

جامعة قاصدي مرباح ورقلة
كلية العلوم والتكنولوجيا وعلوم المادة
قسم علوم المادة



مذكرة تخرج ليل شهادة

ماستر أكاديمي

مجال : علوم المادة

فرع : فيزياء

تخصص : فيزياء الاشعاعات ، كاشف وبصريات الكترونية

من إعداد : محمودي منال

بعنوان

دراسة التعريض الالكتروني في حالة القيم الصغيرة لوسيط الصدم
في البلازما

نوقشت يوم: 2013/06/22

أمام لجنة المناقشة المكونة من:

رئيسا	جامعة ورقلة	استاذ تعليم عال	خلفاوي فتحي
مشرف	جامعة الوادي	استاذ محاضر	ضيف الله مصباح
مساعد مشرف	جامعة ورقلة	استاذ تعليم عال	مفتاح محمد الطيب
ممتحنا	جامعة ورقلة	استاذة محاضرة	شهرة ثرية

الموسم الجامعي 2013/2012

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

شكر و عرفان

الشكر أولا وأخيرا إلى الله عز وجل الذي كان خير عون لي في هذا البحث فوفقت بفضلته إلى تقديمه على هذه الصورة.

كما اتقدم بخالص الشكر والامتنان إلى كل من الأستاذ " ضيف الله مصباح " والأستاذ

" مفتاح محمد الطيب " والذين ساهما بالتوجيه في هذا العمل .

واشكر أيضا جميع أعضاء اللجنة المناقشة على قبولهم ترأس ومناقشة هذه المذكرة وأتمنى أن يفيدوني بأرائهم القيمة والبناءة .

وأخيرا اشكر كل من الاستاذ "إبراهيم سعد الله"

والأستاذ " بسر الزوبير " الذين

مدا يدا العون لي كما واشكر كل الزملاء والزميلات .

فهرس المحتويات

الترميز

فهرس المحتويات

فهرس الاشكال

1 مقدمة عامة .

الفصل الاول : عموميات حول البلازما

3 مقدمة

3 1-I لحة تاريخية

4 2-I ماهية البلازما

4 3-I مختلف أشكال البلازما

4 1-3-I البلازما الطبيعية

5 2-3-I البلازما الصناعية

5 4-I بعض خصائص البلازما

5 1-4-I التوصيل الكهربائي

6 2-4-I التعادل الكهربائي في البلازما

6 3-4-I تردد البلازما

6 1-3-4- I التردد الايوني للبلازما

6 2-3-4- I التردد الالكتروني للبلازما

7 5-I المحافظة على البلازما

7 1-5-I جهاز توكاماك

8 2-5-I الاحتواء القصورى الذاتي

8 6- I معالجة البلازما

8 1-6- I نظرية التوازن

- 9-I-1-6-1 قانون ماكسويل 9
- 9-I-1-6-2 توزيع بولتزمان 9
- 10-I-2-6 نظرية المدار 10
- 10-I-3-6 الصياغة الهايدرومغناطيسية 10
- 10-I-7 الاندماج النووي 10
- 12-I-8 اهم المقادير في فيزياء البلازما 12
- 12-I-1-8 نصف قطر ديبياي 12
- 13-I-2-8 درجة الحرارة 13
- 13-I-3-8 طول موجة ديبروغلي الحرارية 13
- 13-I-4-8 نصف قطر الكرة الالكترونية والأيونية 13
- 13-I-1-4-8 نصف قطر الكرة الالكترونية 13
- 14-I-2-4-8 نصف قطر الكرة الأيونية 14
- 14-I-5-8 طول لاندو 14
- 14-I-6-8 معامل البلازما 14
- 15-I-7-8 معامل التزواج 15
- 15-I-8-8 درجة تأين الغازات و معادلة "Saha" 15
- 17-I-9 مطيافية البلازما 17
- 17-I-1-9 الأعداد الكمية 17
- 18-I-2-9 عمليات الازدواج 18
- 18-I-1-2-9 الازدواج L-S 18
- 18-I-2-2-9 الازدواج j-j 18
- 19-I-3-9 الرمز الطيفي 19
- 19-I-4-9 قواعد الاصطفاء 19
- 20-I-10 دراسة لمختلف أسباب تعريضات الخطوط الطيفية المنبعثة في البلازما 20

20	1-10-I التعريض الطبيعي
21	2-10-I تعريض دوبلر :
22	3-10-I التعريض بالتصادمات.....
23	1-3-10-I الاطيفاف في نظام ميكانيك الكم.....
25	2-3-10-I المشكل الاحصائي.....
26	3-3-10-I اول اضطراب تقريبي
27	4-3-10-I الازمنة المميزة
29	5-3-10-I تقريبات وسيط الصدم.....
31	6-3-10-I نظرية الاضطراب.....
33خلاصة

الفصل الثاني : ظاهرة التصادم في البلازما

34مقدمة
34	1-II دراسة مقاربات البلازما على حسب كثافتها
34	1-1-II مقارنة البلازما خفيفة الكثافة
34	2-1-II مقارنة البلازما متوسطة الكثافة
35	3-1-II مقارنة البلازما ذات الكثافة العالية
35	2-II التصادم في البلازما
36	1-2-II مقطع التصادم الهندسي
38	2-2-II مقطع التشتت
40	3-2-II اقل الأبعاد
42	4-2-II دراسة نموذج التصادم :
43	1-4-2-II اثر التصادم عن قرب (التأثير قصير المدى).....
45	2-4-2-II اثر التصادم عن بعد (التأثير طويل المدى).....

51 خلاصة

الفصل الثالث : تفاعل الالكترتون مع ثنائي الاقطاب الكهربائي

52 مقدمة

52 III-1 تفاعل (إلكترون - ذرة).

57 III-2 ايجاد مسار الشحنة

64 III-3 ايجاد مؤثر التصادم بالالكترونات

69 خلاصة

فهرس الاشكال

5 شكل (I-1) مختلف أشكال البلازما.

9 شكل (I-2) جهاز توكاماك بلازما.

12 شكل (I-3) إندماج نووي بين نواتي الدوتيريوم و التريوم.

35 شكل (II-1) حالات تصادم الكورالجاسية باختلاف وسيط الصدم بالبلازما.

37 شكل (II-2) يبين المقطع S لتصادم جسمين في حالة $b < (r_1 + r_2)$

شكل (II-3) يبين جزء التدفق الذي يجتاز السطح $ds = (bdq)db$ يجتاز أيضا السطح

38 $ds' = (dqr \sin j)rdj$

40 شكل (II-4) يبين تصادم الشحنة q بالشحنة Q

44 شكل (II-5) يبين انحراف قذيفة بمقدار 90°

شكل (II-6) يبين عملية التصادم عن بعد وهي مؤلفة من عدد من التصادمات الصغيرة والانحرافات التي مجموعها يساوي

45 انحراف يفوق 90° .

46 شكل (II-7) يبين حركة الشحنة q على المحور Z عند مرورها بمحاذاة الشحنة q_a

47 شكل (II-8) يبين حركة q من النقطة A إلى النقطة B

48 شكل (II-9) يبين عنصر حجم من الاسطوانة نصف قطرها b وارتفاعها I

53 شكل (III-10): زاوية التشتت الكرة الصلبة.

- شكل (11-III) : التشتت الكرة الصلبة. 53
- شكل (12-III) : تفاعلات الجسيمات المشحونة مع ثنائي الاقطاب المستحث. 54
- شكل (13-III) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=5000\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=15a_0 [A^0]$ 60.....
- شكل (14-III) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=5000\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=0.5a_0 [A^0]$ 60.....
- شكل (15-III) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=100\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=15a_0 [A^0]$ 61.....
- شكل (16-III) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=100\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=0.5a_0 [A^0]$ 61.....
- شكل (17-III) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=10\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=15a_0 [A^0]$ 62.....
- شكل (18-III) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=10\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=0.5a_0 [A^0]$ 62.....
- شكل (19-III) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=1\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=15a_0 [A^0]$ 63.....
- شكل (20-III) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=1\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=0.5a_0 [A^0]$ 63
- شكل (21-III) : دالة الترابط للحقل الكهربائي من اجل سرعة صغيرة ووسيط صدم كبير. 65
- شكل (22-III) : دالة الترابط للحقل الكهربائي من اجل سرعة ووسيط صدم صغيرين. 66.....
- شكل (23-III) : دالة الترابط للحقل الكهربائي من اجل سرعة ووسيط صدم كبيرين. 66
- شكل (24-III) : دالة الترابط للحقل الكهربائي من اجل سرعة كبيرة ووسيط صدم صغير. 67

الترميز

تركيز الذرات المتعادلة .	n_n
درجة الحرارة المطلقة .	T
طاقة التأين .	u_i
السماحية .	e_0
ثابت بولتزمان .	k
درجة حرارة الإلكترون .	T_e
كثافة الجسيمات .	n
نصف قطر ديبي .	l_D
كتلة الإلكترونات .	m
شحنة الإلكترونات .	e
تواتر الإلكترونات .	w_{pe}
تواتر الأيونات .	w_{pi}
كتلة الأيونات .	M
التواتر السيلكتروني .	w_{ci}
قيمة الحقل المغناطيسي .	B
المسافة المتوسطة بين الأيونات .	r_{an}
معامل البلازما .	h
طول لاندאו .	r_0
طول موجة ديبروغلي	Λ
معامل تزاوج الإلكترونات	Γ_{ee}
معامل تزاوج الأيونات	Γ_{ii}
معامل تزاوج الإلكترونات والأيونات	Γ_{ei}
عدد الجسيمات من النوع j .	m_p
توزيع السرعة .	$f(n)$
إسكان الذرات في المستوى i .	n_i
إسكان الذرات في المستوى j .	n_j
التغير في الطاقة بين المستويين i و j .	ΔE_{ij}
الوزن الإحصائي للمستوى i .	g_i

g_j	الوزن الإحصائي للمستوى j .
C_H	طاقة تأين ذرة الهيدروجين .
R_y	ثابت ريديبرغ .
Δw	عرض دوبلر .
n	العدد الكمي الرئيسي .
l	العدد الزاوي المداري .
s	اللف الكمي .
m	العدد الكمي المغناطيسي .
m_s	العزم المغناطيسي لللف .
j	العزم المغناطيسي الكلي .
n	سرعة الجسيمات عند التصادم.
$s(n)$	المقطع الفعال .
m	الكتلة المختزلة.
a_0	نصف قطر ذرة بور .
ΔE	طاقة العتبة للآلية المعطاة .
E_c	الطاقة الحركية للإلكترون .
Z	الشحنة النووية (العدد الذري:)
z	شحنة الأيون.
$Y_j(r,t)$	دالة الموجة التي تصف حالة الذرة عند الحالة المثارة j .
γ	يمثل معدل الانبعاث .
E_j	طاقة الذرة عند الاصدار في الحالة j .
w_0	تواتر الطبيعي للمشع .
c	سرعة الضوء في الفراغ .
k	ثابت بولتزمان .:
$I(w)$	توزيع غوسيان لتواتر w .
H_A	هاميلتون ذرات المصدر غير المضطربة .
H_p	هاميلتون الذرات المضطربة .
V	التفاعل بين ذرات المصدر و الذرات المضطربة .

Ψ_f, Ψ_i	دوال الموجة للنظام في الحالة الابتدائية والنهائية .
$\Psi_f(0), \Psi_i(0)$	دوال الموجة للنظام الغير مضطرب الموافقة للطاقة E_f, E_i .
w_{if}	التواتر الموافق للانتقال من المستوي E_i الى المستوي E_f .
$\frac{1}{d}$	عزم ثنائي الاقطاب الكهربائي من ذرات (المصدر+المضطربة).
$d(w-w_{if})$	دالة ديراك .
V	السرعة النسبية لاضطراب الذرات .
b_{eff}	يحسب نصف قطر التصادم القوي (نصف قطر ويسكوف) .
g	نصف عرض الخطوط .
O	يمثل مؤثر الترتيب الزمني .
$U_k(t)$	يمثل مؤثر التطور المتعلق بتصادم واحد .
t	زمن التصادم
ΔN	عدد التصادمات التي تحدث في الاسطوانة .
$\frac{\Delta n}{l}$	عدد التصادمات التي حدثت بين اجسام الهدف والقذيفة أثناء قطعها المسافة Δx .
$\frac{\Delta t}{t}$	عدد التصادمات التي حدثت بين اجسام الهدف والقذيفة في المدة Δt .
$\Delta t J_0$	عدد الشحنات التي تعبر وحدة السطح ds في المدة Δt .
$\Delta t \overline{ds'} J_{out}$	عدد الشحنات التي تشتت عبر السطح ds' في المدة Δt .
m	الكتلة المخزنة .
V_c	سرعة مركز الكتلة ، حيث : $V_c = \frac{m}{m+M} \mathbf{n}_0$
E_{c1}	تمثل طاقة حركة القذيفة في الأهمية وفي طاقة قذف القذيفة .
d_0	اقل بعد بين الشحنتين q و q_a في حالة التصادم الراسي .
n	الكثافة العددية للبلازما .
a_p	استقطابية العينة .
m	عزم ثنائي الاقطاب الدائم .
$C_{EE}(t)$	دالة الترابط للحقل الكهربائي .
Φ_e	مؤثر التصادم الالكتروني .

