon^* \sinh(x)\right]^2} \times \sin\left(\frac{g\,\omega}{\gamma\beta^3}\left[\left(\epsilon^* \sinh(x) - \frac{x}{\gamma^2}\right) + \beta\,(\epsilon^* \cosh(x) - 1)\right]\right) dx \quad (124.3)$$

بعد التبسيط أكثر يمكننا كتابة العبارة النهائية للحد المباشر لسعة مؤثر التصادم بمساهمة الحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت والمسار الزائدي النسبوي للإلكترون كالتالي:

$$\begin{aligned}\phi_{LW-RTr}(\omega) = -\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2}\int_0^1 \ vf(\beta)d\beta\int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}}\frac{\rho_0}{v^2{\rho_e}^2}d\rho_0 \\ \times\left(\left[\ A_{LW1-RTr}^2+(\epsilon^{*2}-1)B_{LW1-RTr}^2\right]\right. \\ \left.+\left[\ A_{LW2-RTr}^2+(\epsilon^{*2}-1)B_{LW2-RTr}^2\right]\right)\end{aligned} \qquad (125.3)$$

حيث:

$$\frac{\epsilon^* d\epsilon^*}{\gamma^2}=\frac{\rho_0 d\rho_0}{\rho_e^2} \qquad (126.3)$$

باستبدال التكامل إلى ϵ^* نجد:

$$\begin{aligned}\phi_{LW-RTr}(\omega\ )(Hz/cm^2)\ = -\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2\theta cK_2(1/\theta)}\int_0^1 \exp(-\frac{\gamma}{\theta})\ \gamma^5\beta d\beta \\ \int_{\epsilon^*_{\min}}^{\epsilon^*_{\max}}\frac{\epsilon^* d\epsilon^*}{\gamma^2}\left[\left[\ A_{LW1-RTr}^2+(\epsilon^{*2}-1)B_{LW1-RTr}^2\right]\right. \\ \left.+\left[\ A_{LW2-RTr}^2+(\epsilon^{*2}-1)B_{LW2-RTr}^2\right]\right]\end{aligned} \qquad (127.3)$$

حيث حدود التكامل على ϵ^* هي:

$$\epsilon^*_{\min}=(1-\beta^2+\frac{m^2c^4\beta^4\rho_{\min}^2}{Z_{em}^2e^4}\gamma^2)^{1/2} \qquad (128.3)$$

كذلك:

$$\epsilon^*_{\max}=(1-\beta^2+\frac{m^2c^4\beta^4\rho_{\max}^2}{Z_{em}^2e^4}\gamma^2)^{1/2}=(1-\beta^2+\frac{m^2c^4\beta^4\lambda_D^2}{Z_{em}^2e^4}\gamma^2)^{1/2} \qquad (129.3)$$

بإهمال البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع $(\omega=0)$ نجد:

$$\left[\ A_{LW2-RTr}^2+(\epsilon^{*2}-1)B_{LW2-RTr}^2\right]=0 \qquad (130.3)$$

كذلك:

$$\left[\ A_{LW1-RTr}^2+(\epsilon^{*2}-1)B_{LW1-RTr}^2\ \right]=\left[\ A_{LW-RTr}^2+(\epsilon^{*2}-1)B_{LW-RTr}^2\right] \qquad (131.3)$$

حيث:

$$A_{LW-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right]^2}{\left[\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1 + \beta\gamma^2\epsilon^* \sinh(x)\right]^2} \times \left[\frac{1}{\gamma}\left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right](\epsilon^* - \cosh(x)) - \beta\gamma \sinh(x)\right] dx$$

(132.3)

كذلك:

$$B_{LW-RTr} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right]^2}{\left[\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1 + \frac{v}{c}\gamma^2\epsilon^* \sinh(x)\right]^2} \times \left[-\frac{1}{\gamma}\left[\frac{\gamma^2\epsilon^* \cosh(x) - 1}{\epsilon^* \cosh(x) - 1}\right]\sinh(x) + \beta\gamma \cosh(x)\right] dx \quad (133.3)$$

عند إهمال البنية الدقيقة فإن عبارة سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي المتأخر للينارد-ويتشرت ومسار نسبوي للالكترون تكون كالتالي:

$$\phi_{LW-RTr}(0\,)(Hz/cm^2) = -\frac{\pi n_e e^4}{3\hbar^2\theta c K_2(1/\theta)} \int_0^1 \frac{\exp(-\frac{1}{\theta\sqrt{1-\beta^2}})}{(1-\beta^2)^{5/2}}\beta d\beta \times \int_{\epsilon^*_{\min}}^{\epsilon^*_{\max}} \frac{\epsilon^* d\epsilon^*}{\gamma^2}\left[\, A^2_{LW-RTr} + (\epsilon^{*2} - 1)B^2_{LW-RTr}\right]$$

(134.3)

عند السرعات الصغيرة أين معامل النسبوية β يؤول إلى الصفر فإن γ يؤول إلى الواحد ويتحقق ما يلي:

$$\lim_{\binom{\beta\to 1}{\gamma\to 0}} A^2_{LW-RTr} = \frac{4}{\epsilon^2} \quad (135.3)$$

كذلك:

$$\lim_{\binom{\beta\to 1}{\gamma\to 0}} B^2_{LW-RTr} = 0 \quad (136.3)$$

ومنه يمكن الإستنتاج أنه عند السرعات الصغيرة أين معامل النسبوية β يؤول الى الصفر فإن γ يؤول إلى الواحد، عندها تؤول جميع عبارات سعة مؤثر التصادم النسبوي بمساهمة الحقل الكهربائي

للينارد-ويتشرت ومعادلة الحركة النسبوية الموضحة في المعادلات (68.3) (98.3) و (125.3) إلى عبارة سعة مؤثر التصادم الكلاسيكي الموضحة في المعادلة(36.2).

عبارة مؤثر التصادم النهائية في الحالات الأربعة التي توصلنا لها في هذا الفصل لا يمكن إيجاد حل تحليلي لها. وإنما قمنا بوضع أربعة برامج عددية مناسبة في لغة فورترون لحل كل عبارة عدديا من أجل عدة قيم من درجة الحرارة T_e والكثافة الالكترونية n_e والعدد الذري Z، والفرق بين التواترات ω.

المراجع العلمية

[1] Anderson, PHILIP W. ”Pressure broadening in the microwave and infra-red regions.” *Physical Review* 76.5 (1949): 647.

[2] Griem, H. R., et al. ”Stark broadening of neutral helium lines in a plasma.” *Physical Review* 125.1 (1962): 177.

[3] J. D. Jackson, “Special theory of relativity,” in Classical Electrodynamics, 3rd ed. (John Wiley, New York), Chap. XI, pp. 360–364, (1962).

[4] Naam, A., et al. ”Spectral line broadening by relativistic electrons in plasmas: Collision operator.” *Advances in Space Research* 54.7 (2014): 1242-1247.

[5] Griem, Hans R., Alan C. Kolb, and K. Y. Shen. ”Stark broadening of hydrogen lines in a plasma.” *Physical Review* 116.1 (1959): 4.

[6] A. Liénard, L’éclairage Electrique, 16 p.5, p. 53; ibid. p. 106 (1898).

[7] E. Wiechert, Annalen der Physik. 309 (4): 667,689(1901).

[8] Alexiou, Spiros. ”Collision operator for isolated ion lines in the standard Stark-broadening theory with applications to the Z scaling in the Li isoelectronic series 3P-3S transition.” *Physical Review A* 49.1 (1994): 106.

[9] Arif, K., et al. "Contribution of Liénard–Wiechert potential to the broadening of spectral lines by electron collisions in plasmas." *Physics of Plasmas* 29.9 (2022).

[10] Poquérusse, A., and S. Alexiou. "Fast analytic formulas for the modified Bessel functions of imaginary order for spectral line broadening calculations." *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 62.4 (1999): 389-395.

[11] Voslamber, D. "A non-Markovian impact theory comprehending partially overlapping lines." *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 10.8 (1970): 939-943.

[12] Meftah, Mohammed Tayeb, et al. "Contribution of Lienard-Wiechert potential to the electron broadening of spectral lines in plasmas." *Atoms* 6.1 (2018): 6.

[13] N. Feautrier, Ann. d'Astron. 31, 305(1968).

[14] Poquerusse, A. "Nouvelle presentation de fonctions d'elargissement stark de raies ioniques isolees." *Physics Letters A* 59.6 (1977): 438-440.

[15] Dimitrijević, M. S., S. Sahal-Bréchot, and V. Bommier. "Stark broadening of spectral lines of multicharged ions of astrophysical interest." *Astron. Astrophys*. Suppl. Ser 89.3 (1991): 581-590.

الفصل الرابع

التعريض الإلكتروني النسبوي و مؤثر التصادم: نتائج ومناقشة

1.4 مقدمة

قبل أن نبدأ بمناقشة النتائج التي توصلنا لها، من الضروري التذكير ببعض الرموز الموجودة في هذا الفصل.

الرمز LW: يعني أنه تم إجراء الحسابات باستخدام الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت.

الرمز C: يعني إجراء الحساب باستخدام الحقل الكهربائي لكولوم.

$\Delta\omega_{LW}$: يرمز إلى تعريض ستارك الناتج عن التصادم بين الأيونات المشعة والإلكترونات الحرة التي تؤثر بالحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت على الأيونات.

$\Delta\omega_{C}$: له نفس التعريف السابق، لكن الحقل الكهربائي الذي تؤثر به الإلكترونات الحرة على الأيونات المشعة هو حقل كولوم.

$\Delta\omega_{LW-RTr}$: هو تعريض ستارك الناتج عن التصادم بين الأيونات المشعة و الإلكترونات الحرة التي لها كتلة نسبوية $(m = m_0 \diagup \sqrt{1 - v^2 \diagup c^2})$ أما الحقل الكهربائي الذي تؤثر به الإلكترونات الحرة على الأيونات المشعة هو حقل لينارد-ويتشرت.

$\Delta\omega_{C-RTr}$: هو تعريض ستارك الناتج عن التصادم بين الأيونات المشعة والإلكترونات الحرة التي لها كتلة نسبوية و الحقل الكهربائي الذي تؤثر به الإلكترونات الحرة على الأيونات المشعة هو حقل كولوم.

قمنا بحساب الحد المباشر لدوال سعة مؤثر التصادم عدديا وذلك بإجراء عدة برامج عددية بلغة fortran لجميع دوال سعة مؤثر التصادم التي توصلنا لها في الفصل الثالث باستخدام طرق عددية مناسبة، هذه الدوال في الحالات التالية:

- الحالة النسبوية بإهمال تصحيح البنية الدقيقة الموضحة في المعادلة (37.3).
- الحالة النسبوية بمساهمة تصحيح البنية الدقيقة الموضحة في المعادلات: (71.3)، (107.3)، (125.3).
- الحالة الكلاسيكية لـ S.Alexiou [1]، الموضحة في المعادلات: (43.3)، (40.2).

في هذا الفصل سنناقش تأثير مختلف الوسائط (درجة الحرارة T_e، الكثافة الإلكترونية n_e، العدد الذري للأيون المشع Z_{em}، الفرق بين التواترات ω) على مؤثر التصادم وسعته، في حالة مساهمة التأثيرات النسبوية ومقارنتها بالحالة الكلاسيكية[1]، في حالتي إهمال ومساهمة تصحيح البنية الدقيقة

على مستويات الأيون المشع.

سنقوم بحساب تعريضات ستارك $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW}, \Delta\omega_{LW-RTr}, \Delta\omega_{C-RTr})$ لبعض الخطوط الطيفية المنبعثة من أيونات أشباه الهيدروجين: الحديد $FeXXVI$، الكوبالت $CoXXVII$، الكروم $CrXXIV$، و أيونات أشباه الهيليوم: الحديد $FeXXV$، الكروم $CrXXIII$، النيكل $NiXXVII$، وهذا باستخدام جداول Nist للانتقالات الإشعاعية لهذه الأيونات.

في حسابنا أخذنا قيمة الحد الأعلى لوسيط الصدم $\rho_{max} = \lambda_d$، أما الحد الأدنى ρ_{min} فقد أخذنا قيمتان وهما: $\rho_{min} = a_0$، $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$ حيث a_0: هو نصف قطر بور لذرة الهيدروجين، $\rho_{min(Alexiou)}$: هو الحد الأدنى لوسيط الصدم الذي إستخدمه S.Alexiou في [1]:

$$\rho_{min(Alexiou)} = (n_a^2 - n_b^2)\frac{a_0}{Z_{em}+1} \tag{1.4}$$

Z_{em}: هو العدد الذري للأيون المشع.

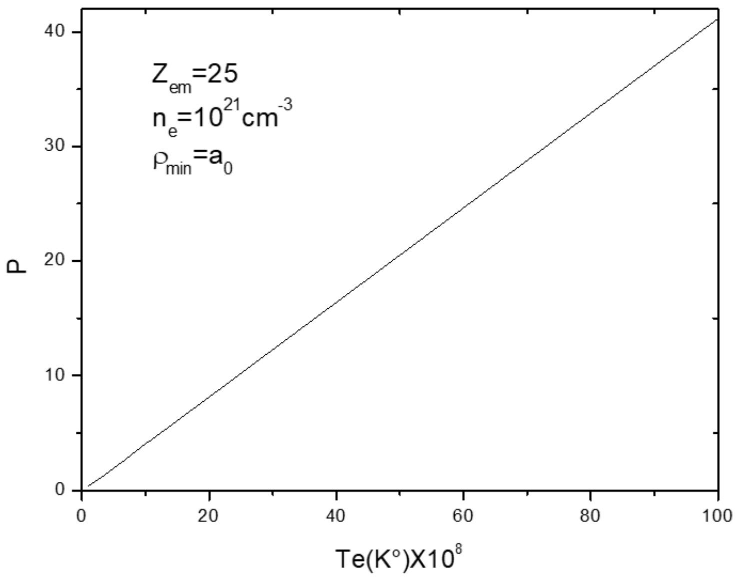
2.4 تأثير مختلف الوسائط الفيزيائية على مؤثر التصادم

1.2.4 بإهمال تصحيح البنية الدقيقة للأيون المشع

تأثير درجة الحرارة

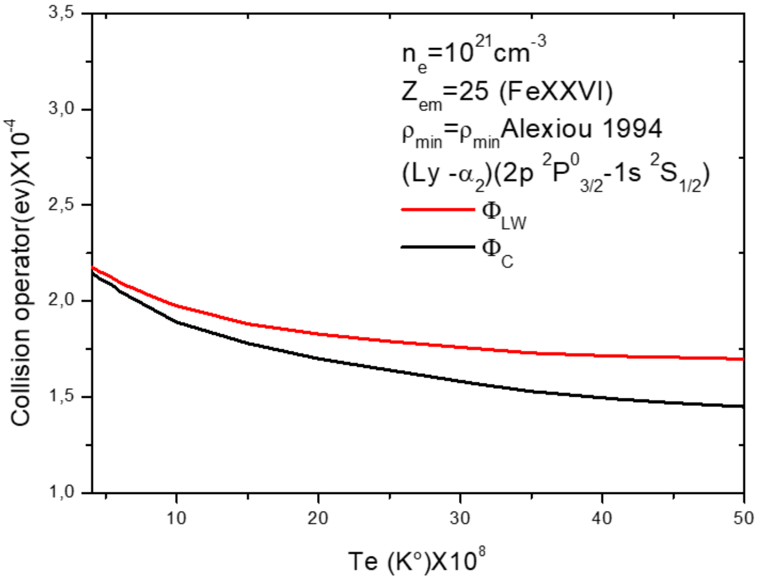
نعرف النسبة P على أنها الفرق بين سعتي مؤثر التصادم النسبوي والكلاسيكي ϕ_C, ϕ_{LW} مضروب في 100 مقسوم على سعة مؤثر التصادم الكلاسيكي ϕ_C، نكتب عبارتها كالتالي:

$$P = \frac{\phi_{LW} - \phi_C}{\phi_C} \times 100 \tag{2.4}$$



شكل 1.4: تغيرات النسبة $(P = \frac{\phi_{LW}-\phi_C}{\phi_C} \times 100)$ بدلالة درجة الحرارة Te من أجل $\rho_{min} = a_0$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$.