مقرمة عامة

مقدمة عامة

تعد دراسة البلازما احد أهم مواضيع الفيزياء الحديثة، إذ يمكننا القول أن البلازما هي الحالة الرابعة للمادة وتشكل 99 % من المادة الكونية.

يتم تشخيص البلازما من خلال دراسة الاشعاع الكهرومغناطيسي الصادر عنها ، فيحلل هذا الأخير كيميا وكيفيا لمعرفة حالة البلازما .

إن تعريض وشكل الخطوط الطيفية الصادرة عن البلازما لها أسباب فيزيائية عديدة تساهم كلها في إعطاء الطيف شكله النهائي، ونميز على الأقل أربعة أسباب رئيسية وهي [1]:

ü دور الجهاز : ويقاس مستقلا إلا ان تأثيره على شكل خط الطيف يمكن ان يكون معتبرا في حالة قدرة الفصل الضوئية المنخفضة .

ü مدة حياة المستويات : وينشا عنها التعريض الطبيعي ، ويمكن باستخدام الاضطرابات المستقلة عن الزمن اثبات ان العرض الطبيعي يقود إلى طيف لورنتزي . يشار الى انه في المنطقة المرئية من الطيف ، يكون هذا العرض عموما ضئيلا جدا مقارنة بالأسباب الأخرى للتعريض، وعليه فغالبا ما يهمل في هذا المجال من الأطوال الموجية [1].

ü فعل دوبلر : الموافق للحركة غير المنتظمة للذرات المشعة، المرتبطة بالإثارة الحرارية، وهو يعطي طيفا غاوسيا [1].

ü فعل التصادمات : اذ تخضع المشعات الى تصادمات مع بقية الجسيمات المحيطة بها، وينشا عنها التعريض التصادمي، ويدعى أيضا تعريض الضغط في حالة الالكترونات والايونات، يعرف هذا بتعريض ستارك. اذا كان الوسط ذا ضغط منخفض نسبيا ، فان الطيف يأخذ الشكل اللورنتزي [1].

إذا تراكب الطيفان اللورنتزيان، فإن الطيف الناتج سيكون لورنتزيا أيضا ، عرضه جمع العرضين وإزاحته جمع الإزاحتين ، فإذا ازداد الضغط وأخذ مقادير معتبرة، فإن الطيف لن يكون لورنتزيا، بل ستتشوه أجنحته وسيفقد تناظره.

من خلال هذه المذكرة سنتطرق إلى تعريض ستارك الالكتروني وذلك من اجل اقل الابعاد لوسيط الصدم اذ سوف ندرس تصادم الالكترونات مع الجسيمات غير المشحونة (الذرات) ، فعندما يكون وسيط الصدم من رتبة نصف قطر ذرة بور الشحنة الالكترون تأخذ مسار مختلف عما هو معروف أي المسار المستقيم عند تصادم الالكترونات مع الجسيمات غير المشحونة .

تتضمن هذه المذكرة ثلاثة فصول وخلاصة حيث يشمل كل فصل ما يلي :

الفصل الاول : يتضمن هذا الفصل دراسة عامة حول البلازما، وقد شمل تعريفاً دقيقاً لها وكذلك لمعاملاتها ومطيافيتها وأسباب التعريضات فيها .

الفصل الثاني : في هذا الفصل سندرس بشكل موسع ظاهرة التصادم في البلازما، حيث نأتي الى وصف مسار شحنة عند تفاعلها مع الشحنات المختلفة الاخرى داخل البلازما .

الفصل الثالث : يتضمن هذا الفصل دراسة تفاعل الالكترونات مع الذرات في البلازما وذلك عندما يكون وسيط الصدم صغيرا باختلاف سرعات الإلكترون الوارد، وسنأتي الى التفصيل في ذلك ، كما انه في الاخير نقوم بايجاد التعريض الالكتروني للبلازما (مؤثر التصادم) وذلك عن طريق الحساب العددي لدالة الترابط للحقل الكهربائي.

إفصاحك الأول

عموميات حول البلازما

مقدمة

إن معظم المواد التي تشكل الكون في حالة بلازما ، وتشارك كل أنواع البلازما بأنها تخضع وتفسر بنفس الآليات وتديرها نفس القوانين الفيزيائية وذلك حتى باختلاف مقادير وسائطها، كما تعرف البلازما بالحالة الرابعة للمادة لكونها لا هي حالة صلبة، ولا سائلة ، ولا حتى حالة غازية ، فهي عبارة عن حالة مخففة للمادة تشبه الغاز إلا أنها مؤلفة من جسيمات مشحونة وإلكترونات وأيونات موجبة متناسب معين يجعل الوسط إجمالاً متعادلاً كهربائياً [2].

سنتطرق في هذا الفصل إلى تقديم مدخل حول البلازما وذلك بالنظر إليها تاريخياً ومعرفة ماهيتها وكذا مختلف أشكالها وخصائصها وكيفية معالجتها وأخيراً إلى أهم المقادير في فيزياء البلازما.

1-I لمحة تاريخية

إن أول من أطلق مصطلح الحالة الرابعة للمادة هو الإنجليزي " Sir William Crookes " عام 1879 لوصف القسم المتأين من الانفراغات الغازية .وقد علل مصطلحه هذا على الشكل التالي [2] : تتحول المادة الصلبة بالتسخين إلى الحالة السائلة وباستمرار التسخين تتحول إلى غاز، وعند رفع درجة حرارة الغاز إلى حد معين يصل إلى 100000 كلفن [3] تزداد طاقته الحركية إلى الحد الذي يؤدي إلى تصادمها مع بعضها البعض إلى انفلاتها إلى الكترولونات وأيونات موجبة الشحنة.

استخدم مصطلح البلازما بداية من قبل "Langnuir" سنة 1923 للدلالة على غاز مضيء يجوي إلكترونات وايونات موجبة وبعض الذرات المعتدلة .وفي عام 1929 وضع العالمان "Langnuir" و" Tonks " وصفاً للبلازما بأنها مائع شبه معتدل كهربائياً ومكون من جزيئات مشحونة وأخرى معتدلة وهي تسلك سلوكاً جماعياً.

تحتوي البلازما على جزيئات مشحونة وعند حركة الجزيئات تنشأ تجمعات موضعية لشحنات موجبة أو سالبة والتي تؤدي بدورها إلى نشوء مجالات كهربائية تؤثر بدورها على باقي الجزيئات .وبالتالي فإن جزيئات البلازما تتبادل التأثير فيما

بينها حتى ولو كانت المسافة بينهما كبيرة. وقوى التأثير هذه تسمى بقوى كولوم المؤثرة عن بعد ، وهذه القوة هي السبب في الحركة الجماعية للبلازما والتي يمكن أن تحدد عبارة السلوك الجماعي بأنها الحركة التي لا تتعلق فقط بالشروط الموضوعية وإنما بحالة البلازما في المناطق البعيدة [2].

2-I ماهية البلازما

- 1- بصفة عامة يمكن افتراض أن البلازما هي خليط مكون من ثلاث مكونات [3] الكترولونات حرة وأيونات موجبة وذرات معتدلة أو جزيئات [4].
- 2- يمكن القول بان البلازما غاز متأين يحوي عددا كبيرا وكافيا من جسيمات مشحونة، تحجب نفسها الكترولوناتا تيكيا عند مسافة صغيرة [5].
- 3- يمكن وصف البلازما بأنها تجمع لجسيمات متأينة، تتفاعل جماعيا بالقوى الكهرومغناطيسية بعيدة المدى والمرتبطة بشحناتها وحركتها [6].

3-I مختلف أشكال البلازما

1-3-I البلازما الطبيعية

حل أنواع البلازما الطبيعية في حالة مثالية وتعريفها هو أن يكون متوسط الطاقة الحركية الحرارية لأجسامها يفوق متوسط الطاقة الكامنة الكهربائية المتبادلة بين اجسامها [6]. ينقسم هذا النوع من البلازما إلى نوعان هما:

*بلازما طبيعية كونية : تمثل البلازما الطبيعية الكونية النسبة الكبيرة في هذا الكون كالبلازما الموجودة على سطح الشمس (الغيم المضيفة المحيطة بسطحها المشع) درجة حرارتها 5700 (K)، وبلازما مركز الشمس درجة حرارتها 17 مليون كلفن وايضا البلازما على سطوح النجوم درجة حرارتها 10^4 (K) وبلازما في حوف النجوم حرارتها تقدر ب 10^7 (K) وبلازما الرياح الشمسية [6].

*بلازما طبيعية أرضية : تمثل البلازما الأرضية بنسبة أقل من سابقتها لأنها تحدث على مستوى كوكب الأرض مثل البرق، الصواعق، طبقة الأيونوسفير وفي غاز المصاييح الفوسفورية فنجد غلاف جو الارض يتكون من بلازما معروفة باسم

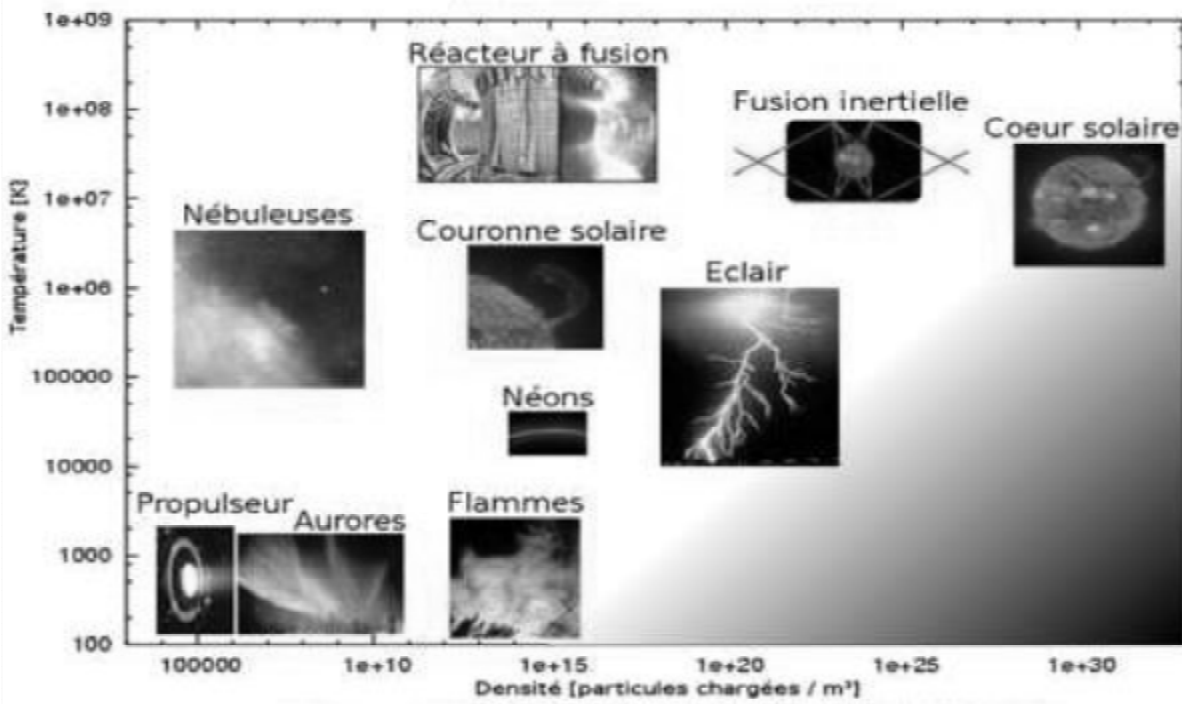
الكرة المتأينة (Ionosphere) [5] .

2-3-I البلازما الصناعية

بما أن البلازما نادرة في محيطنا القريب ، لجأ الإنسان لتوليدها صناعيا وهي تشمل البلازما الموجودة في التلفاز ،

الاندماج النووي، مصابيح التألُق (مصابيح الفلوريسنت) [7] .

ويمثل الشكل التالي مختلف أنواع البلازما بما في ذلك الطبيعية والكونية:



شكل (1-I): مختلف أشكال البلازما [5].

4-I بعض خصائص البلازما

1-4-I التوصيل الكهربائي

بما أن البلازما غاز عالي التأين يضم عددا هائلا من الجسيمات المشحونة المتحركة بحرية داخلها ، فإنها تعد موصلا

جيدا للكهرباء. تتبادل هذه الجسيمات المشحونة التأثير مع الحقل الكهرومغناطيسي الموضعي ، كما أن الحركة المنظمة لها

تحدث تيارات كهربائية وتغيرات لكثافة الشحنة ، تؤدي الى نشوء حقول كهرومغناطيسية .

I-4-2 التعادل الكهربائي في البلازما

إحدى الصفات المهمة في البلازما هي نزعتها لتبقى متعادلة كهربائياً ، أي ميلها إلى توازن الشحنة الفراغية السالبة مع الشحنة الفراغية الموجبة في كل جزء من الحجم العيني ، وأن أي اختلاف بسيط في كثافة الشحنة الفراغية يسبب نشوء قوى كهروستاتيكية قوية تؤثر في اتجاه إعادة التعادل ، من جهة أخرى إذا تعرضت البلازما إلى حقل كهربائي خارجي فإن كثافة الشحنات الفراغية ستتنظم نفسها بحيث يحجب الجزء الأعظم من البلازما من تأثيرات هذا الحقل [5].

I-4-3 تردد البلازما

I-4-3-1 التردد الايوني للبلازما

$$w_{Pi} = \sqrt{\frac{4p (Ze)^2 n_i}{m_i}} \quad (1-I)$$

حيث :

n_i : الكثافة الايونية.

m_i : كتلة الايون.

I-4-3-2 التردد الالكتروني للبلازما

$$w_{Pe} = \sqrt{\frac{4pe^2 n_e}{m_e}} \quad (2-I)$$

حيث :

n_e : الكثافة الالكترونية .

m_e : كتلة الالكترون.

5-I المحافظة على البلازما

إتضح أن البلازما مادة متقلبة جدا، وتقاوم كل المحاولات لجمعها. فاضطر العلماء لتذليل صعوبات كثيرة، ريثما أنشئت الوحدات ذات المصائد المغناطيسية، التي نجحت شيئا فشيئا في حصر البلازما [9]. حيث يمكن حصر الجسيمات المشحونة بواسطة مجالات مغناطيسية قوية. وقد بدأت المحاولات لتسخين البلازما بسرعة كبيرة واحتوائها في مجالات مغناطيسية لفترة، بحيث أن ما ينتج من طاقة يفوق ما يستهلك منها قبل أن يهدم الاحتواء وهناك عدة نماذج لاحتواء البلازما أهمها:

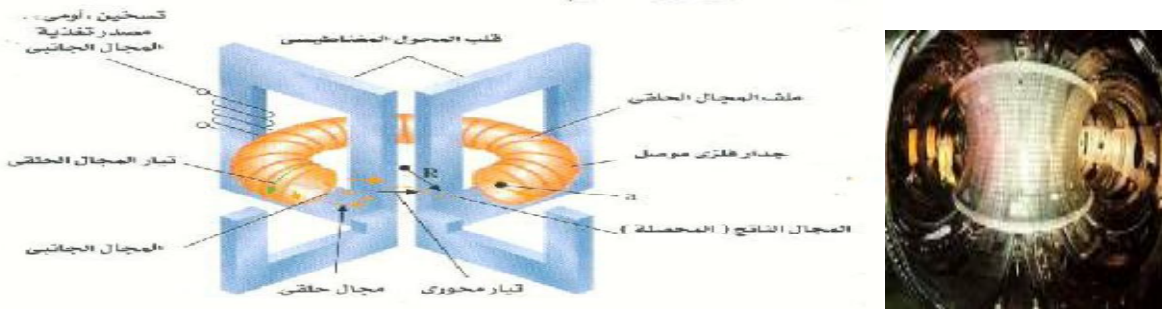
1-5-I جهاز توكاماك

يعتمد هذا الجهاز-الشكل(2-I)- على نظام الاحتواء المغناطيسي للبلازما وذلك باستخدام مغناط ضخمة من شأنها الحفاظ على ايونات البلازما في مدارات المجال المغناطيسي وزيادة كثافتها و حفظها بعيدا عن جدران المحتوي للبلازما. وفي هذا النظام لا بد من ارتفاع طاقة التصادم بين نواتي ذري نظيري الهيدروجين (الدوتيريوم و التريتيوم) إلى $2 \times 10^4 \text{ eV}$ لحدوث الاندماج. كما يجب أن تتحقق الشروط المثلى لخصائص البلازما التي يتم عندها الإندماج النووي في آن واحد معا وهي [2] :

ü درجة حرارة البلازما من 100 إلى 200 مليون درجة مئوية.

ü كثافة البلازما من 2×10^{20} إلى 3×10^{20} لكل متر مكعب .

ü زمن احتواء وحصر البلازما من 1 الى 2 ثانية.



شكل (2-I): جهاز توكاماك بلازما [10].

I-5-2 الاحتواء القصوري الذاتي

يعتمد الاحتواء القصوري الذاتي على إطلاق حزم قوية من أشعة الليزر على كريات صغيرة مصنوعة من الدوتيريوم و التريتيوم الصلب حيث ترتفع درجة حرارتها إلى درجة حرارة عالية جدا وبسرعة وزمن محدود وقصير للغاية حتى تتحقق شروط الاندماج حيث [2]:

$$\bar{n} \quad \text{كثافة البلازما تصل إلى } 3 \times 10^{25} \text{ أيون لكل متر مكعب.}$$

$$\bar{n} \quad \text{زمن حصر البلازما يصل إلى } 3 \times 10^{-11} \text{ ثانية.}$$

I-6 معالجة البلازما

يطلق على الدراسة العامة المشتملة على التأثيرات المتبادلة بين الغازات المتأينة والمجالات الكهرومغناطيسية المتعلقة بالزمن اسم حركية البلازما. وللعديد من المسائل المهمة في هذا الحقل يكون من المستحيل معالجة البلازما على نحو كاف بدلالة صياغة عينية خالصة وبدلا من ذلك يكون من الضروري استخدام ما يطلق عليه اصطلاحا بالنظرية الحركية ، ينبغي دراسة الالكترونات والايونات الانفرادية ، وينبغي الأخذ بعين الاعتبار تصادمها مع الجسيمات الأخرى خلال حل معادلة بولتزمان الانتقالية ولهذا ستظهر صياغة دقيقة جدا لمشاكل البلازما ، ولكن عموما يكون حلها معقدا للغاية باستثناء الحالات التي يجوز فيها إهمال عدد من الحدود في معادلة بولتزمان ومع ذلك توجد ثلاث صياغات تقريبية توفر لنا النظرة العامة لما يحدث في البلازما [8]:

I-6-1 نظرية التوازن

تستند نظرية التوازن إلى افتراض أن التصادمات بين الجسيمات المشحونة تكون كافية لجعل توزيع الجسيمات داخل البلازما خاضع لتوزيع ماكسويل -بولتزمان للسرع :

$$N_j(\mathbf{v}) dv_x dv_y dv_z = N_{0j} \left(\frac{m_p}{2pkT} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{-m_p v^2}{2kT} \right) dv_x dv_y dv_z \quad (3-I)$$

N_j : عدد الجسيمات من النوع j لوحدة الحجم في البلازما.

n_x, n_y, n_z : مركبات السرعة .

m_p : كتلة الجسيمات من النوع j .

وبالتالي يمكن حساب الصفات الحركية والانتقالية بدلالة السرعة ، كما أنه توجد قوانين في حالة التوازن تعطي تفاصيل عن الإسكان وهي:

1-1-6-I قانون ماكسويل

يفسر قانون ماكسويل توزيع السرعة $f(n)$ بواسطة الجسيمات المختلفة،

ويعطي القانون العام لماكسويل كالتالي [11] :

$$f(\mathbf{n})dn = 4pn^2 \left(\frac{m}{2pT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mn^2}{2T} \right) dn \quad (4-I)$$

ويمكن التعبير عن المعادلة (5-I) بدلالة الطاقة، حيث $E = \frac{1}{2}mn^2$ ومنه :

$$f(E)dE = \frac{2}{\sqrt{p}} \frac{E^{1/2}}{T^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T} \right) dE \quad (5-I)$$

2-1-6-I توزيع ماكسويل

إن توزيع ماكسويل ثابت بالنسبة لعملية الإسكان بين مختلف مستويات نفس الأيون ويعطي توزيع بولتزمان

كالتالي [11] :

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-\frac{\Delta E_{ij}}{T}} \quad (6-I)$$

حيث:

ΔE_{ij} : التغير في الطاقة بين المستويين i و j .

g_i و g_j : الوزن الإحصائي للمستويين i و j هذا القانون لا يطبق إلا عندما يتحقق شرط الكثافة التالي :

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

حيث:

c_H : طاقة تأين ذرة الهيدروجين.

I-6-2 نظرية المدار

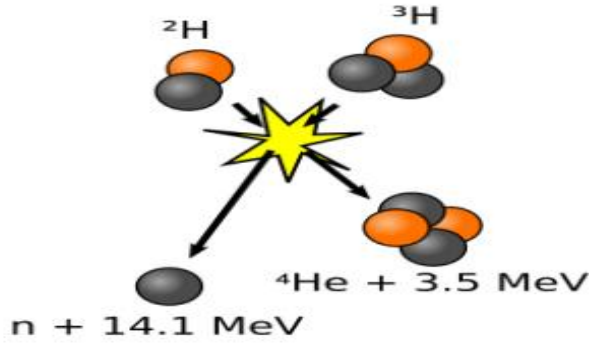
تعالج نظرية المدار حركة الجسيمات (أيونات و إلكترونات) في مجالات كهربائية ومغناطيسية مفترضة ، وقد تكون هذه المجالات دوالا لكل من الموقع والزمن ، وتمثل نظرية المدار تقريبا جيدا لحركة حسيم في البلازما ، وذلك عندما لا تلعب التصادمات بين الجسيمات الدور الرئيسي ، أي عندما يكون متوسط المسار الحر للتصادمات كبيرا قياسا إلى الأبعاد المميزة للمدار تحت هذه الشروط من الممكن تأثير التصادمات كاضطراب ، وتتركز المشكلة الابتدائية حول جعل المجال الكهرومغناطيسي المفترض متناسقا مع نفسه أو بعبارة أخرى : ينبغي أن يكون المجال المفترض مجموع المجال الخارجي والمجال الناشئ عن الجسيمات المدارية [8] .

I-6-3 الصياغة الهايدرومغناطيسية

تستخدم الصياغة الهايدرومغناطيسية معادلات الكهرومغناطيسية الكلاسيكية (معادلات ماكسويل)، وتدمج مع المعادلات الكلاسيكية لحركة الموائع ومن الجلي أن المعالجة الهايدرومغناطيسية هي وصف عيني للبلازما ، و تعد تقريبا جيدا عندما يكون متوسط المسار الحر للتصادمات صغير جدا بالنسبة للمسافات الفيزيائية المهمة في منظومة البلازما . ان الصورة الهايدرومغناطيسية تشكل نقطة بداية جيدة لمناقشة الحركة الجماعية للجسيمات في البلازما أي تذبذبات البلازما [8] .

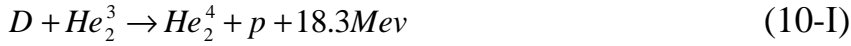
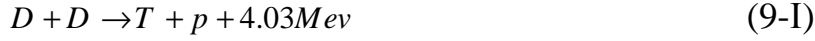
I-7 الاندماج النووي

إن عملية الإندماج النووي هي الوحيدة التي يمكن أن تؤمن الطاقة للنجوم ، فعندما تندمج النوى الخفيفة مشكلة نوى أثقل ، و تطلق أثناء ذلك طاقة هائلة وحرارة فإن هذه العملية تسمى اندماج النووي. والشكل التالي يوضح آلية الاندماج النووي لنواقي الدوتيريوم و التريتيوم.



شكل (3 - I) إندماج نووي بين نواتي الدوتيريوم و التريتيوم [2].

وفيما يلي أهم تفاعلات الاندماج النووي [12]:



حيث:

D : الدوتيريوم

T : التريتيوم

p : بروتون

n : نيوترون

He_2^4 : الهليوم

He_2^3 : نظير الهليوم

إن تحقيق عملية الاندماج النووي أمر صعب للغاية. والسبب في ذلك هو أن النوى تحمل شحنات كهربائية موجبة فتتنافر عن بعضها البعض بقوة، إذا أجبرت على التجميع مع بعضها البعض. ينبغي هنا استخدام قوة شديدة تكفي للتغلب على القوة التنافرية وإرغام الذرات على الاندماج. وتعاود هذه الطاقة الحركية المطلوبة درجة حرارة عالية جدا. كما أنه لا يمكن لأي مادة صلبة أن تستخدم لاحتواء الجسيمات

التي ستشارك في تفاعل اندماجي [9].

على الرغم من أن مصدر الطاقة في الشمس والنجوم هو عمليات الاندماج. فإن التفاعل الاندماجي لم يمكن جعله مصدرا عمليا ومستقرا للطاقة على الأرض حتى الآن [2].

إن أبحاث ودراسات الاندماج النووي مرتبطة ارتباطا وثيقا بالتقدم في أبحاث ودراسة الظواهر الفيزيائية في البلازما، وبالتالي فإن التقدم المستمر في دراسة علم البلازما يساهم كثيرا في أبحاث ودراسات الحصول على طاقة هائلة من الاندماج النووي [2].

8-I اهم المقادير في فيزياء البلازما

1-8-I نصف قطر ديبياي

قبل التطرق إلى نصف قطر "Debye" لابد من الإشارة إلى ظاهرة مهمة تحدث في البلازما وهي ظاهرة الحجب . والمقصود بها حجب شحنة من البلازما بواسطة سحابة من الشحنات المعاكسة، ومن هذه الظاهرة إستنتاج بعد ديبياي الذي يعتبر احد أهم خصائص البلازما [4] ، ويمكن فهم هذه المسافة بتصور شحنة موجبة تحيط بها الكترونات تخضع لقوتين متعاكستين :قوة التجاذب الكولوني التي تؤثر بها الشحنة الموجبة، وقوة أخرى سببها التهييج الحراري .ويضمن التوازن بين هاتين القوتين عدم الاتحاد بين الشحنات الموجبة و السالبة في البلازما [7]، ونصف قطر ديبياي يشير إلى أقصر مسافة تتحرك فيها الالكترونات عشوائيا في البلازما ويعطى بالعلاقة التالية [3] :

$$I_D = \left(\frac{e_0 k T_e}{n_e^2} \right)^{1/2} \quad (12-I)$$

حيث :

e_0 : السماحية في الفراغ .

k : ثابت بولتزمان .