من خلال المنحنى 1.4: نلاحظ أن النسبة P بين سعتي مؤثر التصادم تزداد خطيا بزيادة درجة الحرارة، ونفسر ذلك بأن سعة مؤثر التصادم النسبوي ϕ_{LW} تكون أكبر من سعة مؤثر التصادم الكلاسيكي ϕ_C والفرق بين السعتين يزداد بارتفاع درجة الحرارة، حيث تصل النسبة P إلى 40% عند درجة الحرارة $T_e = 10^{10}K^\circ$.



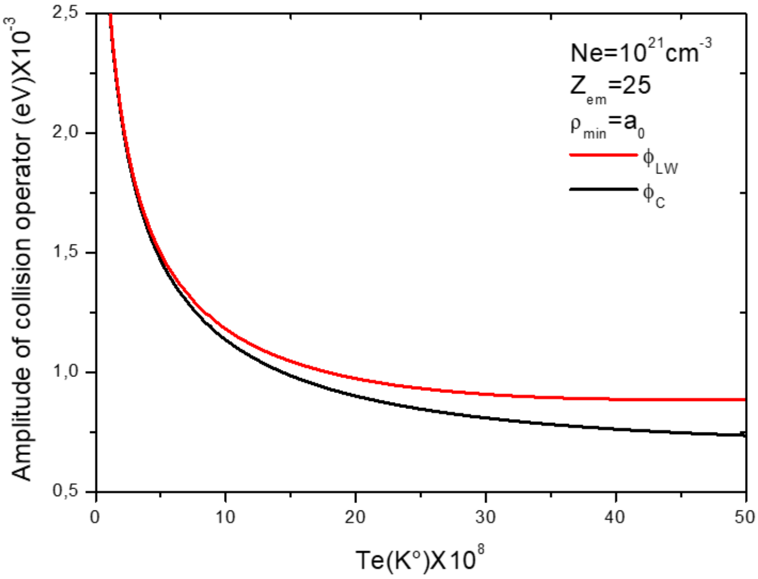
شكل 2.4: مؤثر التصادم الإلكتروني (Φ_{LW}, Φ_C) بدلالة درجةالحرارة T_e للخط $(Ly - \alpha)$ لأيون الحديد $FeXXVI$ من أجل $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$ والفرق بين التواترات $\omega = 0$[2].

المنحنى 2.4: يمثل تغيرات مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت (Φ_{LW}) و مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم (Φ_C) بدلالة درجة الحرارة الإلكترونية T_e.

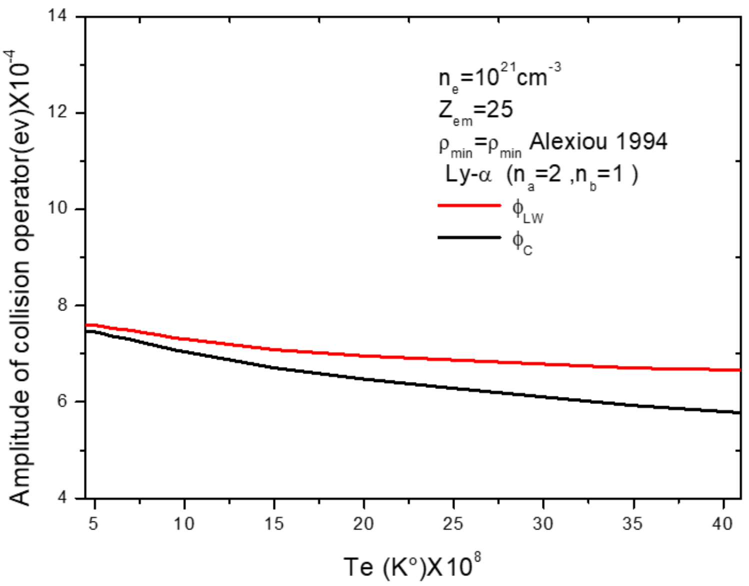
نظراً لقصر مدة التصادم ومن أجل حدوث تصادمات سريعة، نلاحظ أن مؤثر التصادم الإلكتروني يتناقص تناقصا أسيا بزيادة درجة الحرارة الإلكترونية لكل من طاقات كمون التفاعل، ويرجع ذلك إلى أن الزيادة في درجة الحرارة تؤدي إلى الزيادة في الطاقة الحركية، كما تظهر طاقة كمون تفاعل لينارد-ويتشرت إنخفاضا أبطأ مقارنة بطاقة كمون تفاعل كولوم.

نلاحظ أيضا أن مؤثري التصادم (Φ_{LW}, Φ_C) عند درجة الحرارة الأقل من $T_e = 2 \times 10^8 K^\circ$ متطابقان تقريبا وهذا يفسر أن أثر تصحيح الكمون المتأخر لتفاعل لينارد-ويتشرت على مؤثر التصادم يكون مهملا، نستنتج أن مؤثر التصادم بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت يؤول إلى مؤثر التصادم بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم عند درجات الحرارة الأقل من $T_e = 10^8 K^\circ$.

نلاحظ أيضا أن قيم مؤثر التصادم Φ_{LW} أكبر من Φ_C عند درجات الحرارة الأكبر من $T_e = 3 \times 10^8 K^\circ$ حيث يظهر الفرق جليا بين مؤثري التصادم ويظهر أثر تصحيح الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت على مؤثر التصادم، هذا الفرق يزداد بـارتفاع درجة الحرارة.



شكل 3.4: تغيرات سعتا مؤثرا التصادم (ϕ_{LW}, ϕ_C) بدلالة درجة الحرارة T_e من أجل $\rho_{min} = a_0$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$.



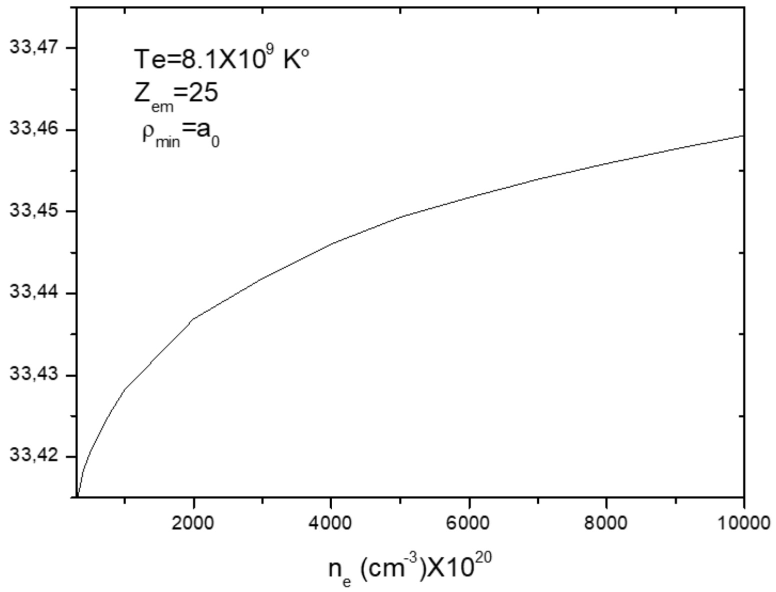
شكل 4.4: تغيرات سعتا مؤثرا التصادم (ϕ_{LW}, ϕ_C) بدلالة درجة الحرارة T_e من أجل $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$ للخط $(Ly - \alpha)$ للأيون المشع ذو العدد الذري $Z_{em} = 25$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$.

المنحنيان 3.4 و 4.4: يُظهران تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت و الحقل الكهربائي لكولوم بدلالة درجة الحرارة الإلكترونية T_e حيث المنحنى 3.4 من أجل الحد الأدنى لوسيط الصدم $\rho_{min} = a_0$ والمنحنى 4.4 من أجل

$\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$ حيث $(a_0 > \rho_{min(Alexiou)})$ وهذا من أجل الخط $(Ly - \alpha)$ و $Z_{em} = 25$.

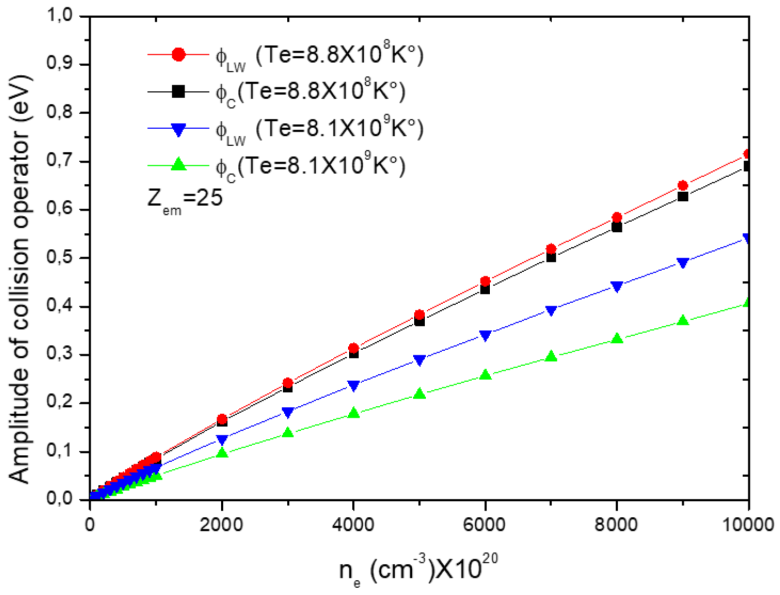
عند المقارنة بين المنحنيين 3.4 و 4.4 نجد أن إنخفاض سعتا مؤثرا التصادم للمنحى 3.4 الذي لديه $\rho_{min} = a_0$ كان بوتيرة أسرع ويظهر الشكل الأسي للدالتين لنفس المنحنى بشكل أوضح، وهذا يعود إلى تأثير قيمة ρ_{min} على سعة مؤثر التصادم ونفسر ذلك أنه كلما إقترب الإلكترون المضطرب من الأيون المشع زاد كمون التفاعل وزادت شدة التصادم بين الإلكترون والأيون مما يؤثر على قيمة سعة مؤثر التصادم.

تأثير الكثافة الإلكترونية



شكل 5.4: تغيرات النسبة $(P = \frac{\phi_{LW} - \phi_C}{\phi_C} \times 100)$ بدلالة الكثافة الإلكترونية n_e من أجل $\rho_{min} = a_0$ ودرجة الحرارة $T_e = 8.1 \times 10^9 K^\circ$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$.

من خلال المنحنى 5.4 نلاحظ أن النسبة P تزداد بوتيرة بطيئة بزيادة الكثافة الإلكترونية، عند الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{23} cm^{-3}$ كانت النسبة $P = 33.43\%$، عند الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{24} cm^{-3}$ كانت النسبة $P = 33.46\%$، يرجع الإختلاف البسيط في النسبة P إلى تناسب الحد الأعلى لوسيط الصدم λ_D مع الكثافة الإلكترونية.



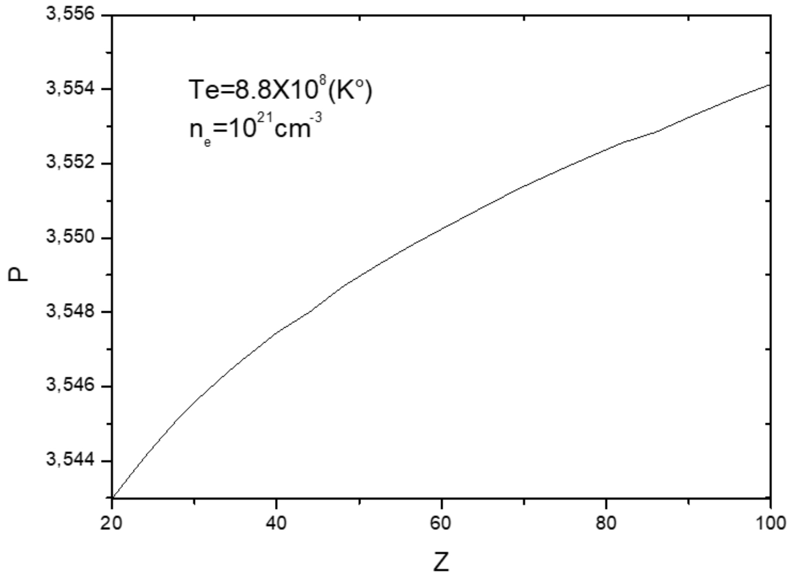
شكل 6.4: تغيرات سعتا مؤثرا التصادم (ϕ_{LW}, ϕ_C) بدلالة الكثافة الإلكترونية n_e من أجل قيمتين مختلفتين لدرجة الحرارة حيث $\rho_{min} = a_0$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$.

المنحنى 6.4 يُظهر أن سعتي مؤثرا التصادم الإلكتروني (ϕ_{LW}, ϕ_C) تتزايدان بزيادة الكثافة الإلكترونية، ويرجع ذلك إلى أننا نجمع التصادمات الفردية إحصائيًا و عدد التصادمات في الثانية متناسب مع كثافة الإلكترونات.

نلاحظ أن سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت أكبر من سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم، يرجع الإختلاف إلى نوع طاقة التفاعل، إذ أن صيغة التفاعل تؤثر بشكل مباشر على مسار الإلكترونات الحرة، هذا لأمر الذي يؤدي إلى إختلاف التصادم بإختلاف التفاعل.