T_e : درجة حرارة الإلكترون .

n_e : كثافة الجسيمات .

تجدر الإشارة هنا إلى أنه عندما تزداد الكثافة فإن I_D يتناقص بسبب زيادة عدد الإلكترونات، كما أن المقدار I_D يتزايد بزيادة kT_e . وعند انعدام الحركة الحرارية تنقلص طبقة الشحنات إلى صفيحة من البلازما لا متناهية الرقة وبالتالي فإن حرارة الإلكترونات هي التي تستخدم لتعيين I_D [2].

I-8-2 درجة الحرارة

يمكن لبلازما معينة أن تملك عدة درجات حرارة في نفس الوقت وغالبا ما تملك الإلكترونات والايونات توزيعين مختلفين لدرجة الحرارة وهذا ممكن لأن تواتر الصدمات بين الايونات فيما بينها أو بين الإلكترونات فيما بينها يمكن أن يكون أكبر من تواتر الصدمات بين الإلكترونات و الايونات ، عندئذ كل نوع من الجزيئات يمكن أن يكون في حالة توازن حراري مستقل عن النوع الآخر أما عندما يكون لدينا مجال مغناطيسي فإنه حتى النوع الآخر من الجزيئات يمكن أن توجد درجتين حرارة مختلفتين [2].

I-8-3 طول موجة ديبروغلي الحرارية

يعطي طول موجة ديبروغلي الحرارية تقديرا للطبيعة الموجية الكمية لجسيمات البلازما ويعرف ب [13] :

$$\Lambda = \left(\frac{2p\hbar}{mkT} \right)^{1/2} \quad (13-I)$$

m : كتلة الجسم .

$$\hbar = \frac{h}{2p} \quad \text{ثابت بلانك المختزل}$$

I-8-4 نصف قطر الكرة الالكترونية والأيونية

I-8-4-1 نصف قطر الكرة الالكترونية

يميز نصف قطر الكرة الإلكترونية البعد المتوسط بين إلكترونين ويعطى بالشكل التالي [5] ، [8] :

$$r_e = \sqrt[3]{\frac{3}{4pn_e}} \quad (14-I)$$

n_e : لكثافة الالكترونية .

2-4-8-I نصف قطر الكرة الأيونية

يميز نصف قطر الكرة الأيونية البعد المتوسط بين أيونين ، تعطى العبارة بالشكل التالي [8][5] :

$$r_i = \sqrt[3]{\frac{3}{4p n_i}} \quad (15-I)$$

n_i : لكثافة الأيونية .

5-8-I طول لاندو

يعرف طول لاندو بالطول الحرج للتفاعل الثنائي ويعرف أيضا بالبعد التقليدي للاقتراب الأدنى . وهو يستخدم في

تحليل ظواهر التصادم وارتباطات الموضع في البلازما ويعطى بالعبارة [5] :

$$r_0 = \frac{e^2}{kT} \quad (16-I)$$

6-8-I معامل البلازما

يؤخذ معامل البلازما بعين الاعتبار إذا كانت الطاقة الكامنة المتوسطة للجسيمات المشحونة أصغر من طاقتها

الجزئية وعندها تسلك الجسيمات المشحونة سلوك جسيمات حرة وتنتقل في مسارات على شكل خط مستقيم وهذا الشرط

يحدد بالمعامل h وتعطى عبارة معامل البلازما بالشكل التالي :

$$h = \frac{r_{an}^2}{3l_D^2} = 1 \quad (17-I)$$

r_{an} : المسافة المتوسطة بين الأيونات.

I-8-7 معامل التزاوج

لمعرفة التزاوج بين جسيمات البلازما في الجملة، ننظر إلى معامل التزاوج، هذا الأخير يمثل النسبة بين الطاقة الكامنة

المتوسطة والطاقة الحركية المتوسطة للجسيمات:

-بالنسبة للإلكترونات [13]:

$$\Gamma_{ee} = \frac{e^2}{kTr_e} \quad (18-I)$$

-بالنسبة للإيونات:

$$\Gamma_{ii} = \frac{(Ze)^2}{kTr_i} \quad (19-I)$$

-الإلكترونات و الأيونات:

$$\Gamma_{ei} = \frac{Ze^2}{kTr_{ei}} \quad (20-I)$$

حيث :

$$r_{ei} = \frac{r_e + r_i}{2} \quad (21-I)$$

عندما تكون $\Gamma = 1$ فإن للطاقة الحركية الدور الأكبر في وصف سلوك الجسيمات، أي أن التزاوج بين هذه الجسيمات

ضعيف، و يقال عن البلازما في هذه الحالة أنها مثالية. أما عندما تكون $\Gamma \geq 1$ فإن ذلك يدل على أن التزاوج شديد.

I-8-8 درجة تأين الغازات و معادلة "Saha"

إن أكثر حالات دراسة البلازما شيوعا هي دراسة الغازات المتأينة، حيث يمكن لأي ذرة أو أخرى متعادلة كهربائيا

أن تتحول إلى أيون موجب مع إلكترونات سالبة. و يحدث ذلك إذا أعطيت كمية كافية من الفوتونات عالية التردد، والتي

تردها يتجاوز تردد العتبة للذرات. حيث نسمي الطاقة اللازمة لتحويل ذرة واحدة إلى أيون بطاقة التأين، وهي مساوية لطاقة

ارتباط إلكترون في المدار الأخير في الذرة وتتراوح نسبة التأين بين الصفر وواحد وتعتمد هذه النسبة على الطاقة الحركية التي

تمتلكها جزيئات الغاز ومعنى آخر تعتمد على درجة حرارة الغاز.

وقد وضع العالم "Saha" علاقة لحساب درجة التأين بناء على حسابات معقدة قام بها وأشهر هذه العلاقات في

حالة غاز موجود في حالة توازن حراري [2] :

$$\frac{n_i}{n_n} = 2,4.10^5 \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-\frac{eu_i}{kT}} \quad (22-I)$$

$$\frac{n_i}{n_n} = \left(\frac{4,9.10^7 T^{3/2}}{\sqrt{n_n}} \right) e^{-\frac{eu_i}{2kT}} \quad (23-I)$$

حيث :

n_i : تركيز الأيونات .

n_n : تركيز الذرات المتعادلة.

T : درجة الحرارة المطلقة.

u_i : طاقة التأين.

$e^{-\frac{eu_i}{kT}}$: يدل على أن عدد الذرات السريعة تتناسب عكسا مع المقدار $\frac{u_i}{kT}$ ، حيث أن الذرة الصادمة يجب أن تكون

مسرعة حتى تملك طاقة تفوق عدة مرات الطاقة الوسطى لجزيئات الغاز لتحقيق التأين (حيث تحصل عملية إعادة الإتحاد باستمرار.)

نرمز للمقدار $\frac{n_i}{n_n}$ بالرمز b ويسمى بنسبة التأين، أي نسبة الجسيمات المتأينة إلى الجسيمات المعتدلة حيث:

$$b = \frac{n_i}{n_n} \quad (24-I)$$

في درجة حرارة الغرفة تكون نسبة التأين منخفضة جدا أي:

$$\frac{n_i}{n_n} = \frac{n_i}{n_n + n_i} = 10^{-122}; n_i \approx 3.10^{-141} cm^{-3} \quad (25-I)$$

وهذا ما يفسر صعوبة الحصول على بلازما كاملة التأين في المختبر، وعند ارتفاع درجة الحرارة فان نسبة التأين

تبقى منخفضة ، بينما تبقى kT من رتبة u_i وبالتالي ترتفع نسبة التأين بشكل كبير ويتحول الغاز إلى بلازما.

I-9 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 وبصفة أعم يمكن القول أن الإشعاع الوارد عن البلازما مشخّص مهم لمعرفة حالة البلازما [5].

I-9-1 الأعداد الكمية

إن كل حالة للذرة تكون عادة مميزة بأعداد كمية، وتوجد أربعة أعداد كمية مهمة وهي:

Ø العدد الكمي الرئيسي (n) : يميز العدد الكمي الرئيسي مستوى الطاقة الذي يتواجد فيه الإلكترون [10] ، ويأخذ العدد الكمي الرئيسي القيم ... n=1,2,3 وهو يحدّد قيم طاقة الذرات الشبيهة بالهيدروجين وفقا للعلاقة التالية [14] :

$$E = -R_y \frac{Z^2}{n^2} \quad (26-I)$$

حيث:

R_y : ثابت ريديبيرغ .

E : طاقة الذرة.

Ø العزم الزاوي المداري (l) : تعطى العبارة العامة للعزم الزاوي المداري بالشكل [14]:

$$L = \mathbf{h}[l(l+1)]^{1/2} \quad (27-I)$$

وتأخذ l القيم: $l=0,1,2,\dots,n-1$.

Ø العدد الكمي المغناطيسي (m) : وسمي بالعدد الكمي المغناطيسي لأنه يحدّد تصرف المستويات الطاقوية في

وجود حقل مغناطيسي، و العدد الكمي المغناطيسي يمكن أن يتخذ القيم [10] : $m=0,\pm 1,\pm 2,\dots,\pm l$

Ø العدد الكمي لللف (S) : إن الإلكترون جسيما مشحونا يدور حول نفسه في حركة مغزلية حيث يأخذ

اللف (السين) دائما قيمة $1/2$ ويوجد شرط كمي للإلكترون نفسه، فهو يمتلك عزما مغناطيسيا صغيرا، مع العلم أن العزم

المغناطيسي للف (m_s) لا يتخذ سوى اتجاهين فقط بالنسبة لمجال مغناطيسي خارجي إما موازي أو معاكس حيث
 $m_s = \pm 1/2$ [14] .

2-9-I عمليات الازدواج

الذرات المعقدة التي تحتوي على أكثر عدد من إلكترونات و لها عدة مصادر للعزم الزاوي، خاصة الإلكترون الذي يحتوي على عزم زاوي مداري (l_i) وعزم زاوي لفي ($s_i=1/2$) . يوجد عزم زاوي وحيد محفوظ، هذا العزم هو العزم الزاوي الكلي لجميع الإلكترونات J. (العزم الزاوي للإلكترون الفردي يمثل بالأحرف l, s, j أما العزم الزاوي للعديد من الإلكترونات فيمثل بالأحرف L, S, J) [15] .

1-2-9-I الازدواج L-S

يعرف الازدواج L-S ايضا بازدواج "Russell-Saunders"، في هذا الازدواج يتم جمع العزم الزاوي المداري والعزم اللفي للإلكترون بشكل منفصل لتشكيل العزم الزاوي الكلي [14] :

Ø العزم الزاوي المداري الكلي L .

$$\dot{L} = \sum_i \dot{l}_i \quad (28-I)$$

Ø العزم الزاوي اللفي (المغزلي) الكلي S .

$$\dot{S} = \sum_i \dot{s}_i \quad (29-I)$$

ومنه :

$$\dot{J} = \dot{L} + \dot{S} \quad (30-I)$$

2-2-9-I الازدواج j-j

يوجد عزم زاوي بديل لتشكيل العزم الزاوي، وهو العزم الزاوي الكلي j_i بالنسبة للإلكترون i بواسطة جمع l_i و s_i :

$$\dot{j}_i = \dot{l}_i + \dot{s}_i \quad (31-I)$$

ومنه العزم الزاوي الكلي:

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i \quad (32-I)$$

هناك شروط لحدوث عملية الازدواج [15]:

- عندما يكون العدد الذري صغير فإن الازدواج L-S هو الازدواج الحادث.
- يحدث الازدواج j-j عندما تكون الذرات ثقيلة، أي العدد الذري (Z) كبير .

I-9-3 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:

$${}^{2S+1}L_J \quad (33-I)$$

كما هو الحال بالنسبة للدوال التي تصف إلكترون واحد يمكن تحديد قيم L بالحروف بدلا من استخدام الأعداد

كالاتي [15]:

قيم L	0	1	2	3	4
الرمز	S	P	D	F	G

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

I-9-4 قواعد الاصطفاء

لحدوث انتقال من مستوى ذري إلى آخر، وذلك في تقريب ثنائي الكهربائي وجب توفر الشروط التالية [15]:

∅ بالنسبة للازدواج j-j:

$$\Delta j = 0, \pm 1 \text{ باستثناء الانتقال من } 0 \leftarrow 0 .$$

$$\Delta M_j = 0, \pm 1 \text{ ، حيث } M_j = M_L + M_S .$$

∅ بالنسبة للازدواج L-S [16]:

$$L < ML < -L \text{ حيث } \Delta ML = 0, \pm 1 \text{ ومنه } \Delta L = \pm 1 -$$

$$\Delta S = 0 -$$

$$0 \rightarrow 0 \text{ أي } \Delta J = 0, \pm 1 \text{ باستثناء الانتقال من } 0 \rightarrow 0$$

10-I دراسة لمختلف أسباب تعريضات الخطوط الطيفية المنبعثة في البلازما

اسباب تعريضات الخطوط الطيفية المنبعثة من المرسل في البلازما كثيرة، ومع ذلك يمكن تصنيفها الى ثلاث فئات رئيسية :

ü التعريض بواسطة الاشعاع : التعريض الطبيعي .

ü التعريض بواسطة فعل دو بلر .

ü التعريض بواسطة التصادم

1-10-I التعريض الطبيعي

كلاسيكيا : سببه يكمن في كبح حركة الالكترون المهتز الذي يفقد طاقته عند الاشعاع .

كميا : تعريض المستويات سببه يتعلق بمدة حياة محدودة ΔT_0 للمستويات الذرية ، حيث اننا لا نستطيع تحديد

$$\text{الزمن والطاقة في آن واحد (مبدأ الارتياب لهيزنبرغ } \Delta E = \frac{h}{t} \text{) .}$$

الذرات تستطيع ان تأثر على الانتقال من الحالة المثارة (a) الى الحالة المثارة (b) بطاقة منخفضة ، الحالة (a) لا

يمكن اعتبارها حالة مستقرة والخطوط الطيفية غير متناهية الدقة لكن لديها توزيع لتواترها ، واحتمال العثور على ذرة تصدر في

الحالة j يعطى ب [16] [1] :

$$P_j = y_j(r, t) \times y_j(r, t) \times \exp(-gt) \quad (34-I)$$

دالة الموجة التي تصف حالة الذرة عند الحالة المثارة j .

γ يمثل معدل الانبعاث .

الدالة $y_j(r, t)$ يمكن التعبير عنها بجزأين احدهما موضعي والاخر زميني على النحو التالي :

$$y_j(r, t) = U(r) \times \exp\left(-\frac{iE_j t}{h}\right) \quad (35-I)$$

حيث :

E_j : طاقة الذرة عند الاصدار في الحالة j .

بفرض ان الاهتزاز يبدأ عند الزمن $t = 0$ وتوزيع الطاقة يعطى بالعلاقة التالية :

$$E(w) = \frac{1}{2p} f^*(w) f(w) \quad (36-I)$$

حيث :

$$f(w) = A \int_0^{+\infty} \exp\left(-i(w-w_0)t - \frac{gt}{2}\right) dt \quad (37-I)$$

w_0 : التواتر الطبيعي للمشع.

دالة التوزيع تعطى بالشكل :

$$E(w) = \frac{1}{2p} \frac{A^2}{(w-w_0)^2 + \frac{g^2}{4}} \quad (38-I)$$

شدة الاشعاع اللورنتزية تأخذ الشكل :

$$I(w) = \frac{g}{2p} \frac{1}{(w-w_0)^2 + \frac{g^2}{4}} \quad (39-I)$$

عرض نصف الخطوط يعطى بالمعادلة :

$$I(w_1) = I(w_2) = \frac{I(w_0)}{2} \quad (40-I)$$

I-10-2 تعريف دوبلر :

اصل فعل دوبلر هو حركة الذرات والايونات المرسله (تحرك ذرات المصدر) .

وهو اول وصف دقيق قدمه رايلي في 1889. حيث لاحظ ذرات المصدر تتحرك بسرعة n في اتجاه يصنع زاوية

q مع الاتجاه الملاحظ ، ويسجل تواتر ω وتعطى عبارته كالتالي :

$$w = w_0 \left(1 - \frac{v}{c} \cos q\right) \quad (41-I)$$

حيث :

w_0 : التواتر المتعلق بالمصدر .

c : سرعة الضوء في الفراغ .

من خلال العلاقة (41-I) نحصل على :

$$\frac{w-w_0}{w_0} = \frac{\Delta w}{w_0} = \frac{v}{c} \cos q = \frac{v_x}{c} \quad (42-I)$$

إذا كان الوسط يتميز بدرجة حرارة T وبفرض دالة توزيع السرعة للمماكسويل نكتبها من الشكل :

$$W(v_x) dv_x = \frac{1}{\sqrt{p}} \exp\left(-\frac{v_x^2}{v_0^2}\right) dv_x \quad (43-I)$$

حيث :

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = kT \quad \text{نعرفها بالعلاقة}$$

m : كتلة ذرات المصدر .

k : ثابت بولتزمان .

بوضع $\Delta w_D = \frac{v_0}{c}$ توزيع الشدة في خطوط الطيف من الانتقال $j \rightarrow i$ ، فنحصل على شكل دوبلر الغاوسي

وعبارته تأخذ الشكل التالي [16] :

$$I(w) dw = W \left(c \frac{\Delta w}{w_0} \right) dw = \frac{1}{\sqrt{p}} \exp\left[-\left(c \frac{\Delta w}{\Delta w_D}\right)^2\right] dw \quad (44-I)$$

$I(w)$: توزيع غوسيان لتواتر w .

-تعريض دوبلر عموماً صغير بالمقارنة مع التعريض الذي سببه التصادم.

3-10-I التعريض بالتصادمات

إن السبب الأساسي لتعريض خطوط الطيف في البلازما هو الاضطراب الناجم عن الذرات وذلك بمختلف جزيئاتها

المشحونة والغير مشحونة ، وفي هذه الحالة يحدث التعريض بواسطة التصادم يمكن تقسيمه الى ثلاث فئات :

U التعريض بالرنين : وذلك بواسطة اضطراب الجزيئات الغير مشحونة (المعتدلة) أي ذات النوع لذرات المصدر. مثل (تفاعل ثنائي الاقطاب - ثنائي الاقطاب).

U تعريض فاندرفالز: بواسطة اضطراب الجزيئات الغير مشحونة (المعتدلة) مع مختلف انواع ذرات المصدر (تفاعل ذرة من نوع A - ذرة من نوع B).

U تعريض ستارك : سببه تفاعل الجسيمات المشحونة (ايونات والكترونات) مع ذرات المصدر . ويتم التعبير عن هذا التفاعل بواسطة تأثير حقل ضعيف (micro-champ) ايوني والكثروني مع ذرات المصدر. الحقل E يعمل على اضطراب مستويات الطاقة الذرية لتصل الى ادنى المستويات. هذا الطرح يعمل على تحلل مستويات الطاقة الذرية الى عدة مستويات [17] [1].

I-10-3-1 الاطيف في نظام ميكانيك الكم

مشكلة التعريضات لخطوط الطيف في البلازما تستند على دراسة توزيع الخطوط المنبعثة بالبلازما. وهذا بسبب كمية صغيرة من الذرات المشعة. تكون المسافة المتوسطة بين أي اثنين من هذه الذرات كبير بما فيه الكفاية ولأجل هذا نعمل على اهمال التفاعل فيما بينها. هذا الافتراض الفيزيائي معقول ويسمح لنا بتبسيط اكثر للمشكل. كما يمكننا تقسيم البلازما الى عدد كبير من الذرات. ذرة كبح تحتوي فقط على مصدر واحد، وعدد كبير من الاضطرابات بفرض ان كثافة المصدر لا تكاد تذكر مقارنة بالاضطرابات. الميزة الناجمة عن هذا النموذج الذي يفصل بين المصدر والاضطرابات حيث يمكننا اهمال تأثير الاضطرابات الواقعة على حدود الذرات المشعة (فعل الشاشة)، وهذا الطرح عندما تكون الذرات مستقلة عن بعضها البعض وبالتالي لا تتفاعل. نفرض ان المصدر ثابت يتم التخلص من تأثير دوبلر كما ان مستويات الطاقة لا تتأثر بالإشعاع ، بالتالي نصل الى اهمال التعريض الطبيعي للخطوط [16] [17].

من دراسة الطاقة المنبعثة من الذرات نستخلص الطاقة الاجمالية المنبعثة بالبلازما عن طريق ضرب الطاقة الملاحظة لمصدر واحد (ذرة واحدة) بعدد من ذرات المصدر. يدل H على الهاميلتون الاجمالي لكل هذه الخلايا [16].

$$H = H_A + H_P + H_{int} = H_A + H_P + V \quad (45-I)$$

حيث :

H_A : هاميلتون ذرات المصدر غير المضطربة .

H_p : هاميلتون الذرات المضطربة .

V : التفاعل بين ذرات المصدر و الذرات المضطربة .

Ψ_f, Ψ_i : دوال الموجة للنظام في الحالة الابتدائية والنهائية.

احتمال الانتقال بين الحالة الابتدائية i بالطاقة E_i والحالة النهائية f بالطاقة E_f بوحدة زمنية تعطى ب :

$$P_{if} = \frac{4}{3hc^3} w_{if}^3 \left| \langle \Psi_f(0) | \hat{d} | \Psi_i(0) \rangle \right|^2 \quad (46-I)$$

$\Psi_f(0), \Psi_i(0)$: دوال الموجة للنظام غير المضطرب الموافقة للطاقة E_f, E_i .

w_{if} : التواتر الموافق للانتقال من المستوي E_i الى المستوي E_f .

$$w_{if} = (E_i - E_f) / \hbar \quad (47-I)$$

\hat{d} : عزم ثنائي الاقطاب الكهربائي من ذرات (المصدر+المضطربة).

الطاقة الطيفية المشعة من الذرات (خلال الانتقال من الحالة i الى الحالة f) من النظام الكمي المركب من ذرات

المصدر والذرات المضطربة تعطى بالشكل :

$$P(w) = \hbar w_{if} P_{if} d(w - w_{if}) \quad (48-I)$$

$$P(w) = \frac{4}{3c^3} w_{if}^4 \left| \langle \Psi_f | \hat{d} | \Psi_i \rangle \right|^2 d(w - w_{if}) \quad (49-I)$$

حيث :

$$d(w - w_{if}) : \text{دالة ديراك.}$$

يشير توزيع ديراك الى ان جميع الانتقالات المساهمة بالطاقة $P(w)$ من اجل $w = w_0$.

لأجل الحصول على الطيف، نقوم بالجمع على كل الحالات النهائية f ومتوسطات على الحالات الابتدائية i مع

فكرة الاحتمال r_i لشغل المستوي i . الطاقة الاجمالية للانبعاث بالبلازما في الانتقالات ثنائية القطب تعطى ب :

$$P_r(w) = N \sum_{if} \frac{4w_{if}^4}{3c^3} d(w - w_{if}) \left| \langle \Psi_f | \hat{d} | \Psi_i \rangle \right|^2 r_i \quad (50-I)$$

N : عدد ذرات المصدر المحتوي في البلازما

من خلال شكل $I(w)$ ، الطاقة $P_r(w)$ يمكن كتابتها على الشكل :

$$P_r(w) = \frac{4.N w_{if}^4}{3c^3} I(w) \quad (51-I)$$

حيث :

$$I(w) = \sum d(w-w_{if}) \left| \langle \Psi_f | \hat{d} | \Psi_i \rangle \right|^2 r_i \quad (52-I)$$

المشكلة الاساسية في نظرية تعريض الخطوط الطيفية هي حساب $I(w)$.

العبرة $I(w)$ مستقلة عن العدد الاجمالي لذرات المصدر N .

نظر الان الى ما يحدث داخل الذرات على مستوى تعريضات الخطوط الطيفية والتي تتألف من مشكلتين :

اولا : دراسة للتأثير المشترك لاضطراب الذرات . وهذا الفضاء الاحصائي معقد للغاية لكن هو اساس نظرية تعريض الخطوط الطيفية.

ثانيا : مشكلة تقريب الاضطراب الاقرب (اول اضطراب تقريبي).

I-10-3-2 المشكل الاحصائي

المشكل الاحصائي يكمن في المزج بين الافعال الاكثر اضطراب و اخذ متوسط جميع الوضعيات والسرعات من خلال

الاضطرابات. لحل هذه المشكلة نقوم بعرض دالة الارتباط الذاتي $\Phi(s)$ والتي هي تحويل فورييه لشكل $I(w)$:

$$\Phi(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-iws) I(w) dw \quad (53-I)$$

$\Phi(s)$: يعرف ببساطة تأثير تحويل فورييه لأجل الحصول على شكل الخط.

لدينا :

$$I(w) = p^{-1} R_e \int_0^{+\infty} \exp(iws) \Phi(s) ds \quad (54-I)$$

هكذا نرجع لحساب $\Phi(s)$. لأجل هذا نفرض ان الاضطرابات تؤثر على الذرة بشكل مستقل عن بعضها البعض

و N يدل على العدد الاجمالي للاضطرابات في الذرات. بفرض ان الذرات لا تتفاعل فيما بينها. دالة الاحتمال $f(w)$ هي

نفسها من اجل كل متغير [16].

لحل هذه المشكلة الاحصائية بأبسط صورة ، نقدم النظرية الرياضية الاتية (BARANGER) .