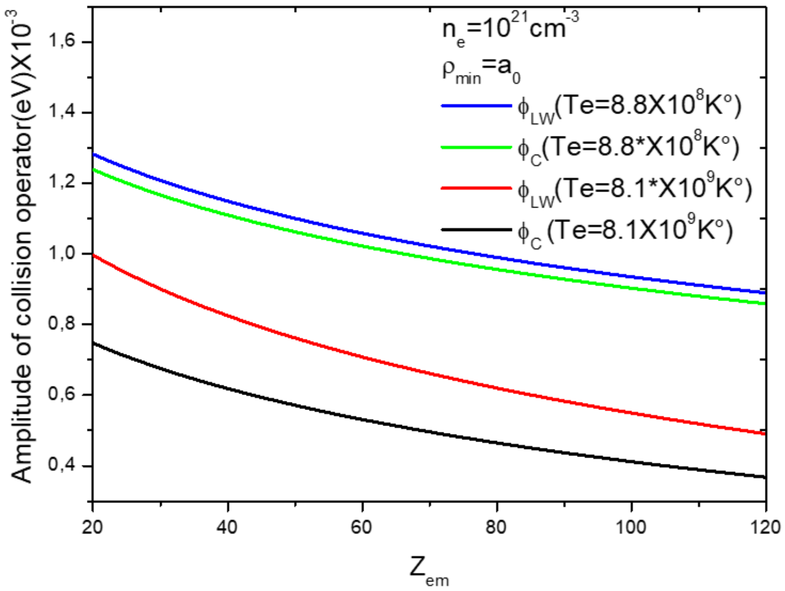
نلاحظ أيضا أن الفرق بين سعتي مؤثر التصادم $(\phi_{LW} - \phi_C)$ عند درجتي الحرارتين $T_e = 8.8 \times 10^8 K°$ و $T_e = 8.1 \times 10^9 K°$ يختلف، حيث يكون الفرق أكبر عند درجة الحرارة $T_e = 8.1 \times 10^9 K°$.

تأثير العدد الذري للأيون المشع Z_{em}



شكل 7.4: تغيرات النسبة ($P = \frac{\phi_{LW}-\phi_C}{\phi_C} \times 100$) بدلالة العدد الذري للأيون المشع Z_{em}، من أجل درجة الحرارة $T_e = 8.8 \times 10^8 K°$ و $\rho_{min} = a_0$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21} cm^{-3}$.

المنحنى 7.4 يوضح أن النسبة P بين سعتي مؤثر التصادم تزداد بوتيرة بطيئة، عند العدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$، كانت النسبة $P = 3.5446\%$ وعند $Z_{em} = 60$، كانت النسبة $P = 3.55024\%$.



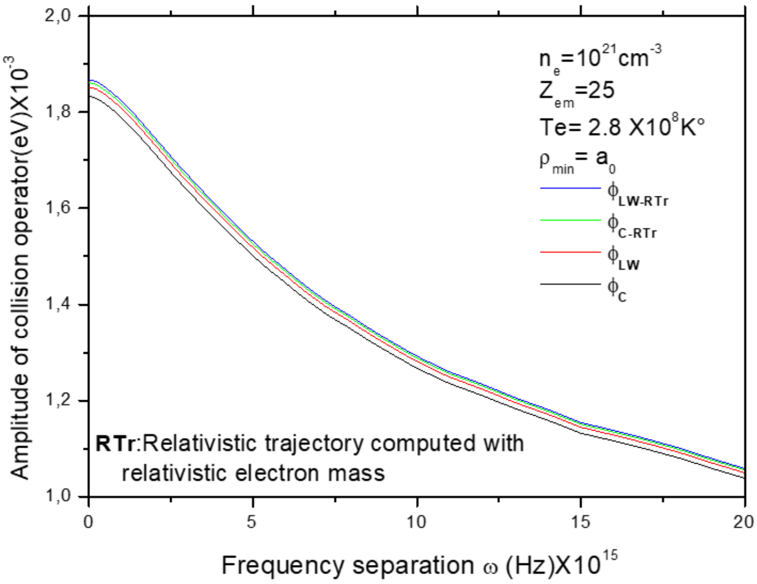
شكل 8.4: تغيرات سعتا مؤثرا التصادم (ϕ_{LW}, ϕ_C) بدلالة العدد الذري للأيون المشع Z_{em}، من أجل قيمتين مختلفتين لدرجة الحرارة عند $\rho_{min} = a_0$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$.

من خلال المنحنى 8.4 نلاحظ أن سعتي مؤثرا التصادم الإلكتروني (ϕ_{LW}, ϕ_C) تتناقصان بوتيرة بطيئة بزيادة العدد الذري للأيون المشع من أجل درجتي الحرارة $T_e = 8.8 \times 10^8 K^\circ$ و $T_e = 8.1 \times 10^9 K^\circ$.

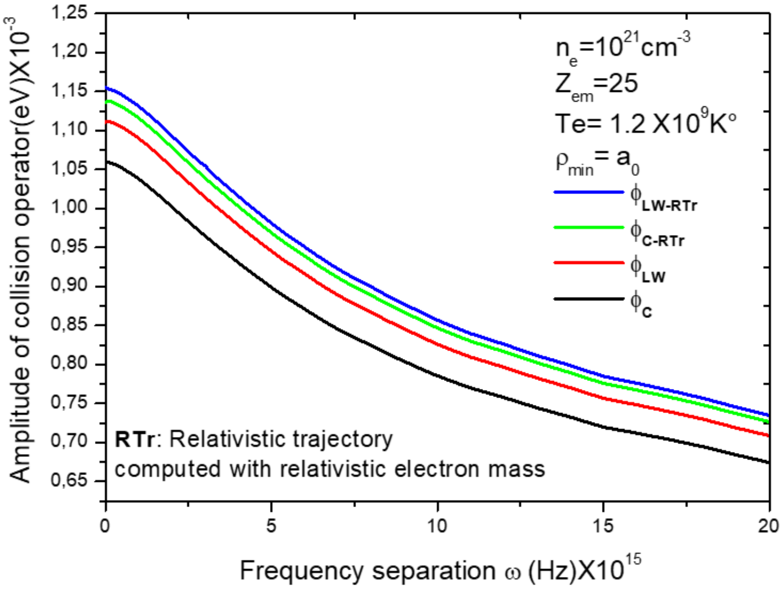
يبدو أن سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت أكبر من سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم. عند مقارنة الفرق بين سعتي مؤثر التصادم $(\phi_{LW} - \phi_C)$ عند درجتي الحرارتين $T_e = 8.8 \times 10^8 K^\circ$ و $T_e = 8.1 \times 10^9 K^\circ$ نجد أن الفرق $(\phi_{LW} - \phi_C)$ يزداد بارتفاع درجة الحرارة.

2.2.4 بمساهمة البنية الدقيقة للأيون المشع

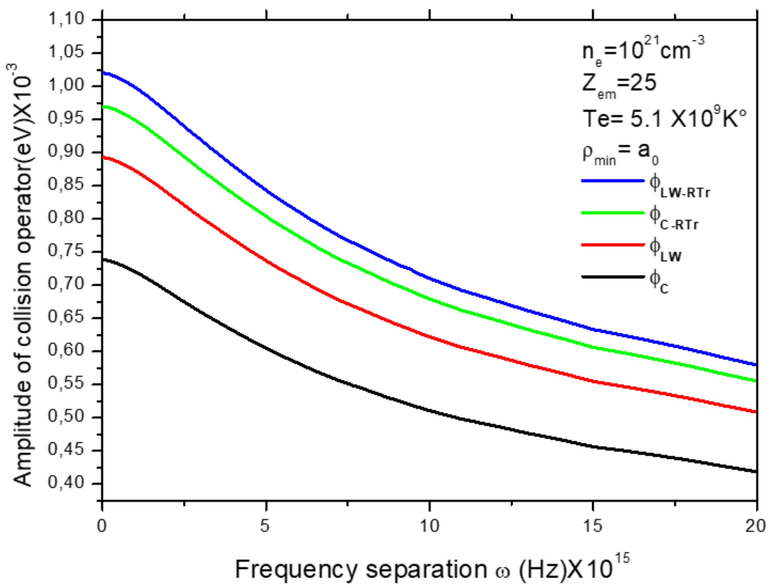
تأثير درجةالحرارة



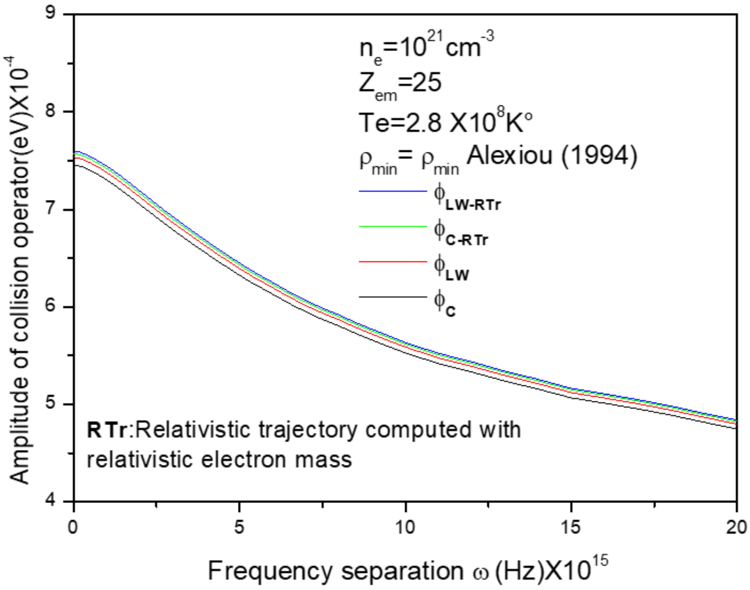
شكل 9.4: سعات مؤثر التصادم الالكتروني $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ بدلالة الفرق بين التواترات ω عند درجة الحرارة $T_e = 2.8\times10^8 K°$ و الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ و $\rho_{min} = a_0$.



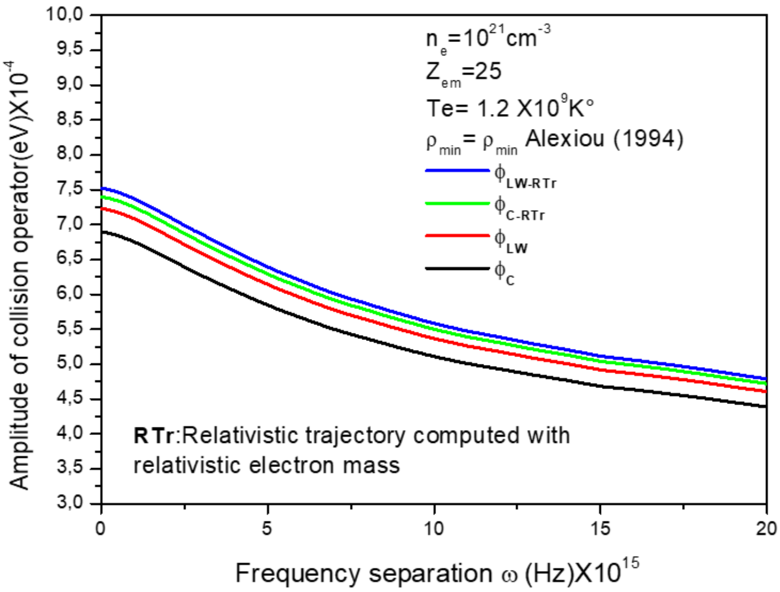
شكل 10.4: سعات مؤثر التصادم الإلكتروني $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ بدلالة الفرق بين التواترات ω عند درجة الحرارة $T_e = 1.2\times10^9K^\circ$، الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ حيث $\rho_{min} = a_0$.



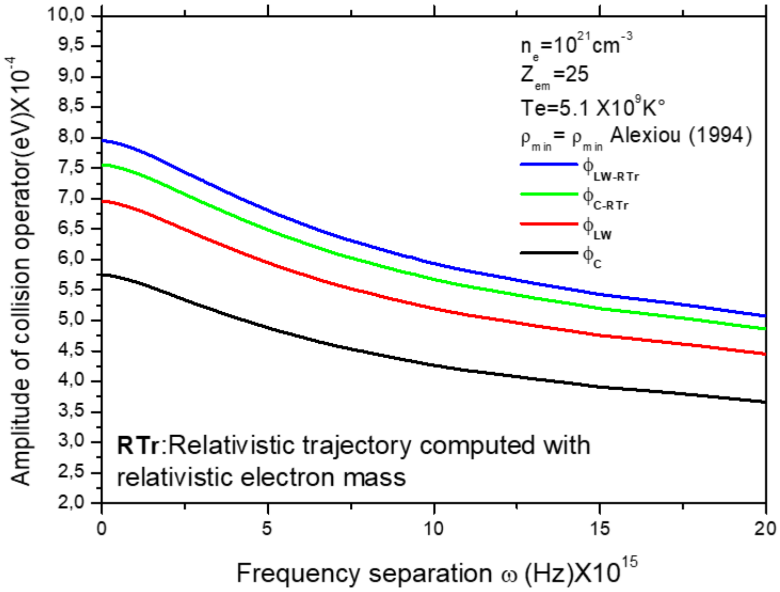
شكل 11.4: سعات مؤثر التصادم الإلكتروني $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ بدلالة الفرق بين التواترات ω عند درجة الحرارة $T_e = 5.1\times10^9K^\circ$، الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ حيث $\rho_{min} = a_0$.



شكل 12.4: سعات مؤثر التصادم الإلكتروني $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ بدلالة الفرق بين التواترات ω عند درجة الحرارة $T_e = 2.8 \times 10^8 K°$، الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ حيث $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$[2].



شكل 13.4: سعات مؤثر التصادم الإلكتروني $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ بدلالة الفرق بين التواترات ω عند درجة الحرارة $T_e = 1.2 \times 10^9 K°$، الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21}cm^{-3}$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ حيث $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$[2].



شكل 14.4: سعات مؤثر التصادم الإلكتروني $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ بدلالة الفرق بين التواترات ω عند درجة الحرارة $T_e = 5.1 \times 10^9 K^\circ$، الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21} cm^{-3}$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ حيث $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$[2].

تمثل المنحنيات 9.4، 10.4، 11.4، 12.4، 13.4، 14.4: تغيرات سعات مؤثر التصادم الإلكتروني $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ بدلالة الفرق بين التواترات ω، عند الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21} cm^{-3}$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$، حيث المنحنيات: 9.4، 10.4، 11.4، من أجل $\rho_{min} = a_0$، والمنحنيات: 12.4، 13.4، 14.4، من أجل $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$.