باعتبار ان N متغير عشوائي مستقل w_1, w_2, \dots, w_N ، مع احتمال توزيع $F(w)$

من w حيث $w = w_1 + w_2 + \dots + w_N$ ونحصل عليها من خلال تحويل فورييه :

$$j(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-iws) f(w) dw \quad (55-I)$$

من اجل N متغير :

$$\Phi(s) = [j(s)]^N \quad (56-I)$$

$$\Phi(s) = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-iws) f(w) dw \right]^N \quad (57-I)$$

كذلك تحويل فورييه العكسي يعطى ب :

$$F(w) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(iws) \Phi(s) ds \quad (58-I)$$

تعطي المعادلة اعلاه $\Phi(s)$ ونبرهن بافتراض معلوم ونبحث عن :

$$\Phi(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(iws) F(w) dw \quad (59-I)$$

اعادة تركيب متغير تكامل w بمتغيرات $w_1 + w_2 + \dots + w_N$ بالتالي $F(w)$ تكون :

$$f(w_1) + f(w_2) + \dots + f(w_N) \text{ ويتم الحصول على :}$$

$$\Phi(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i(w_1 + w_2 + \dots + w_N)s) f(w_1) \dots f(w_N) dw_1 \dots dw_N \quad (60-I)$$

3-3-10-I اول اضطراب تقريبي

في مجال شبه السكون تتحقق تقريبات تدعى تقريبات الجار الاقرب الذرات، حيث نأخذ بعين الاعتبار تفاعلات

الذرة مع الاضطرابات القريبة ويتم تجنب مشكلة تداخل هذه الاضطرابات عندما يكون فعلها متتالي في نظامها بالقرب من

الذرة. هذا الافتراض يضمن الحساب في نظرية الصدم . في نظام يتكون من ذرة من المصدر وذرة مضطربة يمكن

اعتباره نظام معزول وهذا اذا كان التفاعل مع بقية الاضطرابات المحيطة منخفض. ويتم ذلك في الاطراف بخط واحد معزول

و لكن في الاطراف يتركب تعريض لستارك بواسطة الالكترونات في حالة خطوط اشباه الهيدروجين. ويمكننا تبرير هذا بالنظر الى الحالة التي تكون فيها الالكترونات مضطربة، اذن الهاميلتون الاجمالي H في النظام مستقل عن الزمن [17].

تدل على دالة الموجة لنظام معزول في اللحظة t_0 . والتطور في الزمان يعطى بواسطة مؤثر التطور :

$$U(t, t_0) = \exp\left[\frac{i}{\hbar} H(t, t_0)\right] \quad (61-I)$$

ودالة الموجة الاجمالية $\Psi(t)$ للنظام عند الزمن t يتم التعبير عنها على النحو التالي :

$$\Psi(t) = U(t, t_0) \Psi(t_0) \quad (62-I)$$

نقدر الاضطرابات المحيطة المذكورة سابقا بالكمون المتوسط \bar{V} .

طاقة النظام تحتوي على جزء w ومعاكسه w^{-1} والذي يمثل متوسط مدة حياة التصادم.

تنفذ مختلف الالكترونات من الحوض في النظام وتنعكس من خلال $\Psi(t_0)$ التي تثبط بواسطة العامل $\exp\left[-\frac{1}{2}w(t, t_0)\right]$.

العبارة $\Psi(t) = \exp[-i\Delta\bar{w}(t, t_0)]\Psi(t_0)$ هي عامل مهم لفهم الفيزياء النظرية لتعريضات الخطوط الطيفية لمختلف الازمنة المميزة .

10-I-3-4 الازمنة المميزة

يمكننا اعادة كتابة العبارة (54-I) على النحو التالي :

$$I(\Delta w) = p^{-1} R_e \int_0^{+\infty} \exp(i\Delta w s) \Phi(s) ds \quad (63-I)$$

حيث :

$w_0, \Delta w = w - w_0$ هو التواتر الغير مضطرب .

الزمن s مهم لأجل ايجاد شكل الخط من الرتبة t حيث : $t = \frac{1}{\Delta w}$. ونقول عن t بأنه زمن الاشعاع أي

الزمن الذي خلاله تتم عملية الاشعاع (او هو الزمن الذي خلاله يتحدد تعريض الخطوط). اذا فرضنا ان الاضطراب يأخذ

مسار كلاسيكي و b هو وسيط الصدم، وزمن التصادم يعطى بالعبارة : $t_{col} = \frac{b}{n}$ حيث :

v : السرعة النسبية لاضطراب الذرات .

إذا كان s هو المقطع الفعال للتصادم فان عبارته تكتب بدلالة b على النحو التالي :

$$s = pb_{eff}^2 \quad (64-I)$$

حيث :

b_{eff} : بحسب نصف قطر التصادم القوي (نصف قطر ويسكوف) .

اقصى وسيط صدم فعال هو نصف قطر ديباي b_D .

اذن في هذه الحالة اقصى مدة للتصادم تساوي معكوس تواتر التصادم :

$$w_p = \frac{\dot{n}}{b_D} \quad (65-I)$$

لا زال بالإمكان تحديد زمن يفصل بين تصادمين اثنين برتبة $\frac{1}{g}$ حيث :

g : نصف عرض الخطوط .

من خلال التصادم نكتب العبارة :

$$b_{eff} = n^{-\frac{1}{3}} \quad (66-I)$$

العبارة (66-I) نرى ان حجم التصادم صغير مقارنة بالحجم المتوسط الذي يشغل اضطراب واحد ، التفسير

الفيزيائي هو ان الاضطرابات لا يمكن ان تعمل بشكل فردي، بل واحد تلو الاخر بمرور الزمن وخلال زمن الاشعاع يظهر التصادم. حركة الايونات المضطربة ليس لها اثر يذكر خلال هذا الزمن وفعل الحقل الايوني الضعيف يمكن معالجته عن طريق

تقريب شبه السكون . في حدود هذا التقريب عندما زمن التصادم اكبر بكثير من زمن الاشعاع [17]:

$$t_{col} ? \frac{1}{\Delta w} \quad (67-I)$$

من خلال ما تقدم يمكن القول أن الاضطراب يساهم فعليا بشكل خط الطيف وذلك خلال فترة قصيرة جدا ،

وبالتالي يمكن ان نقر بأنه احصائي (مستقر) . في هذه الظروف ، شدة الانبعاث بالبلازما التي تم الحصول عليها تعرف بتوزيع

احتمال اضطراب احصائي [16].

I-10-3-5 تقريبات وسيط الصدم

فيما يتعلق بتمثيل تفاعل مؤثر تطور النظام (مصدر - مضطرب) $U(t)$ يكتب على النحو التالي :

$$U(t) = O \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^1 V'(t') dt'\right) \quad (68-I)$$

حيث :

O : يمثل مؤثر الترتيب الزمني.

$V'(t')$: المؤثر الذي يوافق مجموع تفاعلات الذرات (مصدر - مضطربة) .

يمكننا التعبير عن $U(t)$ وذلك من خلال النظر الى اضطراب واحد وعن طريق حساب متوسط على N اضطراب

كالتالي :

$$U(t) = O \left[\left[\exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^1 V'(t') dt'\right) \right]_{moy} \right] \quad (69-I)$$

امكانية حساب المؤثر $U(t)$ عموما معقدة جدا. فمن الضروري ان نقوم بعرض لتقريب وسيط الصدم والغرض من

هذا التقريب هو تبسيط لمؤثر التطور $U(t)$. هذا التقريب يجذف عناصر المصفوفة الغير قطرية للمؤثر $U(t)$.

ونبرر هذا الفرق الطاقوي بين واحد او اكثر من المستويات الانتقالية المعتبرة ومستويات الذرية الاقرب من j الاكبر من عرض

الخطوط المدروس :

$$\frac{E_i - E_j}{\hbar} = w_{if} ? \Delta w_{\frac{1}{2}} \quad (70-I)$$

يمكن الحصول على تبسيط للعبارة (68-I) وذلك بملاحظة تقريب المسارات الكلاسيكية والذي يسمح لنا بكتابة :

$$V(t) = \sum_k V_k(t) \quad (71-I)$$

هذا الشكل للكمون يجعل بالإمكان كتابة $U(t)$ في شكل مؤثر $U_k(t)$ من اجل التصادمات حيادية الاضطراب - الذرة .

$$U(t) = O \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^1 V'(t') dt'\right) = O p_k \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^1 V'_k(t') dt'\right) \quad (72-I)$$

عموما هذا التبسيط غير ممكن لان كمون التفاعل الاحادي $V'_k(t')$ لا يسمح بالتبادل مع بعضهم البعض.

في هذه الحالة مؤثر التطور للنظام $U(t)$ يمكن كتابته على شكل مؤثرين حيايين، ومن الضروري ان نعرض التقريب الجديد المعروف بتقريب وسيط الصدم الذي يسمح باستخدام العلاقة (72-I) وبممكننا ان نميز ونفصل تأثير بعض حالات التصادم. وهذا بتقريبات وسيط الصدم :

التصادمات القوية لا تسمح بتطور قدرة $V_k'(t')$ في مؤثر التطور $U(t)$ ويتم فصلها في الزمن المناسب حتى لا يكون هناك تصادمين في وقت واحد.

في حالة التصادمات الضعيفة التفاعل يكون في لحظة معينة اوعلى مدة زمنية معينة، والقيمة المتوسطة منخفضة بما يكفي لأجل ان يعامل من قبل تطور الطاقة $V_k'(t')$.

اذا كان هناك تفاعل بين التصادم الضعيف والتصادم القوي، نعمل على اهمال مساهمة التصادمات الضعيفة امام التصادمات القوية [16].

هذا التقريب فرضيته تميز اثر التصادمات وبالتالي يسمح لنا بكتابة مؤثر التطور في النظام بالشكل المبسط :

$$U(t) = O p U_k(t) \quad (73-I)$$

مع :

$$U_k(t) = O \exp\left(-\frac{i}{\mathbf{h}_0} \int_0^t V_k'(t') dt'\right) \quad (74-I)$$

حيث :

$U_k(t)$: يمثل مؤثر التطور المتعلق بتصادم واحد.

بتقديم متوسط المجموعة الاضطرابات تسمح بكتابة شكل خط الطيف على النحو :

$$I(w) = \frac{1}{p} \text{Re} \sum_{ab} \mathbf{d}_{ab}^{\mathbf{r}} \mathbf{d}_{a'b'}^{\mathbf{r}} \langle a | L(\Delta w) | b \rangle b_a \quad (75-I)$$

مع :

$$L(w) = \int_0^{\infty} \exp(it \Delta w) F(t) dt \quad (76-I)$$

حساب الدالة $F(t)$ نفذ بواسطة حدوث تطور لسلسلة ومختلف طرق حدوث هذا التطور من خلالها او عدم

السماح بالارتباط بين الاضطرابات التي تؤدي بالترتيب الى نظرية الصدم ونظرية الاضطراب.

I-10-3-6 نظرية الاضطراب

نظرية الاضطراب صالحة من اجل الازمنة القصيرة و تطبيق في المناطق اين Δw اعظمي . أي على حواف الخطوط ويقدم وصف مقبول لشكل الخط في منطقة نصف-العرض للأطراف البعيدة لتقريب شبه السكون الذي يتوافق مع الشرط $1 \Delta w t$ حيث :

t : زمن التصادم

في هذه الحالة ديناميك الاضطرابات تكاد لا تذكر.

$$F(t) : O [1 + F_1(t)] = 1 + n_e \int f_1(\mathbf{R}, \mathbf{x}_1, t) d\mathbf{x}_1 \quad (77-I)$$

R : يمثل مجموعة من الاحداثيات للالكترونات المرتبطة بالذرة المرسله.

من خلال العبارة (77-I) نرى ان المؤثر حسب التسلسل الزمني ليس له تأثير على $F_1(t)$ ، وعموما الازمنة تحتوي على مؤثر واحد فقط $U_k(t)$. وعبارة $F(t)$ تمثل متوسط على مؤثر التطور باضطراب وحيد، كما يمكن ان نعطي معنى لرمزي $F(t)$ وذلك اذا اعدنا كتابة شكل خط الطيف عن طريق ادخال حقل كهربائي احصائي Ei للايونات ووضع افتراض على المستوى النهائي للخط دون اضطراب [1].

$$I(w, E_i) = \frac{1}{P} \text{Re} \sum_{ab} d_{ab}^{\mathbf{r}} d_{ab'}^{\mathbf{r}} \langle a | L(\Delta w) | b \rangle b_a \quad (78-I)$$

مع :

$$L(\Delta w) = \int_0^{\infty} \exp[it(\Delta w - eE_i R_z)] F(t) dt \quad (79-I)$$

حيث :

R_z : يمثل اسقاط نصف قطر متجه الالكترون ، في اتجاه Z من الحقل الايوني.

شكل الخط مركب ويتم الحصول على متوسط من دالة توزيع الحقل الايوني

$$I(w) = \int P(E_i) I(w, E_i) dE_i \quad (80-I)$$

الحساب في العلاقة (78-I) العدد 1 من $F(t)$ يعطى بواسطة الدالة $d(\Delta w - eE_i R_z)$ حيث نميز تأثير فعل

الايونات. اما الرمز الثاني من $F(t)$ والممثل بالدالة : $F_1^e(t) = n_e \int f_1(\mathbf{R}, \mathbf{x}_1, t) d\mathbf{x}_1$ يمثل تأثير فعل الالكترونات [16].