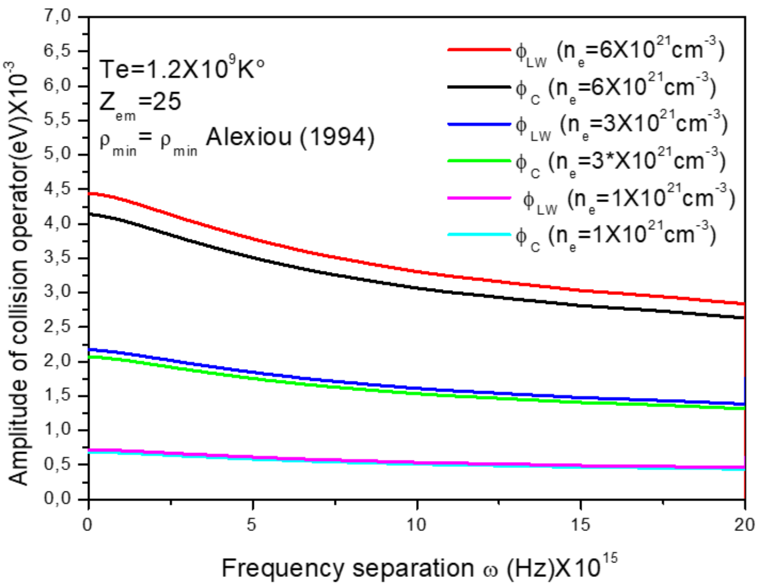
من خلال المنحنيات 9.4، 10.4، 11.4، 12.4، 13.4، 14.4: يظهر أن سعات مؤثر التصادم الإلكتروني $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ تتناقص أسيا بزيادة الفرق بين التواترات ω، حيث يُظهر منحنى سعة مؤثر التصادم ϕ_{LW-RTr} إنخفاضا أبطأ في جميع هذه المنحنيات، وعند مقارنة المنحنيات عند درجات الحرارة مختلفة حيث: (المنحنيان 9.4 و 12.4 من أجل $T_e = 2.8 \times 10^8 K^\circ$، المنحنيان 10.4 و 13.4 من أجل $T_e = 1.2 \times 10^9 K^\circ$، المنحنيان 11.4 و 14.4 من أجل $T_e = 5.1 \times 10^9 K^\circ$) يظهر أن سعة مؤثر التصادم تتناقص مع إرتفاع درجة الحرارة والفرق بين سعات مؤثر الإلكتروني اللأربعة $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ يكون أكبر عند درجات الحرارة الأعلى، عند درجة الحرارة $T_e = 2.8 \times 10^8 K^\circ$ يكاد الفرق بين سعات مؤثر التصادم

الأربعة يكون مهملا مما يؤكد أن مساهمة التصحيح النسبوي على على مؤثر التصادم وسعته يزداد بزيادة درجة الحرارة ويكون التصحيح النسبوي أكبر عند درجات الحرارة المقاربة لـ 10^9K°.

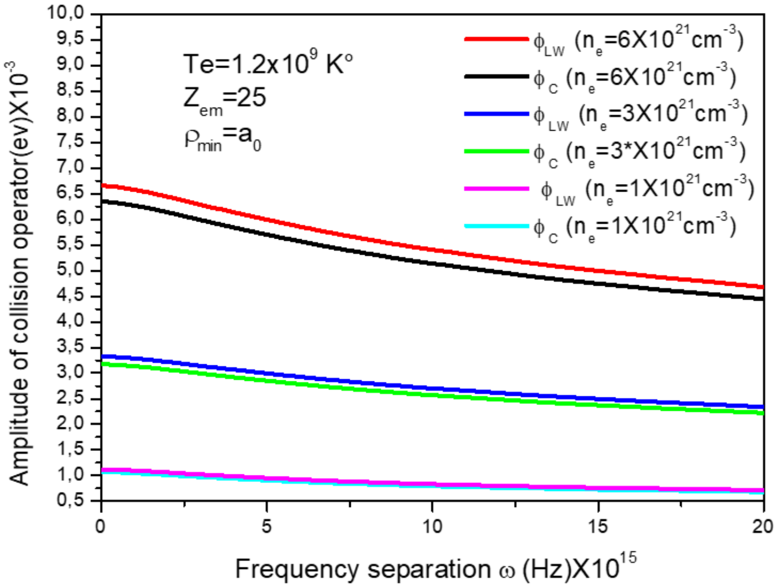
نلاحظ أن الفرق بين سعات مؤثر التصادم الإلكتروني الأربعة $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ عند الفرق بين التواترات $\omega = 0$ يكون أكبر ثم يتناقص الفرق بين سعات مؤثر التصادم بزيادة الفرق بين التواترات ω.

عند مقارنة سعات مؤثر التصادم $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ من أجل قيمتي الحد الأدنى لوسيط الصدم $\rho_{min} = a_0$ و $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$ نجد أن قيم سعة مؤثر التصادم من أجل $\rho_{min} = a_0$ أكبر منها من أجل $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$ وهذا يؤكد تأثير قيم ρ_{min} على قيم مؤثر التصادم وسعته.

تأثير الكثافة الإلكترونية



شكل 15.4: سعاتا مؤثرا التصادم الإلكتروني (ϕ_C, ϕ_{LW}) بدلالة الفرق بين التواترات ω من أجل ثلاث قيم مختلفة من الكثافة الإلكترونية n_e و درجة الحرارة $T_e = 1.2 \times 10^9K^\circ$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ حيث $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$[2].



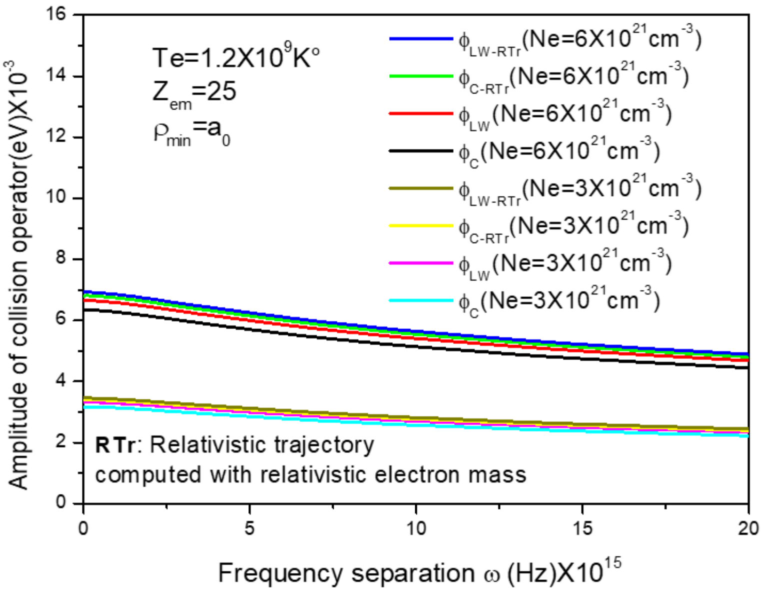
شكل 16.4: سعاتا مؤثرا التصادم الإلكتروني (ϕ_C, ϕ_{LW}) بدلالة الفرق بين التواترات ω من أجل ثلاث قيم مختلفة للكثافة الإلكترونية n_e و درجة الحرارة $T_e = 1.2 \times 10^9 K$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ حيث $\rho_{min} = a_0$.

يمثل المنحنيان 15.4 و 16.4: تغيرات سعتا مؤثرا التصادم الإلكتروني (ϕ_C, ϕ_{LW}) بدلالة الفرق بين التواترات ω من أجل ثلاث قيم مختلفة من الكثافة الإلكترونية n_e و درجة الحرارة $T_e = 1.2 \times 10^9 K$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ حيث المنحنى 15.4 من أجل $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$ و المنحنى 15.4 من أجل $\rho_{min} = a_0$.

نلاحظ أن قيم سعات مؤثر التصادم (ϕ_C, ϕ_{LW}) تتناقص أسيا بزيادة الفرق بين التواترات، حيث تتناقص ϕ_{LW} أبطأ من ϕ_C.

عند مقارنة سعتا مؤثرا التصادم (ϕ_C, ϕ_{LW}) من أجل الكثافات $(n_e = 10^{21}, n_e = 3 \times 10^{21}, n_e = 6 \times 10^{21})$ لكلا المنحنيين نجد أن سعات مؤثر التصادم تزداد بزيادة الكثافة الإلكترونية، والفرق بين سعتي مؤثر التصادم $\phi_{LW} - \phi_C$ يزداد أيضا بزيادة الكثافة الإلكترونية.

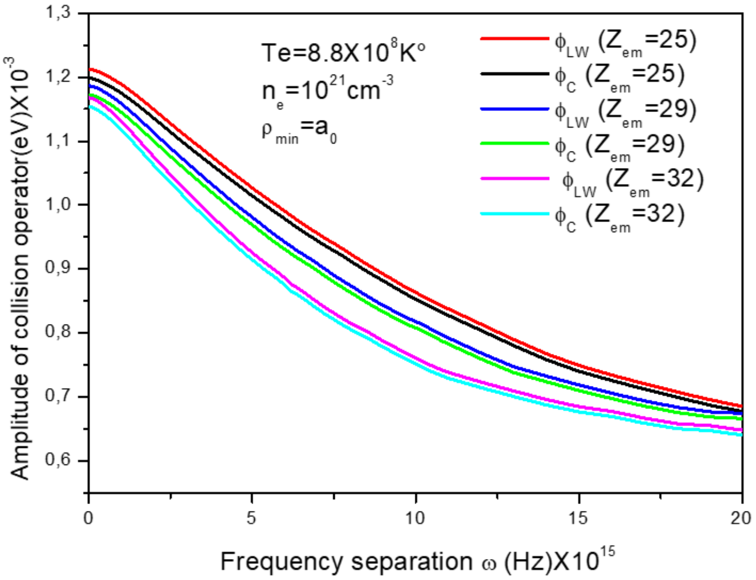
من أجل $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$ و $\rho_{min} = a_0$ نجد قيم سعتا مؤثرا التصادم الإلكتروني (ϕ_C, ϕ_{LW}) تكون أكبر من أجل $\rho_{min} = a_0$



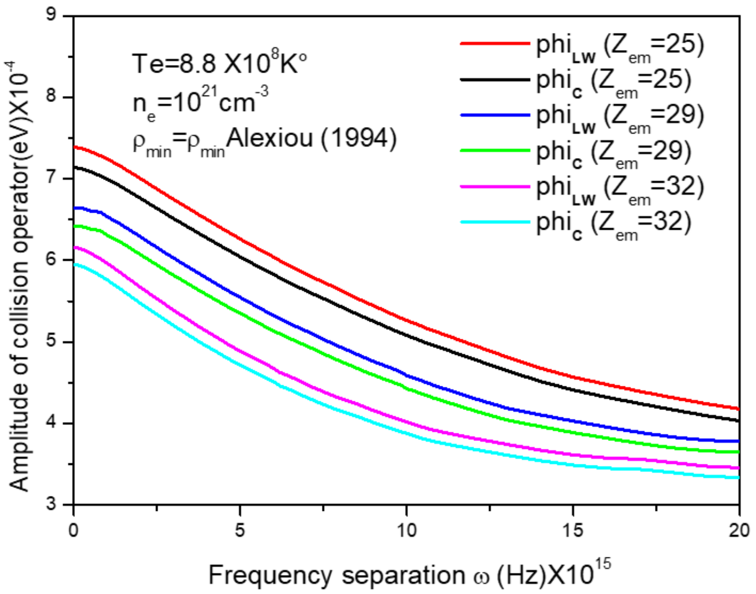
شكل 17.4: سعات مؤثر التصادم الإلكتروني $(\phi_C, \phi_{LW}, \phi_{C-RTr}, \phi_{LW-RTr})$ بدلالة الفرق بين التواترات ω، من أجل قيمتين مختلفتين من الكثافة الإلكترونية n_e و درجة الحرارة $T_e = 1.2 \times 10^9 K$ والعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25$ حيث $\rho_{min} = a_0$.

المنحنى 17.4 يُظهر أن سعة مؤثر التصادم ϕ_{LW-RTr} هي الأكبر من بين سعات مؤثر التصادم الأخرى، وهي الأبطا تناقصا، كلما تزداد الكثافة الإلكترونية يكون الفرق بين سعات مؤثر التصادم الأربعة أكبر. كذلك يظهر أثر النسبوية بشكل أوضح عند الكثافات الإلكترونية العالية جدا.

تأثير العدد الذري للأيون المشع Z_{em}



شكل 18.4: سعات مؤثر التصادم الإلكتروني (ϕ_C, ϕ_{LW}) بدلالة الفرق بين التواترات ω من أجل ثلاث قيم مختلفة للعدد الذري للأيون المشع Z_{em} و درجة حرارة $T_e = 8.8 \times 10^8 K$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21} cm^{-3}$ حيث $\rho_{min} = a_0$.



شكل 19.4: سعات مؤثر التصادم الإلكتروني (ϕ_C, ϕ_{LW}) بدلالة الفرق بين التواترات ω من أجل ثلاث قيم مختلفة للعدد الذري للأيون المشع Z_{em} وعند درجة حرارة $T_e = 8.8 \times 10^8 K°$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21} cm^{-3}$ حيث $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$ [2].

المنحنيان 18.4 و 19.4: يظهران تغيرات سعاتا مؤثرا التصادم الإلكتروني (ϕ_C, ϕ_{LW}) بدلالة الفرق بين التواترات ω من أجل ثلاث قيم مختلفة للعدد الذري للأيون المشع Z_{em} و درجة الحرارة $T_e = 8.8 \times 10^8 K$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{21} cm^{-3}$، حيث المنحنى 18.4 من أجل $\rho_{min} = a_0$ و المنحنى 19.4 من أجل $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$.

كلا المنحنيان يُظهران تناقصا أسيا لقيم سعة مؤثر التصادم حيث ϕ_{LW} يبدي تناقصا أبطا وقيما أكبر من ϕ_C، عند مقارنة قيم (ϕ_C, ϕ_{LW}) لكلا المنحنيين من أجل قيم مختلفة للعدد الذري للأيون المشع $Z_{em} = 25, 29, 32$ يُظهر المنحنيان أن سعة مؤثر التصادم الإلكتروني تتناقص بزيادة Z_{em} وهذا ما يتفق مع نتائج (Alexiou) [1].

نلاحظ إختلافا بين المنحنيين وهذا بسبب إختلاف قيم ρ_{min} حيث في المنحى 18.4 أين $\rho_{min} = a_0$ تكون سعات مؤثر التصادم أقل تباعدا عن بعضها البعض وأكبر قيما من سعات مؤثر التصادم للمنحنى 19.4 الذي لديه $\rho_{min} = \rho_{min(Alexiou)}$، يعود هذا الاختلاف إلى أن قيمة $\rho_{min(Alexiou)}$ تتناسب عكسا مع العدد الذري للأيون المشع Z_{em}.

3.4 مقارنة التعريض الإلكتروني النسبوي بتعريض دوبلر والتعريض التجريبي لأيونات مختلفة من أشباه الهيدروجين وأشباه الهيليوم

قبل أن نبدأ بمناقشة نتائج الجداول نذكر بعبارة تعريض ستارك (بمساهمة تعريض الإلكترونات وتعريض الأيونات) [3] كما يلي:

$$\Delta\omega_{Stark} = 2\Phi\left(1 + 1.75A\left(1 - 0.75R\right)\right) \tag{3.4}$$

حيث A: هو معامل يتعلق بالتعريض الأيوني، R:هي النسبة بين متوسط المسافة بين الأيونات ونصف قطر ديباي [5]، [4].

في عملنا نهتم فقط بالحد الأول من المعادلة (3.4)، ومنه تصبح عبارة التعريض الإلكتروني تساوي ضعف مؤثر التصادم الإلكتروني Φ كمايلي:

$$\Delta\omega = 2\Phi = 2 \times \sum R^2_{\alpha"\alpha}\phi(\omega_{\alpha"\alpha}) \tag{4.4}$$

قمنا بحساب التعريض الإلكتروني لمختلف المساهمات $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW}, \Delta\omega_{C-RTr}, \Delta\omega_{LW-RTr})$ في تقريب ثنائي الأقطاب وتقريب التصادم، وبمساهمة تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع

حيث إستخدمنا جداول (NIST Atomic Spectra Database Lines) لبعض الإنتقالات الإشعاعية في حساب تعريضات الخطوط (FWHM: Full Width at Half Maximum) للخط $(Ly-\alpha)$ لأيونات أشباه الهيدروجين: الكروم $CrXXV$ والكوبالت $CoXXVII$ ثم للخطوط $(Ly-\alpha, Ly-\beta, Ly-\gamma)$ لأيون الحديد شبيه الهيدروجين $FeXXVI$ وللخطوط $(K-\alpha, K-\beta, K-\gamma, K-\delta)$ لأيون الحديد شبيه الهيليوم $FeXXV$ والخط $(K-\alpha)$ لأيونات أشباه الهيليوم: الكروم $CrXXIII$ والكوبالت $CoXXVI$ والنيكل $NiXXVII$ كما إعتبرنا مساهمة التعريض الإلكتروني على المستوى الأدنى للإنتقال مهملة، قمنا بمقارنة نتائجنا في حساب التعريض الإلكتروني مع التعريض الإلكتروني الكلاسيكي لـ S.Alexiou [1] ، كما قمنا بمقارنها ببعض التعريضات التجريبية للمراجع [6]، [7]، [8] وبتعريض دوبلر.

نُذكر بمختلف الإنتقالات الإشعاعية (الخطوط) المستعملة في الجدوال القادمة من خلال الجدول (1.4):

رمزه	الإنتقال الإشعاعي
$Ly-\alpha$	$2p\ ^2P^0_{3/2} \rightarrow 1s\ ^2S_{1/2}$
$Ly-\beta$	$3p\ ^2P^0_{3/2} \rightarrow 1s\ ^2S_{1/2}$
$Ly-\gamma$	$4p\ ^2P^0_{3/2} \rightarrow 1s\ ^2S_{1/2}$
$K-\alpha$	$1s2p\ ^3P^0_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$
$K-\beta$	$1s3p\ ^3P^0_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$
$K-\gamma$	$1s4p\ ^3P^0_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$
$K-\delta$	$1s5p\ ^3P^0_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$

جدول 1.4: يوضح بعض الإنتقالات الإشعاعية ورموزها .

نعرف النسبة δ كما يلي:

$$\delta = \frac{\Delta\omega_{exp} - (\Delta\omega_D + \Delta\omega_{LW-RTr})}{\Delta\omega_{exp}} \times 100 \tag{5.4}$$

حيث $\Delta\omega_{exp}$: هو التعريض التجريبي، $\Delta\omega_D$: هو تعريض دوبلر، $\Delta\omega_{LW-RTr}$: هو التعريض الإلكتروني بمساهمة الحقل الكهربائي للينارد-ويتشارت والكتلة النسبوية للإلكترون.

$\Delta\omega_{LW-RTr}$ (eV)	$\Delta\omega_{C-RTr}$ (eV)	$\Delta\omega_{LW}$ (eV)	$\Delta\omega_{C}$ (eV)	$T_e(K^\circ)$	ω_0 (eV)	الأيون
14.17	13.95	13.64	13	1.2×10^9	6973.17	$FeXXVI$
12.13	11.95	11.68	11.13	1.2×10^9	7526.49	$CoXXVII$
14.32	14.27	14.20	14.05	2.8×10^8	6973.17	$FeXXVI$
12.09	12.05	11.99	11.86	2.8×10^8	7526.49	$CoXXVII$
14.98	14.29	13.13	10.84	5.1×10^9	6973.17	$FeXXVI$
12.90	12.18	11.33	9.36	5.1×10^9	7526.49	$CoXXVII$

جدول 2.4: التعريض الإلكتروني $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW}, \Delta\omega_{C-RTr}, \Delta\omega_{LW-RTr})$ (FWHM) للخط $(Ly-\alpha)$ لأيونات أشباه الهيدروجين $FeXXVI, CoXXVII$ من أجل قيم مختلفة من درجة الحرارة عند الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{26}cm^{-3}$.

الجدول (2.4): يُظهر أن قيم التعريض الإلكتروني النسبوي $\Delta\omega_{LW-RTr}$ هي الأكبر للخط $(Ly-\alpha)$ لأيونات أشباه الهيدروجين $FeXXVI, CoXXVII$ ويُظهر أيضا أن قيم التعريض الإلكتروني $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW}, \Delta\omega_{C-RTr}, \Delta\omega_{LW-RTr})$ تتناقص بزيادة درجة الحرارة ،أما الفرق بين قيم التعريض الإلكتروني يزداد بزيادة درجة الحرارة مما يؤكد أن نتائجنا تكون جيدة والتصحيحات تكون مقبولة.

عند الدرجات المقاربة ل 10^9K° وعند مقارنة قيم التعريض الإلكتروني $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW}, \Delta\omega_{C-RTr}, \Delta\omega_{LW-RTr})$ للخط $(Ly-\alpha)$ للحديد شبيه الهيدروجين $FeXXVI$ مع نفس الخط للكوبالت شبيه الهيدروجين $CoXXVII$ نجد أن قيم التعريض الخاصة بأيون الحديد $FeXXVI$ هي الأكبر دوما ولكن هناك تقارب بينهما لأنهما متقاربان في العدد الذري.

نستنتج أن قيم التعريض الإلكتروني تتناقص بزيادة العدد الذري للأيون المشع Z_{em}.

الأيون (الإنتقال)	ω_0 (eV)	$\Delta\omega_C$ (eV)	$\Delta\omega_{LW}$ (eV)	$\Delta\omega_{C-RTr}$ (eV)	$\Delta\omega_{LW-RTr}$ (eV)
$FeXXVI$ $(Ly-\alpha)$	6973.17	1.351	1.360	1.365	1.369
$FeXXVI$ $(Ly-\beta)$	7021.81	8.99	9.05	9.09	9.14
$FeXXVI$ $(Ly-\gamma)$	7403.82	52.8	53.2	53.4	53.5
$FeXXV$ $(K-\alpha)$	6667.56	1.869	1.882	1.884	1.887
$FeXXV$ $(K-\beta)$	7871.84	15.64	15.75	15.8	16.22
$CoXXVI$ $(K-\alpha)$	5654.84	1.577	1.583	1.587	1.589
$NiXXVII$ $(K-\alpha)$	7765.69	1.321	1.328	1.339	1.341

جدول 3.4: التعريض الإلكتروني $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW}, \Delta\omega_{C-RTr}, \Delta\omega_{LW-RTr})$ (FWHM) لخطوط الأيونات المختلفة من أشباه الهيدروجين والهيليوم عند درجة الحرارة $T_e = 1.9\times 10^8$ والكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{25}cm^{-3}$.

الجدول (3.4) يوضح التعريض الإلكتروني $(HWHM)$ بواسطة مختلف المساهمات $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW}, \Delta\omega_{C-RTr}, \Delta\omega_{LW-RTr})$ لخطوط الأيونات المختلفة لأشباه الهيدروجين $FeXXVI$، ولأشباه الهيليوم $FeXXV$, $CoXXVI$, $NiXXVII$ من أجل الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{25}cm^{-3}$ ودرجة حرارة ثابتة $T_e = 1.9 \times 10^8 K^\circ$.

من خلال الجدول يظهر أن قيم التعريض الإلكتروني النسبوي $\Delta\omega_{LW-RTr}$ هو الأكبر لجميع الخطوط ولمختلف الأيونات.

عند مقارنة قيم التعريضات الإلكترونية $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW}, \Delta\omega_{C-RTr}, \Delta\omega_{LW-RTr})$ للخطوط $(Ly-\alpha, Ly-\beta, Ly-\gamma)$ لأيون الحديد شبيه الهيدروجين $FeXXVI$، نجد أن التعريض الإلكتروني للخط $(Ly-\gamma)$ هو الأكبر ثم يليه التعريض الإلكتروني للخط $(Ly-\beta)$، نفسر ذلك بأنه كلما زاد العدد الكمي الرئيسي لمستويات الأيون المشع يزداد توالد المستويات مما يزداد تأثير البنية الدقيقة على التعريض الإلكتروني.

نتوصل إلى نفس النتائج عند المقارنة بين التعريضين للخطين $(K-\alpha)$ و $(K-\beta)$ لأيون الحديد شبيه الهيليوم $FeXXV$.

من جهة أخرى نلاحظ أن التعريض الإلكتروني للخط $(K-\alpha)$ للأيون $FeXXV$ أكبر من التعريض الإلكتروني للأيون $CoXXVI$ و $NiXXVII$ لنفس الخط مما يؤكد أن التعريض الإلكتروني يتناقص بزيادة العدد الذري للأيون المشع Z_{em}، يتضح أيضا أن الفرق بين التعريضات لنفس الخط ولنفس الأيون ليس كبيرا وكل قيم التعريضات متقاربة لأن درجات الحرارة مقاربة لـ 10^8K° والتصحيح النسبوي على التعريض الإلكتروني تقريبا مهمل عند هذه الدرجة.

$FeXXV$ $(K-\delta)$	$FeXXV$ $(K-\beta)$	$CrXXIII$ $(K-\alpha)$	$FeXXVI$ $(Ly-\alpha)$	$CrXXIV$ $(Ly-\alpha)$	الأيون (الإنتقال)
8433.4	7867.3	5633.3	6933.3	5866.7	$\omega_{0,exp}\,(eV)$
52	80	45	65	50	$\Delta\omega_{exp}\,(eV)$ [6]
47.681	44.48	33.007	39.034	34.232	$\Delta\omega_D\ (eV)$
10^{24}	10^{25}	10^{26}	10^{26}	10^{26}	$n_e(cm^{-3})$
6.7	10.8	11.86	11.16	15.52	$\Delta\omega_C\ (eV)$
7.58	12.4	13.64	12.78	17.36	$\Delta\omega_{LW}\ (eV)$
8.08	13.0	13.07	13.6	19.6	$\Delta\omega_{C,RTr}\ (eV)$
8.39	13.48	12.38	14.16	20.36	$\Delta\omega_{LW-RTr}\ (eV)$
-7.82	27.55	-0.86	18.1	-9.18	δالنسبة

جدول 4.4: مقارنة التعريض الإلكتروني وتعريض دوبلر مع التعريض التجريبي [6]عند درجة الحرارة $T_e = 3.48\times 10^9K^\circ$

يوضح الجدول (4.4): مقارنة بين التعريض الإلكتروني وتعريض دوبلر مع التعريض التجريبي للمرجع (M.G.Haines [6]) عند درجة الحرارة $T_e = 3.48\times10^9K^\circ$، عند كثافات إلكترونية مختلفة. بالمقارنة بين التعريضات الإلكترونية $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW}, \Delta\omega_{C-RTr}, \Delta\omega_{LW-RTr})$ فيما بينها نجد أن التعريض الإلكتروني النسبوي $\Delta\omega_{C-RTr}$ هو الأكبر دوما من تعريضات ستارك الأخرى مما يضفي تحسينا على قيمة تعريض ستارك.

عند المقارنة بين تعريض ستارك الإلكتروني النسبوي $\Delta\omega_{LW-RTr}$ وتعريض دوبلر $\Delta\omega_D$ نجدأن تعريض دوبلر دوما هو الغالب ولكن لايمكن إهمال تعريض ستارك لأنه يمثل النسبة ما بين $30-50\%$

من تعريض دوبلر، النسبة δ تتراوح بين -7.82% إلى 27.55% مما يؤكد أن كل من التعريض الإلكتروني وتعريض دوبلر هما الغالبان على التعريضات الأخرى.

$\Delta\omega_{LW}\ (eV)$	$\Delta\omega_{C}\ (eV)$	$\Delta\omega_{D}\ (eV)$	$T_e\,(K^{\circ})$
14.4	14	11.14	2.8×10^{8}
13.64	13.3	23.07	1.2×10^{9}
12.8	11.16	39.034	3.48×10^{9}
13	10.8	47.58035	5.1×10^{9}

جدول 5.4: المقارنة بين التعريض الإلكتروني $(\Delta\omega_C,\Delta\omega_{LW})$ وتعريض دوبلر $\Delta\omega_D$ للخط $(Ly-\alpha)$ لأيون الحديد شبيه الهيدروجين $FeXXVI$ من أجل قيم مختلفة لدرجة الحرارة وعند الكثافة الإلكترونية $n_e=10^{26}cm^{-3}$.

من خلال الجدول (5.4): يظهر أن التعريض الإلكتروني $(\Delta\omega_C,\Delta\omega_{LW})$ نيتناقض بزيادة درجة الحرارة الإلكترونية ولكن الفرق بين التعريضين الإلكترونيين يزداد بزيادة درجة الحرارة مما يؤكد أن تأثير النسبوية يظهر عند درجات الحرارة العالية والأكبر من $10^{8}K^{\circ}$، ويكون التصحيح النسبوي بمساهمة الحقل الكهربائي المتأخر ليينارد-ويتشرت والمسار النسبوي للالكترون على التعريض الإلكتروني مهما ومعتبرا عن الدرجات القريبة من $10^{9}K^{\circ}$.

عند المقارنة بين تعريض دوبلر والتعريض الإلكتروني $\Delta\omega_{LW}$ عند درجات الحرارة المختلفة نجد أن التعريض الإلكتروني $\Delta\omega_{LW}$ يغلب على تعريض دوبلر عند درجات الحرارة القريبة من $10^{8}K^{\circ}$، عند درجات الحرارة القريبة من $10^{9}K^{\circ}$ يكون تعريض دوبلر هو الغالب وبالمقابل لا يمكن إهمال التعريض الإلكتروني.