الرمز $F_1^e(t)$ يحسب عن طريق متغيرات التصادمات الكلاسيكية t_0, n_0, b_0 والتي هي على التوالي وسيط الصدم، سرعة الاضطراب، الزمن الابتدائي، ويكون على الشكل :

$$F_1^e(t) = n_e \int_0^\infty n_0^3 w(n_0) dn_0 \int_0^\infty b_0 db_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^1 PV'(\mathbf{R}, b_0, n_0, t' + t_0) dt'\right) - 1 \right] dt_0 \quad (81-I)$$

حيث P هو مؤثر قطري كالتالي:

$$\langle a | PV' | b \rangle = d_{ab} \langle a | V' | b \rangle \quad (82-I)$$

و

$$V'(\mathbf{R}, b_0, n_0, t' + t_0) = \frac{e^2 [zb_0 + xn_0(t' + t_0)]}{[b_0^2 + n_0^2(t' + t_0)^2]^{\frac{3}{2}}} \quad (83-I)$$

خلاصة

ناقشنا في هذا الفصل البلازما من مختلف جوانبها ، فقدمنا بعض التفاصيل المهمة عن البلازما كما تطرقنا أيضا إلى شروط تشكلها والمحافظة عليها وكذا معالجتها كما لخصنا وبإيجاز اهم المقادير في فيزياء البلازما ، وفي الأخير مررنا على مطيافيتها وأيضاً على اسباب التعريضات في البلازما . وسنتطرق في الفصل الثاني إلى تصادم الجسيمات المشحونة مع الذرات المعتدلة في البلازما .

الفصل الثاني

ظاهرة التصادم في البلازما

مقدمة

لمعرفة أحوال البلازما نحتاج إلى دراية بمتغيراتها والتي هي درجة الحرارة وعدد أجسامها في مكعب السنتمتر وحجمها في كل لحظة وضغطها ، وذلك بأخذ متوسطات هذه المتغيرات . تدارس أهل العلم مقاربات تمكن من معرفة سلوك جسيمات البلازما وبالتالي معرفة أحوالها فاتفق بعضهم إلى تقسيم البلازما حسب كثافتها إلى ثلاث [6] :

ü بلازما خفيفة الكثافة

ü بلازما متوسطة الكثافة

ü بلازما شديدة الكثافة

سنطرق في هذا الفصل إلى البلازما متوسطة الكثافة وبالتالي دراسة تصادم الجسيمات في وسط البلازما

II-1 دراسة مقاربات البلازما على حسب كثافتها

II-1-1 مقارنة البلازما خفيفة الكثافة

إذا كانت البلازما خفيفة الكثافة فيمكننا معاملتها على أساس كل جسم منها يتحرك في حقول كهربائية ومغناطيسية بدرجة كبيرة من الحرية (مثل حركة أجسام غاز مثالي) فتوصف بأنها ذات أجسام بعيدة عن بعضها البعض لذا يمكننا إهمال التأثير فيما بينها ولهذا لا يظهر اثر للتصادم بين أجسامها فسمية هذه المقاربة بمسالة الجسم المفرد ، بمعنى إن كل جسم منها يتحرك مثل أي جسم آخر لهذا نكتفي بمعرفة حركة جسم واحد منها ، ويكون مسير التصادم أطول بكثير من البعدين بين أجسام البلازما ($\mathbf{l} \gg n^{-1/3}$) كما أن هذه المقاربة تعطينا معارف جيدة عن سلوك البلازما [9] .

II-1-2 مقارنة البلازما متوسطة الكثافة

في هذه الحالة لا يمكننا إهمال شحنات البلازما فالكثافة تكون بين 10^7 و 10^{15} إلكترون في مربع السنتمتر ($10^7 \leq n_e \leq 10^{15}$) هذا ما يجعل أجسامها عرضة للتصادم فيما بينها حيث انه كلما كان عدد أجسام البلازما في كرة ديباي ضعيف كان متوسط شدة التأثير على احد أجسامها عاليا وكان اثر الفعل الجماعي ضعيف ، والعكس ، كلما

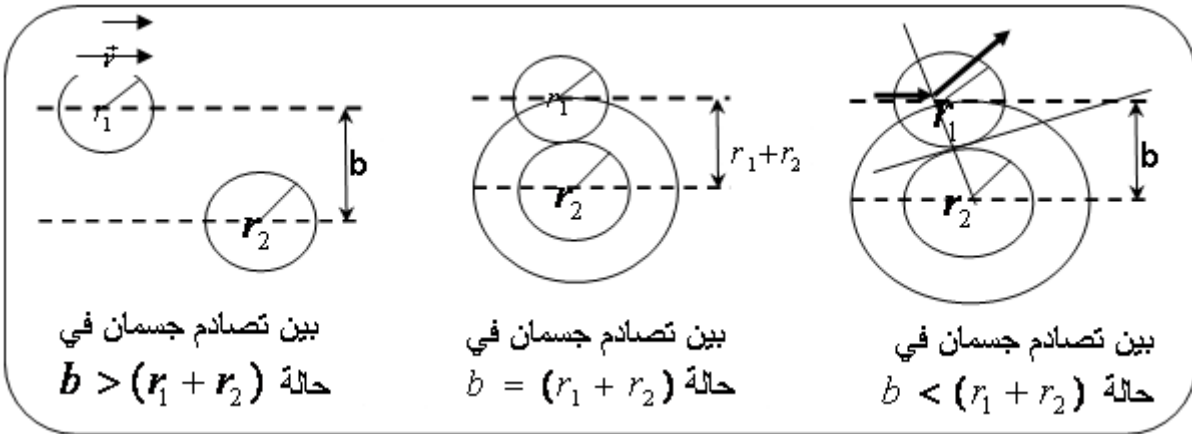
كان عدد أجسام البلازما في كرة ديباي عاليا كان متوسط شدة التأثير على أجسامها ضعيفا وكان التصادم بين أجسامها عاليا أي اثر الفعل الجماعي كبير .

II-1-3 مقارنة البلازما ذات الكثافة العالية

يعامل هذا النموذج البلازما كمائع فنستعمل مبادئ ومفاهيم حركة المائع لفهم حالة البلازما .

II-2 التصادم في البلازما

إن موضع التصادم أساسي لفهم فيزياء البلازما ، لأنه مسؤول على كل ما يحدث بها من تبادل كميات فيزيائية (طاقات واندفاعات خطية واندفاعات زاوية) بين جسيماتها . المسير الحر ومقطع التصادم ومدة التصادم وتواتر التصادم هي وسائط التصادم (أدوات التصادم) التي تمكننا من فهم تصادم الأجسام. سنتقدم فيما يلي بالبحث عن أدوات ومميزات لها علاقة بتصادم الأجسام ، من اجل ذلك نعتبر جسما كرويا نصف قطره r_1 (جزئ مثلا) يرد على جسم كروي آخر (جزئ آخر) نصف قطره r_2 لا يجس احدهما بالآخر إلا إذا تماسا ، يسمى هذا التصادم بتصادم الكور الجاسية (الصلبة). اقل بعد بين مركزيهما b يسمى وسيط الصدم (او بعد التسديد) كما هو موضح في الشكل (II-1):



شكل (II-1) : حالات تصادم الكور الجاسية باختلاف وسيط الصدم بالبلازما [6].

الجسم الوارد بالسرعة \vec{h} يسمى قذيفة والجسم يسمى هدف . حيث إذا وردت القذيفة ببعد تسديد b أقل أو يساوي $(r_1 + r_2)$ ، فان الجسمان يتصادمان ، يعني يتبادلان كميات فيزيائية، أما إذا وردت

القذيفة على بعد تسديد b حيث $b > (r_1 + r_2)$ فان تصادمهما لا يحدث . إن كيفية معالجة تصادم الأجسام المشحونة يختلف عن تصادم الأجسام غير المشحونة (المعتدلة) ، كما يختلف عن تصادم الأجسام المشحونة مع الأجسام غير المشحونة .

التأثير بين جسمين معتدلين أو جسم معتدل وجسم مشحون تكون عند تلامسهما فحسب ، ومقدارها لانهائية، لذلك مقطع تصادم هذه الأجسام يعتمد على وسيط الصدم b ، فإذا ورد جسم على آخر بوسيط b (بعد تسديد) أقل من $(r_1 + r_2)$ فتصادمهما أكيد ، أما إذا ورد جسم على آخر بوسيط b أكبر من $(r_1 + r_2)$ فانه لا يحدث بينهما تصادم ، يعني مقطع تصادمهما معدوم وبالتالي المسير الحر لتصادمهما لانهايتي .

إن معرفة وسيط الصدم b غير متيسر لا بالقياس ولا بوسائل أخرى بينما يمكن قياس زاوية الانحراف وطاقة القذيفة بسهولة ، لذلك سنستبدله بمعاني فيزيائية قابلة للقياس مباشرة مثل مقطع التصادم والمسير الحر وزمن التصادم للقذيفة .

II-2-1 مقطع التصادم الهندسي

هو الخاصية التي من خلالها نفهم التصادم ويمكن إن نعرفه بواسطة العلاقة : $S = p (r_1 + r_2)$

ونقول عنه انه المقطع الذي يبيده الهدف للقذيفة ، عند حدوث تصادم لجسمين تقع أحداث كثيرة نذكر منها تشتت القذيفة S_s أي انحرافها أو امتصاص القذيفة S_a أو انشطار الهدف S_f أو اندماج القذيفة بالهدف S_F أو امتصاص القذيفة وخروج أجسام أخرى ويسمى هذا التصادم بالتفاعل S_r وعلى العموم مقطع التصادم هو مجموع مقاطع الحوادث المختلفة [6]:

$$S = S_s + S_a + S_f + S_F + S_r + \dots \quad (1-II)$$

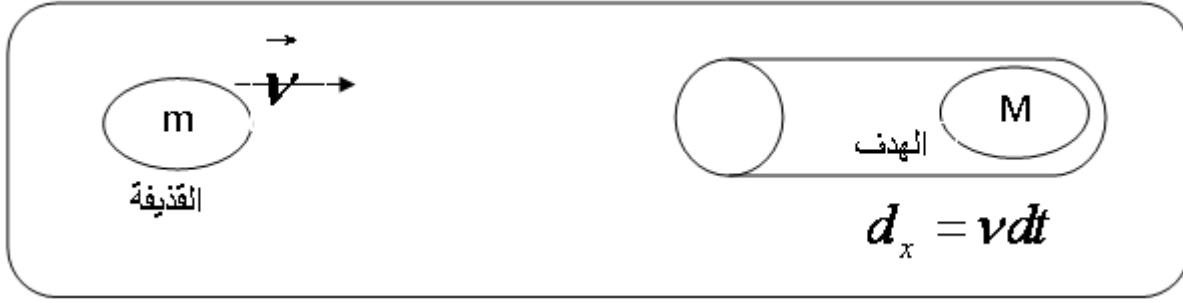
وهو يعبر عن احتمال ظهور ميزة معينة عند تصادم الجسمين.

نبحث الآن عن مدة (زمن) التصادم (وهو المدة التي تقضيها القذيفة قبل أن تلتقي الهدف) والمسير الحر (هو

المسافة التي تقطعها القذيفة قبل أن تلتقي الهدف) وكذا تواتر التصادم وعدد التصادمات التي تحدثها القذيفة في الثانية .

لتعين هذه الأدوات نعتبر جسمين متصادمين احدهما هدف ساكن والأخر قذيفة ، تأتي هذه القذيفة بسرعة نسبية β كما

هو موضح في الشكل (2-II) :



شكل (2-II) : يبين المقطع S لتصادم جسمين في حالة $b < (r_1 + r_2)$

وعليه تصادمهما لا محالة حاصل ، لذلك يسمى S بمقطع التصادم . نفرض إن الوسط به n جسما في وحدة الجسم ونعتبر

جسما يتحرك داخله بالسرعة \mathbf{n} واسطوانة منه ارتفاعها $d_x = n dt$ كما يبين الشكل (2-II) ، إن عدد

التصادمات التي تحدث في الاسطوانة في المدة Δt هي :

$$\Delta N = nS n \Delta t \quad (2-II)$$

تعرب العلاقة (2-II) عن عدد التصادمات التي آجرهما القذيفة أثناء قطعها المسافة $\Delta x = n \Delta t$ ونكتب :

$$\Delta N = nS \Delta x \quad (3-II)$$

يمكن كتابة العلاقة (3-II) على الصورتين :

$$\Delta N = nS \Delta x = nS n \Delta t = \frac{\Delta x}{l} = \frac{\Delta t}{t} \quad (4-II)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta N = nS \Delta x = \frac{\Delta n}{l} \\ \Delta N = nS n \Delta t = \frac{\Delta t}{t} \end{array} \right.$$

ΔN هو عدد التصادمات التي تحدث في الاسطوانة

هو $\frac{\Delta n}{l}$ هو عدد التصادمات التي حدثت بين أجسام الهدف والقذيفة أثناء قطعها المسافة Δx

هو $\frac{\Delta t}{t}$ هو عدد التصادمات التي حدثت بين أجسام الهدف والقذيفة في المدة Δt .