	طاقة الخط $\omega_0\,(eV)$	$\Delta\omega_{\exp}$ (eV) [7]	n_e (cm^{-3})	$\Delta\omega_D$ (eV)	$\Delta\omega_C$ (eV)	$\Delta\omega_{LW-RTr}$ (eV)	النسبة δ
$FeXXVI$ $(Ly-\beta)$	8220	30	10^{25}	10.56	9	9.2	34.13
$FeXXV$ $(K-\alpha)$	6680	39 ± 2	10^{26}	8.82	18.68	18.86	29
$FeXXV$ $(K-\beta)$	7891	30	10^{25}	10.42	15.6	16.2	11.26
$FeXXV$ $(K-\gamma)$	8264	30	10^{24}	10.91	5.27	5.342	45.83
$NiXXVII$ $(K-\alpha)$	7781	39	10^{26}	10.27	13.2	13.4	39.3

جدول 6.4: مقارنة التعريض الإلكتروني $(\Delta\omega_C, \Delta\omega_{LW-RTr})$ وتعريض دوبلر بـالتعريض التجريبي لـ (K.Koyama [7]) لأيونات أشباه الهيدروجين والهيليوم من أجل قيم مختلفة للكثافة الإلكترونية وعند درجة الحرارة $T_e = 1.9 \times 10^8 K^\circ$

يوضح الجدول (6.4): مقارنة التعريض الإلكتروني بتعريض دوبلر و التعريض التجريبي للمرجع (K.Koyama [7])، عند درجة الحرارة $T_e = 1.9 \times 10^8 K$، عند قيم مختلفة من الكثافة الإلكترونية $(n_e = 10^{24}, 10^{25}, 10^{26} cm^{-3})$.

عند الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{25} cm^{-3}$ من أجل الخط $(Ly-\beta)$ لأيون الحديد شبيه الهيدروجين $FeXXVI$ يظهر أن كل من تعريض دوبلر $\Delta\omega_D$ وتعريض ستارك النسبي $\Delta\omega_{LW-RTr}$ متقاربان وأن النسبة $\delta = 34.13$.

عند الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{26} cm^{-3}$ من أجل الخط $(K-\alpha)$ لأيون الحديد شبيه الهيليوم يظهر أن تعريض ستارك يغلب على تعريض دوبلر، لكن لا يمكن إهمال تعريض دوبلر حيث النسبة $\delta = 29$.

من أجل الخط $(K-\beta)$ لنفس الأيون عند الكثافة $n_e = 10^{25} cm^{-3}$ يظهر كذلك أن التعريض الإلكتروني هو الغالب والنسبة $\delta = 11.26$، عند تخفيض الكثافة الإلكترونية إلى $n_e = 10^{24} cm^{-3}$ للخط $(K-\gamma)$ لنفس الأيون نجد أن تعريض دوبلر يساوي تقريبا ضعف التعريض الإلكتروني والنسبة $\delta = 45.83$ وهي نسبة كبيرة نوعا ما مقارنة بـالنسب السابقة، أما الخط

$(K-\alpha)$ لأيون النيكل شبيه الهيليوم $NeXXVII$ عند الكثافة الألكترونية $Ne = 10^{26}cm^{-3}$ فـالتعريض الإلكتروني يغلب على تعريض دوبلر والنسبة $\delta = 39.3$.

نلاحظ أن التصحيح النسبوي (التصحيح على الحقل الكهربائي، التصحيح على مسار الإلكترون) على التعريض الإلكتروني الكلاسيكي $\Delta\omega_C$ يضفي زيادة بسيطة عند درجات الحرارة المقاربة لـ 10^8K°، على قيم التعريض الإلكتروني لكن عند الدرجات المقاربة لـ 10^9K° فـان التصحيح النسبوي يكون واضحا على قيم التعريض الإلكتروني الكلاسيكي مما يساعده على التغلب عن تعريض دوبلر.

عند الكثافات العالية جدا، نذكر تحديدا عند الكثافة $n_e = 10^{26}cm^{-3}$ وعند درجات الحرارة المقاربة لـ 10^8K° الخطوط $(Ly-\alpha)$ لأيونات أشباه الهيدروجين والخطوط $(K-\alpha)$ لأيونات أشباه الهيليوم نجد التعريض الإلكتروني لها هو المهيمن في أغلب الأحيان.

حتى عند خفض الكثافة الإلكترونية إلى $n_e = 10^{25}cm^{-3}$ للخطوط $(Ly-\beta)$ لأيونات أشباه الهيدروجين والخطوط $(K-\beta)$ لأيونات أشباه الهيليوم نجد التعريض الإلكتروني لهذه الخطوط مقاربا لتعريض دوبلر وفي بعض الأحيان أكبر. يظهر أيضا أن التعريض الإلكتروني النسبوي وتعريض دوبلر عند درجات الحرارة المقاربة لـ 10^8K° والكثافة الالكترونية ما بين $10^{25} - 10^{26}cm^{-3}$ هما المهيمنان عن باقي التعريضات الأخرى.

المراجع العلمية

[1] Alexiou, Spiros. ”Collision operator for isolated ion lines in the standard Stark-broadening theory with applications to the Z scaling in the Li isoelectronic series 3P-3S transition.” *Physical Review A* 49.1 (1994): 106.

[2] Arif, K., et al. ”Contribution of Liénard–Wiechert potential to the broadening of spectral lines by electron collisions in plasmas.” *Physics of Plasmas* 29.9 (2022).

[3] H. R. Griem, Spectral Line Broadening By Plasmas; Academic Press, New York,(1974).

[4] C, Aragon, A. A. Jose, A review of experiments and methods, Spectroc. Acta. B: Atomic Spectrosc 63 (2008) 893-916.

[5] Chung, H. K., et al. ”The how to for FLYCHK.” URL: http://nlte.*nist. gov/fly/*[cit. 2010-01-10] (2008).

[6] Haines, M. G., et al. ”Ion viscous heating in a magnetohydrodynamically unstable Z pinch at over 2× 10 9 Kelvin.” *Physical review letters* 96.7 (2006): 075003.

[7] Koyama, Katsuji, et al. ”Iron and nickel line diagnostics for the galactic center diffuse emission.” *Publications of the Astronomical Society of Japan* 59.sp1 (2007): S245-S255.

[8] Griem, H. R., et al. ”Stark broadening of neutral helium lines in a plasma.” *Physical Review* 125.1 (1962): 177.

الخلاصة العامة

عند درجات الحرارة العالية جدًا (أكبر من 10^7K°)، يجب مراعاة التأثيرات النسبوية في حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني مثل الحقل المتأخر لينارد-ويتشرت الناتج عن الإلكترونات الحرة المُسرعة، والكتلة النسبوية للإلكترونات الحرة التي تؤدي إلى إضطراب المسار الزائدي للإلكترون، كذلك يجب إستبدال توزيع ماكسويل بولتزمان بتوزيع جوتنار ماكسويل للسرعات.

بمساهمة مختلف التأثيرات النسبوية المذكورة أعلاه قمنا بحساب سعات مؤثر التصادم والتعريض الإلكتروني لتصادم إلكترون مُحرج مع أيون مشع لبعض الأيونات من أشباه الهيدروجين وأشباه الهيليوم، تم إجراء الحسابات في إطار النظرية شبه الكلاسيكية، وباستخدام تقريبان هما الأكثر شيوعا وهما: تقريب ثنائي القطب وتقريب المسار الكلاسيكي اللذان يعتبران الإلكترونات المُحرجة في تقريب التصادم، حيث إعتبرنا التأثير الكمي مهمل بسبب درجة الحرارة المرتفعة جدا، إستخدمنا التقريب شبه ساكن بالنسبة للأيونات، أخذنا نوعان من الحقول الكهربائية التي يؤثر بها الإلكترون المُحرج على الأيون المشع وهما: حقل كولوم والحقل المتأخر لينارد-ويتشرت كذلك، أخذنا نوعان من المسارات: مسار زائدي كلاسيكي و مسار زائدي نسبوي للإلكترون الحر الناتج عن الكتلة النسبوية للالكترون، وبالتالي قمنا بحساب سعات مؤثر التصادم الأربعة التالية:

أولا: بمساهمة الحقل الكهربائي لينارد-ويتشرت ومسار زائدي كلاسيكي للإلكترون وبإهمال تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع.

ثانيا: بمساهمة الحقل الكهربائي لينارد-ويتشرت ومسار زائدي كلاسيكي للإلكترون وبمساهمة تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع.

ثالثا: بمساهمة الحقل الكهربائي لكولوم ومسار زائدي مضطرب للإلكترون بسبب الكتلة النسبوية للإلكترون (مسار نسبوي) وبمساهمة تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع.

رابعا: بمساهمة الحقل الكهربائي لينارد-ويتشرت ومسار زائدي مضطرب نسبوي للإلكترون بسبب

الكتلة النسبوية للإلكترون و بمساهمة تصحيح البنية الدقيقة على مستويات الأيون المشع.
تم هذا الحساب تحليليا، ثم قمنا بإعداد برامج عددية بلغة الفورترون باستخدام طرق عددية مناسبة لحساب الدوال النهائية لسعات مؤثر التصادم التي توصلنا لها، كما قمنا بحساب تعريض ستارك الإلكتروني.
قمنا برسم منحنيات لمؤثر التصادم وسعته بمساهمة مختلف التأثيرات النسبوية بدلالة مختلف الوسائط الفيزيائية.
بعد مقارنة مؤثر التصادم الإلكتروني بمساهمة مختلف التأثيرات النسبوية الذي قمنا بحسابه في عملنا مع مؤثر التصادم الكلاسيكي S. Alexiou [1] (الحالة الكلاسيكية)، وجدنا أن نتائجنا تؤول إلى الحالة الكلاسيكية عند درجات الحرارة المقاربة لـ $(T_e = 10^8 K°)$، ونتائجنا أكبر من الحالة الكلاسيكية عند درجات الحرارة العالية جدا $(T_e > 10^8 K°)$ (الحالة النسبوية).
أثبتت نتائجنا أن مؤثر التصادم في الحالة النسبوية (في حالة درجات حرارة عالية وسرعات نسبوية) ماهو إلا تصحيح للحالة الكلاسيكية [1]، حيث جميع عبارات مؤثر التصادم التي توصلنا لها في الفصل الثالث تؤول إلى عبارة مؤثر التصادم في الحالة الكلاسيكة [1] (مسار الإلكترون زائدي كلاسيكي والحقل الكهربائي الذي يؤثر به الإلكترون على الأيون المشع هو حقل كولوم).
قمنا بحساب التعريضات الإلكترونية (FWHM: Full Width at Half Maximum) للخط $(Ly - \alpha)$ لأيونات أشباه الهيدروجين: الكروم $CrXXV$ والكوبالت $CoXXVII$ ثم للخطوط $(Ly - \alpha, Ly - \beta, Ly - \gamma)$ لأيون الحديد شبيه الهيدروجين $FeXXVI$ وللخطوط $(K - \alpha, K - \beta, K - \gamma, K - \delta)$ لأيون الحديد شبيه الهيليوم $FeXXV$ والخط $(K - \alpha)$ لأيونات أشباه الهيليوم: الكروم $CrXXIII$ والكوبالت $CoXXVI$ والنيكل $NiXXVII$، ثم قمنا بمقارنة نتائجنا مع نتائج الحالة الكلاسيكية [2] و مع تعريض دوبلر والتعريض التجريبي في المرجعين [3]، [4].
عند مقارنة النتائج التي توصلنا لها بتعريض دوبلر عند الكثافة الإلكترونية $n_e = 10^{26} cm^{-3}$ وعند درجات الحرارة المقاربة لـ $10^8 K°$ للخط $(Ly - \alpha)$ لأيونات أشباه الهيدروجين وللخط $(K - \alpha)$ لأيونات أشباه الهيليوم وجدنا أن تعريض ستارك الإلكتروني هو المهيمن في أغلب الأحيان، عند نفس الكثافة السابقة ودرجات الحرارة المقاربة لـ $10^9 K°$، فإن تعريض دوبلر يكون الغالب، ولكن لا يمكننا إهمال تعريض ستارك الإلكتروني.

كل النتائج السابقة تبرر حساباتنا لتعريض ستارك الإلكتروني عند درجات الحرارة والكثافة العاليتان جدا، حيث تبدي نتائجنا إتفاقا جيدا مع النتائج التجريبية للمرجعين السابقين.
من خلال هذا العمل ظهرت لنا بعض الأفاق والتساؤلات التي يمكن تلخيصها فيما يلي:

- إعادة صياغة مؤثر التصادم الإلكتروني باستخدام مسار نسبوي (الكتلة النسبوية للالكترون) المذكورة سابقا من أجل طاقات كمون التفاعل لدوباي وداتش وداتش المحجب وداتش الفعال، بوجود وإهمال البنية الدقيقة ومقارنته بنتائجنا وبنتائج الحالة الكلاسيكية.

- حساب مؤثر التصادم الإلكتروني والتعريض الإلكتروني باعتبار البنية الدقيقة في حالة مسار نسبوي للالكترون وفي وجود حقل مغناطيسي خارجي غير متجانس قوي (تطبيق على المفاعلات النووية).

- حساب مؤثر التصادم الإلكتروني النسبوي بمساهمة حد رباعي الأقطاب للحقل الكهربائي النسبوي.

- حساب مؤثر التصادم الأيوني النسبوي باعتبار البنية الدقيقة في حالة إعتبار التصادم القوي والضعيف.

- حساب تعريض ستارك النسبوي بوجود تصحيح البنية الدقيقة بمساهمة تصادم اللاإلكترونات والأيونات لبعض الأيونات الثقيلية شبيهة بالهيدروجين ورسم خط الطيف المعرض بفعل ستارك .

المراجع العلمية

[1] Alexiou, Spiros. "Collision operator for isolated ion lines in the standard Stark-broadening theory with applications to the Z scaling in the Li isoelectronic series 3P-3S transition." *Physical Review A* 49.1 (1994): 106.

[2] Griem, H. R., et al. "Stark broadening of neutral helium lines in a plasma." *Physical Review* 125.1 (1962): 177.

[3] Haines, M. G., et al. "Ion viscous heating in a magnetohydrodynamically unstable Z pinch at over 2× 10 9 Kelvin." *Physical review letters* 96.7 (2006): 075003.

[4] Koyama, Katsuji, et al. "Iron and nickel line diagnostics for the galactic center diffuse emission." *Publications of the Astronomical Society of Japan* 59.sp1 (2007): S245-S255.

الملاحق

الملحق الأول: فضاء لويفيل

فضاء لويفيل (L'espace de Liouville) L تم إنشاؤه من فضاء هيلبارت (L'espace de Hilbert) H ، وهو يمثل جداء التوتري لـ H مع مزدوجه H^d .

$$L = H \bigotimes H^d \tag{ا.1}$$

الشعاع الأساسي لهذا الفضاء يكتب من الشكل $|\alpha\beta\rangle\rangle$، للثنائي $|\alpha\rangle\langle\beta|$ بناءا على القاعدة الكاملة لفضاء هيلبارت H. الجداء السلمي لفضاء لويفيل يعطى كـالتالي:

$$\langle\langle\alpha\beta|\alpha'\beta'\rangle\rangle = \langle\alpha|\alpha'\rangle\langle\beta|\beta'\rangle^* \tag{ا.2}$$

الجداء السلمي لـ H يرمز إلى الأشعة برا bra $|\alpha\rangle$ و كات ket $\langle\beta|$. المؤثر A في فضاء هيلبارت يصبح $|\alpha\rangle$ وفي فضاء لويفيل يصبح كـالتالي:

$$|A\rangle\rangle = \sum_{\alpha\beta}\langle\alpha|\beta\rangle \tag{ا.3}$$

نستطيع أن نُعرف في فضاء لويفيل التتبع للمؤثر L، تتبع المؤثر A كـالتالي:

$$T_r\{A\} = \sum_{f}\langle\langle ff|A\rangle\rangle \tag{ا.4}$$

عندئذ يكون تتبع جداء المؤثرين A و B كـالتالي:

$$T_r\{A,B\} = \sum_{f}\langle\langle B^+|A\rangle\rangle \tag{ا.5}$$

إنطلاقا من المؤثر A في فضاء هيلبارت، نعرف هذا المؤثر في فضاء لويفيل كـالتالي:

$$A = \frac{1}{\hbar}\left(AI^{+} - IA^{+}\right) \tag{ا.6}$$

حيث I: هو مؤثر الهوية.

الملحق الثاني: التكامل الزاوي

لندرس إشتقاق حد التداخل الذي تم إنشاؤه إنطلاقا من الحد الثالث للمعادلة (28.2) الذي نرمز له بـالرمز I:

$$I = \frac{-N_e}{\hbar^2} \int v f\left(v\right) d\overrightarrow{v} \int \rho \delta_{0,\overrightarrow{\rho},\overrightarrow{v}} d\overrightarrow{\rho} \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2$$

$$\times \left[\left\langle \beta \left| V^{'}\left(t_2\right) \right| \beta^{'} \right\rangle \left\langle \alpha^{'} \left| V^{'}\left(t_1\right) \right| \alpha \right\rangle \right]_{ang} \qquad (\text{ب}.1)$$

بتعويض عبارة $V^{'}$ نجد:

$$I = \frac{-2\pi N_e e^2}{\hbar^2} \int_0^{\infty} v f\left(v\right) dv \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2$$

$$\times\, e^{\left(i\omega_{\beta\beta'} t_1 + i\, \omega_{\alpha'\alpha} t_2\right)} \left[\left\langle \beta \left| \overrightarrow{d}.\overrightarrow{E}\left(t_2\right) \right| \beta^{'} \right\rangle \left\langle \alpha^{'} \left| \overrightarrow{d}.\overrightarrow{E}\left(t_1\right) \right| \alpha \right\rangle \right]_{ang} \qquad (\text{ب}.2)$$

حيث:

$$f\ \left(v\right) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi K_B T_e}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(\frac{-mv^2}{2K_B T_e}\right) \qquad (\text{ب}.3)$$

حيث:

$$\omega_{\beta\beta'} = \frac{H_\beta - H_{\beta'}}{\hbar} \qquad (\text{ب}.4)$$

$$\overrightarrow{d} = -e\overrightarrow{r} \qquad (\text{ب}.5)$$

$$\overrightarrow{E}\left(t_i\right) = -e\frac{\overrightarrow{R}\left(t_i\right)}{R^3\left(t_i\right)} \qquad (\text{ب}.6)$$

من خلال تقديم هذه الرموز، يمكننا كتابة المعادلة (ب.2) من الشكل:

$$I=\frac{-8\pi^2 N_e e^4}{3\hbar^2}\left(\frac{m}{2\pi K_B T_e}\right)^{3/2}\int_0^{\infty} v^3 \exp\left(\frac{-mv^2}{2K_B T_e}\right)dv\int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}}\rho d\rho$$
$$\sum_{\mu\nu} r^{\mu}_{\beta\beta'}, r^{\upsilon}_{\alpha\alpha'}\int_{-\infty}^{+\infty}dt_1\int_{-\infty}^{+\infty}dt_2 e^{\left(i\omega_{\beta\beta'}t_1+i\,\omega_{\alpha'\alpha}t_2\right)}\left[\frac{\overrightarrow{R^{\mu}}\left(t_1\right)\overrightarrow{R^{\nu}}\left(t_2\right)}{R^3\left(t_1\right)R^3\left(t_2\right)}\right]_{ang}$$

(ب.7)

لنحسب المتوسط الزاوي الموجود في المعادلة (ب.7):

$$\left[\frac{\overrightarrow{R^{\mu}}\left(t_1\right)\overrightarrow{R^{\nu}}\left(t_2\right)}{R^3\left(t_1\right)R^3\left(t_2\right)}\right]_{ang}=\int_0^{2\pi}\frac{d\psi}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{d\varphi^*}{2\pi}\int_0^{\pi}\frac{\sin\theta d\theta}{2}\left[\frac{\overrightarrow{R^{\mu}}\left(t_1\right)\overrightarrow{R^{\nu}}\left(t_2\right)}{R^3\left(t_1\right)R^3\left(t_2\right)}\right]_{ang}$$

(ب.8)

حيث تكون زوايا التكامل هي زوايا أولر (Euler) التي تسمح لنا بوضع الجملة في الإطار المرجعي المرتبط بمستوى التصادم. في الواقع، يتم الحصول على $\overrightarrow{R}\left(t_1\right)$ من خلال تحويل أولر المطبق على شعاع الموضع للمشع في مستوى التصادم، حيث:

$$\overrightarrow{R}\left(t_i\right)=A\begin{pmatrix}X\left(t_i\right)\\ Y\left(t_i\right)\\ 0\end{pmatrix} \qquad (\text{ب}.9)$$

مصفوفة أولر موضحة كالتالي:

$$A=\begin{pmatrix}\cos\psi\cos\varphi-\cos\theta\sin\varphi\sin\psi & \cos\psi\sin\varphi+\cos\theta\cos\varphi\sin\psi & \sin\psi\sin\theta\\ -\sin\psi\cos\varphi-\cos\theta\sin\varphi\cos\psi & -\sin\psi\sin\varphi+\cos\theta\cos\varphi\cos\psi & \cos\psi\sin\theta\\ \sin\varphi\sin\theta & -\sin\theta\cos\varphi & \cos\theta\end{pmatrix}$$

(ب.10)

نستطيع كتابة شعاع الموضع للمُحرج كـالتالي:

$$\overrightarrow{R}\left(t_i\right) = \begin{matrix} \left(\cos\psi\cos\varphi - \cos\theta\sin\varphi\sin\psi\right)X\left(t_i\right) + \left(\cos\psi\sin\varphi + \cos\theta\cos\varphi\sin\psi\right)Y\left(t_i\right) \\ \left(-\sin\psi\cos\varphi - \cos\theta\sin\varphi\cos\psi\right)X\left(t_i\right) + \left(-\sin\psi\sin\varphi + \cos\theta\cos\varphi\cos\psi\right)Y\left(t_i\right) \\ \left(\sin\varphi\sin\theta\right)X\left(t_i\right) + \left(-\sin\theta\cos\varphi\right)Y\left(t_i\right) \end{matrix}$$

(ب.11)

بـالقيام بـالمتوسطات الزاوية، فإن الحدود المتقاطعة (من النوع xy) تلغي بعضها البعض، مما يعطي:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\overrightarrow{R^{\mu}}\left(t_1\right)\overrightarrow{R^{\nu}}\left(t_2\right)}{R^3\left(t_1\right)R^3\left(t_2\right)}\right]_{ang} &= \int_0^{2\pi}\frac{d\psi}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{d\varphi^*}{2\pi}\int_0^{\pi}\frac{\sin\theta d\theta}{2}\left[\frac{\overrightarrow{R^{\mu}}\left(t_1\right)\overrightarrow{R^{\nu}}\left(t_2\right)}{R^3\left(t_1\right)R^3\left(t_2\right)}\right]_{ang} \\ &= \frac{\delta_{\mu\nu}}{3}\frac{\left[X\left(t_1\right)X\left(t_2\right)+Y\left(t_1\right)Y\left(t_2\right)\right]}{R^3\left(t_1\right)R^3\left(t_2\right)} \end{aligned} \quad (\text{ب}.12)$$

بتعويض المعادلة (12.ب) في المعادلة (7.ب) وبعمل المجموع على μ و ν، نجد:

$$\begin{aligned} I &= \frac{-8\pi^2 N_e e^4}{3\hbar^2}\left(\frac{m}{2\pi K_B T_e}\right)^{3/2}\int_0^{\infty} v^3\exp\left(\frac{-mv^2}{2K_B T_e}\right)dv\int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}}\rho d\rho \\ &\times \overrightarrow{r}_{\beta\beta'}, \overrightarrow{r}_{\alpha\alpha'}\int_{-\infty}^{+\infty}dt_1\int_{-\infty}^{+\infty}dt_2 e_{ang}^{\left(i\omega_{\beta\beta'}t_1+i\,\omega_{\alpha'\alpha}t_2\right)}\frac{\left[X\left(t_1\right)X\left(t_2\right)+Y\left(t_1\right)Y\left(t_2\right)\right]}{R^3\left(t_1\right)R^3\left(t_2\right)} \\ &= \overrightarrow{r}_{\beta\beta'}, \overrightarrow{r}_{\alpha\alpha'}\phi_{int}\ \left(\omega_{\alpha\alpha',\beta\beta'}\right) \end{aligned} \quad (\text{ب}.13)$$

وهي الموضحة في المعادلة (33.2).

الملحق الثالث: معادلة الحركة النسبوية لإلكترون حول شحنة مركزية موجبة

لمعالجة تصادم الإلكترون والأيون بشكل كلاسيكي، فإننا نعتبر إلكترونًا متحركًا في مجال أيون الهيدروجين، الذي يُفترض أن تكون كتلته كبيرة جدًا أمام كتلة الإلكترون بحيث نعتبره ساكنًا، نعتبر التصادم ثنائيا بين (إلكترون-أيون)، وهو أمر صالح في حالة البلازما المتأينة بالكامل ذات كثافة عالية.

نظرًا إلى أنه يتم أخذ التصادمات الحرة فقط في الإعتبار، يتم إهمال تأثير كل البلازما ونعتبر فقط تصادم الإلكترون والأيون والتي هي في الحقيقة مجموعة من التصادمات الثنائية (أيون-إلكترون) و القوة التي تنشأ عن هذا التصادم هي قوة كولوم.

يتم إهمال جميع التفاعلات بين (إلكترون - إلكترون) و (إلكترون - ذرة)، يتم إجراء هذا الحساب في غياب الحقل المغناطيسي الخارجي، ويتم إهمال الحقل المغناطيسي الداخلي أمام الحقل الكهربائي $B = \frac{E}{c} \ll 1$.

من الضروري إجراء دراسة تفصيلية للحركة النسبوية لإلكترون حول أيون وباتباع نفس الطريقة في الحالة غير النسبوية.

نعتبر نظاما للإحداثيات القطبية المستوية (R^*, φ^*)، حيث الرمز$(*)$ يعبر عن المعاملات النسبوية.
معادلة الحركة النسبوية لمركز الكتلة G بين الإلكترون والأيون الذي يتميز بسرعة نسبوية v وطويلة

شعاع موضع R^* تكون كالتالي [1]:

$$\frac{d\overrightarrow{p^*}}{dt^*} = -gradW\left(R^*\right) \quad (ج.1)$$

حيث كمية الحركة النسبوية:

$$\overrightarrow{P^*} = \frac{\mu\overrightarrow{v}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \gamma\mu\overrightarrow{v} = \frac{\mu\overrightarrow{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (ج.2)$$

حيث $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ و $\beta = \frac{v}{c}$: هما معاملا النسبوية، الطاقة الكامنة الكهربائية لكولوم $W\left(R^*\right)$:

$$W\left(R^*\right) = -\frac{\alpha}{R^*} = \frac{(Z-1)\,e^2}{4\pi\varepsilon_0 R^*} \quad (ج.3)$$

حيث μ: هي الكتلة المختزلة عند السكون (الكتلة الثابتة للجسيم)، $Z-1$: هو العدد الذري للأيون المشع الشبيه بالهيدروجين.

أسهل طريقة من أجل الحصول على معادلة المسار للحركة النسبوية للجسيم في مجال جذب كولوم هي البدء من قوانين إنحفاظ الطاقة والعزم الحركي للجملة:

$$\begin{aligned} E_T^* &= \mu c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{\dot{R}^{*2}+R^{*2}\varphi^{*2}}{c^2}}}-1\right)+W\left(R^*\right) \\ &= \mu c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v_0^2}{c^2}}}-1\right) = \mu c^2\left(\gamma-1\right) \end{aligned} \quad (ج.4)$$

حيث عبارة العزم الحركي النسبوي M^* تكون كالتالي:

$$M^* = \mu R^{*2}\varphi^*\gamma = cte = \frac{\mu\rho v_0}{\sqrt{1-\frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (ج.5)$$

حيث v_0: تمثل السرعة الإبتدائية، ρ يمثل وسيط الصدم غير النسبوي، E_T^*: الطاقة الكلية النسبوية.
نستخرج φ^* من العبارة (ج.5)ونعوضها في العبارة (ج.4) نجد:

$$\dot{R}^* = \frac{dR^*}{dt^*} = \frac{c\sqrt{\left(1+\frac{E_T^*}{\mu c^2}+\frac{\alpha}{\mu c^2 R^*}\right)^2-1-\frac{M^{*2}}{\mu c^2 R^{*2}}}}{\left(1+\frac{E_T^*}{\mu c^2}+\frac{\alpha}{\mu c^2 R^*}\right)} \quad (ج.6)$$

حيث:

$$t^* = \int \frac{\left(1 + \frac{E_T^*}{\mu c^2} + \frac{\alpha}{\mu c^2 R^*}\right) dR^*}{c\sqrt{\left(1 + \frac{E_T^*}{\mu c^2} + \frac{\alpha}{\mu c^2 R^*}\right)^2 - 1 - \frac{M^{*2}}{\mu^2 c^2 R^{*2}}}} + Cte \qquad \text{(ج.7)}$$

نستخرج φ^* من المعادلة (ج.5) ثم نشتق:

$$d\varphi^* = \frac{M^*}{\mu\gamma R^2} dt^* \qquad \text{(ج.8)}$$

نستخرج dt^* من المعادلة (ج.6) ثم نعوضها في المعادلة (ج.8) نجد:

$$\varphi^* = \int \frac{\frac{M^*}{\mu c R^{*2}} dR^*}{\sqrt{\left(1 + \frac{E_T^*}{\mu c^2} + \frac{\alpha}{\mu c^2 R^*}\right)^2 - 1 - cM^{*2}\mu^2 c^2 R^{*2}}} + Cte \qquad \text{(ج.9)}$$

حركة الجسيم لا نهائية $E \geq 0$ (حالة إنحراف) بتطبيق التكامل على المعادلة (ج.9) نجد:

$$\varphi^* = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{M^{*2}c^2}}} \arccos\left(\frac{1 + \frac{E_T^*}{\mu c^2} + \frac{\alpha}{\mu c^2 R^*} - \frac{1 + \frac{E_T^*}{\mu c^2}}{1 - \frac{\alpha^2}{M^{*2}c^2}}}{\sqrt{\left[\left(\frac{1 + \frac{E_T^*}{\mu c^2}}{1 - \frac{\alpha^2}{M^{*2}c^2}}\right)^2 - 1\right]\left(\frac{\alpha^2}{M^{*2}c^2 - \alpha^2}\right)}}\right) \qquad \text{(ج.10)}$$

نختار عند المبدأ لـ φ^* ثابت التكامل يساوي الصفر، نعرف المقادير التالية ونعتبر $v_0 = v$:

$$\epsilon^* = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\sqrt{\frac{\rho^2}{\rho_e^2}\frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^2} + 1} = \sqrt{\frac{\rho^{*2}}{\rho_e^{*2}} + 1} \qquad \text{(ج.11)}$$

$$\eta^2 = 1 - \frac{\rho_e^2}{\rho^2}\frac{v^2}{c^2}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = 1 - \frac{\rho_e^2}{\rho^2}\frac{\beta^2}{\gamma^2} \qquad \text{(ج.12)}$$

حيث ρ وρ_e: هما على الترتيب وسيط الصدم غير النسبوي ونصف المحور للقطع الزائد غير النسبوي الذي عبارته كالتالي [2]:

$$\rho_e = \frac{Z_{per} Z_{em} e^2}{4\pi\varepsilon_0 m v^2} = \frac{(Z-1)\, e^2}{4\pi\varepsilon_0 m v^2} \qquad \text{(ج.13)}$$

حيث Z_{em}: هو العدد الذري للأيون المشع.
الترميز ρ_e يعبر عن وسيط الصدم من أجل طاقة الإلكترون معطاة من أجل إنحراف قدره $\frac{\pi}{2}$، إذن ρ_e تعبر عن الإنحراف الأصغري.
لما $\rho_e \ll \rho$ فإن التصادم يكون بعيد والإنحراف يكون قوي، لما $\rho_e \gg \rho$ فإن التصادم يكون قريب [3].
اللامحورية the eccentricity النسبية ϵ^* ترتبط بوسيط الصدم النسبوي ρ^* من خلال المعادلة (ج.11)، ويمكن كتابة عبارة وسيط الصدم النسبوي ρ^* بدلالة ρ_e و ρ من خلال العلاقة التالية:

$$\rho^* = \sqrt{\rho^2 + \rho_e^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)} = \sqrt{\rho^2 + \frac{\rho_e^2}{\gamma^2}} \qquad \text{(ج.14)}$$

حيث ρ_e^*: يمثل نصف المحور النسبوي للقطع الزائد وتكتب عبارته كالتالي:

$$\rho_e^* = \rho_e\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{\rho_e}{\gamma} \qquad \text{(ج.15)}$$

ومنه معادلة المسار (التجاذبي) النسبوي يمكن أن تكتب كما يلي:

$$\frac{\rho^{*2}}{R^*\rho_e^*} = 1 - \epsilon^* \cos\eta\varphi^* \qquad \text{(ج.16)}$$

نقوم بإهمال المساهمة النسبوية للحد η^2 في المعادلة (ج.12) نتحصل على أول تقريب كما يلي:

$$\cos\eta\varphi^* \simeq \cos\varphi^* \qquad \text{(ج.17)}$$

وتصبح معادلة المسار كالتالي:

$$\frac{\rho^{*2}}{R^*\rho_e^*} = 1 - \epsilon^* \cos\varphi^* \qquad \text{(ج.18)}$$

يختلف المسار الموضح في المعادلة (ج.18) قليلاً مقارنة بالمسار غير النسبوي،الموضح في المعادلة (2.2)، فهو عبارة عن قطع زائد تخيلي ترتكز بؤرته على مركز الإحداثيات القطبية، الذي يتميز بـ the eccentricity ϵ^* ووسيط صدم نسبوي ρ^*.
عند السرعات الصغيرة فإن معامل النسبوية β يؤول إلى الصفر $\beta \longrightarrow 0$ فإن معادلة المسار النسبوي الموضحة في المعادلة (ج.18) تؤول الى معادلة المسار الموضحة (2.2).

ننسب حركة الجملة إلى الإحداثيات الديكارتية النسبوية (O, X^*, Y^*)، يمكننا تحديد متغيرات معادلة الحركة النسبوية X^*، Y^*، R^* و t^*، من خلال تعويض ϵ^* و ρ_e^* في المعادلة (ج.7):

$$t^* = \int \frac{\left[R^* + \frac{\alpha}{\mu c^2}\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\right] dR^*}{v\sqrt{\left(R^*+\rho_e^*\right)^2 - \rho_e^{*2}\epsilon^{*2}}} + Cte \qquad (ج.19)$$

بتغيير المتغير $R^* + \rho_e^* = \rho_e^*\epsilon^* cosx$ وباختيار عند مبدأ الإحداثيات للأزمنة أن الثابت يساوي الصفر، نعيد كتابة متغيرات معادلة الحركة كالتالي:

$$R^* = \rho_e^*\left(\epsilon^* \cosh x - 1\right) \qquad (ج.20)$$

$$t^* = T^*\left(\epsilon^{**} \sinh x - x\right) \qquad (ج.21)$$

نأخذ في الإعتبار التقريب $\eta = 1$، عبارة X^* باستخدام الإحداثيات القطبية النسبوية:

$$X^* = R^* \cos\varphi^* \qquad (ج.22)$$

بتعويض المعادلتين (ج.20) و (ج.17) في المعادلة (ج.22) نجد:

$$X^* = \rho_e^*\left(\epsilon^* - \cosh x\right) \qquad (ج.23)$$

لدينا المتغير Y^* يحقق $Y^* = \sqrt{R^{*2} - X^{*2}}$ ومنه:

$$Y^* = \rho_e^*\sqrt{\epsilon^{*2}-1}\sinh x \qquad (ج.24)$$

حيث:

$$T^* = \frac{\rho_e\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}{v} = \frac{\rho_e}{v\gamma^3} \qquad (ج.25)$$

$$\epsilon^{**} = \gamma^2\epsilon^* \qquad (ج.26)$$

بعد تعويض المعادلة (ج.25) و (ج.26) في المعادلة (ج.21) وتعويض المعادلة (ج.15) في المعادلات (ج.23) و (ج.24) نعيد كتابة متغيرات معادلة الحركة النسبوية كالتالي:

$$t^* = \frac{\rho_e}{v\gamma^3}\left(\gamma^2\epsilon^* \sinh(x) - x\right) \qquad (ج.27)$$

$$dt^* = \frac{\rho_e}{v\gamma^3}\left(\gamma^2\epsilon^*\cosh(x) - 1\right)dx \tag{ج.28}$$

$$R^*(t^*) = \frac{\rho_e}{\gamma}\left(\epsilon^*\cosh(x) - 1\right) \tag{ج.29}$$

$$X^* = \frac{\rho_e}{\gamma}\left(\epsilon^* - \cosh(x)\right) \tag{ج.30}$$

$$Y^* = \frac{\rho_e}{\gamma}\sqrt{\epsilon^{*2} - 1}\sinh(x) \tag{ج.31}$$

$$\overrightarrow{R^*}(t^*) = X^*\overrightarrow{i} + Y^*\overrightarrow{j} \tag{ج.32}$$

المقدار x يمكن أن يأخذ جميع القيم مابين $-\infty$ الى $+\infty$.

من جهة أخرى نلاحظ أن المتغيرات لمعادلة الحركة النسبوية تؤول إلى متغيرات معادلة الحركة الكلاسكية المستخدمة من طرف Sahal-Bréchot و S. Alexiou [2]، [4] الموضحة في الفصل الثاني والثالث لما معامل النسبوية β يؤول إلى الصفر ($\beta \longrightarrow 0$).

المراجع العلمية

[1] Naam, A., et al. ”Spectral line broadening by relativistic electrons in plasmas: Collision operator.” *Advances in Space Research* 54.7 (2014): 1242-1247.

[2] Poquérusse, A., S. Alexiou, and E. Klodzh. ”Hyperbolic trajectory parametrization for spectral line broadening calculations.” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 56.1 (1996): 153-156.

[3] Shkarofsky, I. P., et al. ”The particle kinetics of plasmas.” A*merican Journal of Physics* 35.6 (1967): 551-552.

[4] Sahal-Bréchot, S. ”Impact theory of the broadening and shift of spectral lines due to electrons and ions in a plasma.” *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 1, p. 91 (1969) 1 (1969): 91.

الملخص:
في هذا العمل، قمنا بحساب مؤثر التصادم النسبوي الذي يعبر عن تعريض الخط، عن طريق التصادم مع الإلكترونات الحرة للخطوط المعزولة $(Ly-\alpha, Ly-\beta, Ly-\gamma)$ المنبعثة من أيونات ثقيلة مختلفة لأشباه الهيدروجين وللخطوط $(K-\alpha, K-\beta, K-\gamma, K-\delta)$ لأشباه الهيليوم في مجال درجة حرارة $10^8 K^\circ$ إلى $5 \times 10^9 K^\circ$ وكثافة الإلكترون من $n_e = 10^{21} cm^{-3} - 10^{26} cm^{-3}$. لإنجاز هذا العمل، أخذنا في الإعتبار مساهمة البنية الدقيقة لهذه الأيونات مع مراعاة التأثيرات النسبوية المتعلقة بالإلكترونات الحرة. ركزنا في عملنا على نوعين من التأثيرات النسبوية: الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت، الذي تم إنشاؤه بواسطة الإلكترون الحر عند الأيون المشع، وتعديل المسار الزائدي بسبب الكتلة النسبوية للإلكترون الحر، يتم تحقيق القيمة المتوسطة لسرعات الإلكترونات الحرة باستخدام توزيع جوتنر ماكسويل وهو الأكثر ملائمة للإلكترونات السريعة (النسبوية). قمنا بمقارنة نتائجنا بالحالة الكلاسيكية (مسار زائدي كلاسيكي للإلكترون وحقل كولوم)، كما قمنا بمقارنة التعريضات التي توصلنا لها بتعريض دوبلر وبعض التعريضات التجريبية لـ (K. Koyama) و (M.G. Haines). إستنتجنا أنه عند درجات الحرارة والكثافة الإلكترونية العاليتان جدا، فإن تعريض ستارك الإلكتروني النسبوي يغلب على تعريض دوبلر في بعض الأحيان.
الكلمات المفتاحية: تعريض ستارك، مؤثر التصادم الإلكتروني النسبوي، الحقل الكهربائي للينارد-ويتشرت، توزيع جوتنار ماكسويل للسرعات، الكتلة النسبوية، تقريب التصادم.

Abstract:
In this work, we have calculated the relativistic collision operator representing the line broadening, by collision with free electrons of isolated lines $(Ly-\alpha, Ly-\beta, Ly-\gamma)$ emitted by different heavy hydrogen-like ions and for the lines $(K-\alpha, K-\beta, K-\gamma, K-\delta)$ for helium-like ions, in the range of temperature $10^8 K^\circ$ to $5 \times 10^9 K^\circ$ and electron densities $n_e = 10^{21} cm^{-3} - 10^{26} cm^{-3}$. To accomplish this task, we have considered the fine structure of these ions and taking into account the relativistic effects related to the free electrons. In our work we focused on two types of relativistic effects: the electric field of Lienard-Wiechert, created by the free electron at the emitter ion and the modification of the hyperbolic trajectory due to the dependent mass on the free electron velocity, the average over the velocities of the free electrons is accomplished by using the Maxwell-Juttner distribution which is more adequate for the fast (relativistic) electrons. The results are compared to the classical case (Classical hyperbolic trajectory of the electron and the Coulomb field), We also compared our broadening with a Doppler broadening and to some experimental results (K.Koyama) and (M.G. Haines). We concluded that at temperatures and electronic density very high, Stark broadening dominates over Doppler broadening at times.
Key words: Stark broadening, The relativistic electronic collision operator, Liénard-Wiechert electric field, Juttner-Maxwell distribution of velocities, relative mass, impact approximation.

Résumé:
Dans ce travail, nous avons calculé l'opérateur de collision relativiste représentant l'élargissement de raies, par collision avec des électrons libres de raies isolées $(Ly-\alpha, Ly-\beta, Ly-\gamma)$ émis par différents ions hydrogénoïde lourds et pour les raies $(K-\alpha, K-\beta, K-\gamma, K-\delta)$ pour les ions de héliumoïde ,dans la plage de température $10^8 K^\circ$ à $5 \times 10^9 K^\circ$ et densités d'électrons $n_e = 10^{21} cm^{-3} - 10^{26} cm^{-3}$. Pour accomplir ce travail, nous avons considéré la structure fine de ces ions et pris en compte les effets relativistes liés aux électrons libres. Dans notre travail nous nous sommes concentrés sur deux types d'effets relativistes: le champ électrique de Lienard-Wiechert, créé par l'électron libre au niveau de l'ion émetteur et la modification de la trajectoire hyperbolique due à la masse dépendante de la vitesse de l'électron libre, La moyenne sur les vitesses des électrons libres est réalisée en utilisant la distribution de Maxwell-Juttner qui est plus adéquate pour les électrons rapides (relativistes). Nous avons comparé nos résultats avec le cas classique (une trajectoire hyperbolique classique de l'électron et le champ de Coulomb),Nous avons également comparé nos élargissement avec des l'élargissement Doppler et quelques résultats expérimentaux (K.Koyama) et (M.G. Haines). Et nous avons conclu qu'à très haute température et densité électronique, l'élargissement Stark est supérieure à l'élargissement Doppler dans certains cas.
Mots clés: L'élargissement Stark ,L'opérateur de collision électronique relativiste, Le champ électrique de Liénard-Wiechert, distribution de Juttner-Maxwell, La masse relative, approximation d'impact.