إن عدد أجسام الهدف في الاسطوانة التي مقطعا S وارتفاعها dx هو $nsndt = nsdx$ ، ويعرب

أيضا عن التصادمات التي حدثت بين قذيفة سرعتها \dot{n} في المدة Δt في الاسطوانة التي نفذت من مقطعها S ونكتب :

$$dN = 1(n S n dt) = 1(n S dx) \quad (5-II)$$

ويمكننا كتابة العلاقة (5-II) على الشكل التالي :

$$dN = \frac{dt}{t} = \frac{dx}{l} \quad (6-II)$$

$$t = \frac{1}{n S n} = \frac{l}{n} \quad \text{و} \quad l = \frac{1}{n S} \quad \text{حيث}$$

ومعنى كل من l و t نفهمه من خلال تكامل dx من 0 إلى l وتكامل dt من 0 إلى t : على الترتيب:

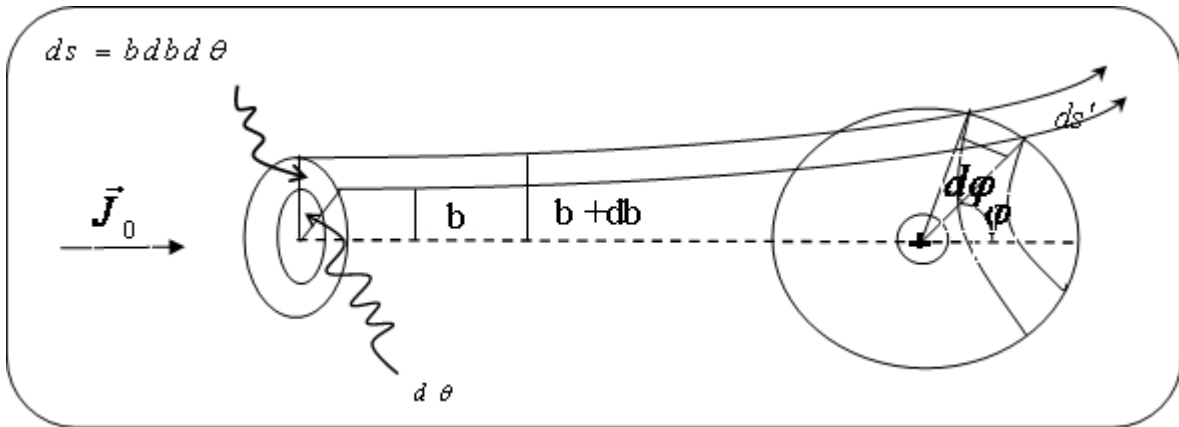
$$\int dN = N = \int_0^t \frac{dt}{t} = \frac{t}{t} = 1, \quad \int dN = N = \int_0^l \frac{dx}{l} = \frac{l}{l} = 1$$

l : هو المسافة التي تقطعها القذيفة قبل أن تصدم الهدف ، ونسمي هذه المسافة المسير الحر

t : هو المدة التي تقضيها قذيفة قبل أن تصدم جسما من الهدف ونسمي هذا الزمن بزمن التصادم أو زمن الطيران .

$$u = \frac{1}{t} = n S n = \frac{n}{l} \quad \text{إن مقلوب زمن التصادم هو تواتر التصادم :}$$

II-2-2 مقطع التشتت



شكل (3-II) يبين جزء التدفق الذي يجتاز السطح $ds = (b dq) db$ يجتاز أيضا السطح

$$ds' = (dq r \sin j) r dj$$

يبين الشكل (3-II) التدفق J_0 يرد على هدف ، ونعتبر الشحنات التي تتدفق عبر عنصر السطح ds ستتقدم نحو

المهدف ثم تشتتت خارجه من السطح ds' ، بحسب التعريف نكتب :

$$sd\Omega' = \frac{\overline{ds' \cdot J_{out}}}{J_{int}} = \frac{\Delta t \overline{ds' \cdot J_{out}}}{\Delta t J_0} \quad (7-II)$$

نضرب البسط والمقام في Δt لنبرز:

$\Delta t J_0$: عدد الشحنات التي تعبر وحدة السطح ds في المدة Δt .

$\Delta t \overline{ds' \cdot J_{out}}$: عدد الشحنات التي تشتتت عبر السطح ds' في المدة Δt .

الجدير بالملاحظة أن سائر الشحنات التي عبرت السطح ds تعبر السطح ds' إذ يمكن تتبعها من خلال مساراتها .

(عدد الشحنات التي عبرت ds' في المدة Δt) $(\Delta t \overline{ds' \cdot J_{out}}) = (ds \Delta t J_0)$ (عدد الشحنات التي عبرت

السطح ds في المدة Δt) لذا نكتب :

$$ds \Delta t J_0 = \Delta t (\overline{ds' \cdot J_{out}}) = 2pbdb \cdot \Delta t J_0 \quad (8-II)$$

نعوض العلاقة (8-II) في علاقة تعريف المقطع (7-II) فنجد :

$$sd\Omega' = \frac{\Delta t \overline{ds' \cdot J_{out}}}{\Delta t J_0} = \frac{2pbdb \Delta t J_0}{\Delta t J_0} = 2pbdb \quad (9-II)$$

نعوض عنصر الزاوية الصلبة بقيمة $d\Omega' = 2pdj \sin j$ فنحصل على العلاقة :

$$s = \frac{2pbdb}{d\Omega'} = \frac{2pbdb}{2pdj \sin j} = \frac{bdb}{dj \sin j} \quad (10-II)$$

ومن خلال العلاقة : $\tan \frac{j}{2} = \frac{qj}{8pe_0bE_0} = \frac{d_0}{2b}$

نحصل على : $b = \frac{d_0}{2} \cdot \frac{\cos \frac{j}{2}}{\sin \frac{j}{2}}$ ، $d_0 = \frac{qQ}{4pe_0E_0}$

وتفاضل وسيط الصدم هو : $db = - \frac{d_0}{2} \cdot \frac{dj}{2} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{j}{2}}$

نعتمد ترك الإشارة ونعوض في عبارة المقطع فنجد :

$$s = \frac{bdb}{dj \sin j} = \frac{d_0^2}{4} \cdot \frac{\cos \frac{j}{2}}{\sin \frac{j}{2}} \cdot \frac{dj}{2} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{j}{2}} \cdot \frac{1}{dj \sin j} \quad (11- II)$$

بعد التبسيط نجد :

$$s = \frac{d_0^2}{4} \cdot \frac{\cos \frac{j}{2}}{\sin \frac{j}{2}} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{j}{2}} \cdot \frac{1}{\sin \frac{j}{2} \cos \frac{j}{2}} = \frac{d_0^2}{4} \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{j}{2}} \quad (12- II)$$

نعوض عن d_0 فنجد [6] :

$$s(j) = \frac{bdb}{dj \sin j} = \frac{d_0^2}{4} \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{j}{2}} = \left(\frac{qQ}{8pe_0E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{j}{2}} \quad (13- II)$$

II-2-3 أقل الأبعاد

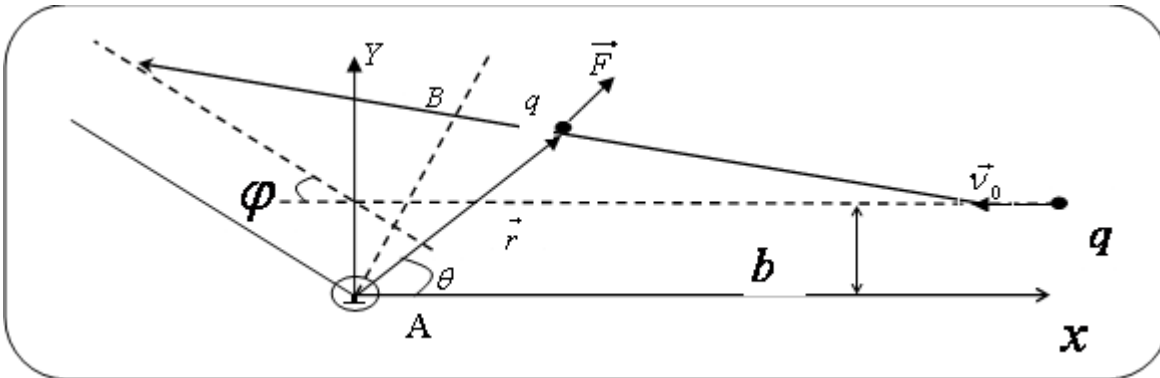
إن القذائف عندما تطلق على الهدف تقترب منه حتى تنفذ طاقة حركتها ثم تأخذ في الابتعاد عليه ، أقل مسافة بين

القذيفة و الهدف هو (أقل الأبعاد) ونرمز له بالرمز d ، وبما أن البعد دالة للزاوية q كما هو موضح في الشكل (II-4)

، فإقل الأبعاد يوافق $\frac{dr}{dq} = 0$ ، ويلاحظ أن في عبارة الطاقة الكلية تشمل السرعة $\frac{dr}{dt}$ وفي سرعة اقتراب القذيفة من

الهدف يمكننا كتابتها على الصيغة $\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dq} \cdot \frac{dq}{dt}$ وبالتالي أبعاد القذيفة عن الهدف توافق $\frac{dr}{dt}$ وهو

$$. r = d = AB$$



شكل (II-4): يبين تصادم الشحنة q بالشحنة Q

عبارة حفظ الطاقة الكلية في كل لحظة تكون :

$$E = \frac{1}{2}mn^2 + \frac{1}{2}MV^2 + \frac{qQ}{4pe_0r} \quad (14-II)$$

حيث :

E : طاقة القذيفة في البعد المتفاوت .

M : كتلة الشحنة Q .

n : سرعة الشحنة Q .

وباستخدام مركز الكتل :

$$E = \frac{1}{2}(m + M)V_c^2 + \frac{1}{2}mn^2 + \frac{qQ}{4pe_0r} \quad (15-II)$$

حيث :

m : الكتلة المخزنة .

n : السرعة النسبية .

$$V_c = \frac{m}{m + M}n_0 \quad \text{حيث : سرعة مركز الكتلة ، حيث : } n_0$$

يمكننا كتابة علاقة حفظ الطاقة (14-II) على الصورة التالية :

$$E = \frac{1}{2}(m + M)\left(\frac{m}{m + M}n_0\right)^2 + \frac{1}{2}mn^2 + \frac{qQ}{4pe_0r} \quad (16-II)$$

$$E = \left(\frac{m}{m + M}\right)E + \frac{1}{2}mn^2 + \frac{qQ}{4pe_0r} \quad (17-II)$$

$$E = \left(\frac{m}{m + M}\right)E + \left[\frac{L^2}{2mr^2} + \frac{1}{2}m\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right] + \frac{qQ}{4pe_0r} \quad (18-II)$$

يمكننا عرض الطاقة الكلية على الصورة :

$$\left(\frac{M}{m + M}\right)E = \frac{1}{2}m\left(\frac{dq}{dt}\right)^2\left(\frac{dr}{dq}\right)^2 + \frac{L^2}{2mr^2} + \frac{qQ}{4pe_0r} \quad (19-II)$$

بالتعويض عن : $\frac{dr}{dq} = 0$ ، $d = r$ ، $L = mm_0b$ نجد :

$$\left(\frac{M}{m + M} \right) E_0 = \frac{1}{2} m \left(\frac{dr}{dt} \right) + \frac{b^2}{d^2} E_0 + \frac{qQ}{4pe_0d} \quad (20-II)$$

$$E_0 = \frac{b^2}{d^2} E_0 + \frac{qQ}{4pe_0d} \quad (21-II)$$

اعتبرنا أن $M \gg m$ وذلك لتسهيل الحساب ، تتمكن القذيفة التي أطلقت من بعد تسديد $b = 0$ و بطاقة حركة

$$E_0 \text{ من الاقتراب من الهدف حتى البعد : } b_0 = \frac{qQ}{4pe_0E}$$

يعرف هذا التصادم بالتصادم الراسي ونعوض العلاقة (21- II) في (20- II) نجد:

$$E_0 = \frac{b^2}{d^2} E_0 + \frac{d_0}{d} E \quad (22-II)$$

بعد التبسيط نحصل على العلاقة : $d^2 - d_0d - b^2 = 0$

$$d(b) = \frac{d_0}{2} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \frac{b^2}{d_0^2}} \right] \text{ وحلها هو :}$$

$$\tan \frac{j}{2} = \frac{qQ}{8pe_0bE_0} = \frac{d_0}{2b} \text{ نعوض في عبارة اقل بعد بين القذيفة والهدف بالعلاقة :}$$

فنحصل على :

$$d(j) = \frac{d_0}{2} \sqrt{1 + \frac{1}{\tan^2 \frac{j}{2}}} \quad (23-II)$$

$$d(j) = \frac{d_0}{2} \sqrt{1 + \left(\left(1/\cos \frac{j}{2} \right) / \tan \frac{j}{2} \right)} \quad (24-II)$$

$$d(j) = \frac{d_0}{2} \left(1 + \left(1/\sin \frac{j}{2} \right) \right) \quad (25-II)$$

II-2-4 دراسة نموذج التصادم :

إن معالجة التصادم في المسائل الفيزيائية يقودنا إلى حسابات لا نهائية ونتائج غير واضحة ، لذلك ينبغي اللجوء إلى

نموذج يمكننا من الوصول إلى النتائج المهمة في عملية التصادم بقدر كافي من الدقة .

إن التصادم المهيمن هو الذي يقضي إلى انحراف القذائف بزوايا j تفوق 90° أو أكثر ، فمجال الطاقات الضعيفة و المتوسطة وحتى بعض الطاقات العالية يعطي انحرافا يفوق 90° ، كما أن وسائط الصدم b المهمة الصغيرة التي عظمها يضاهي عظم نصف قطر الذرات .

نصنف التصادم في إطار الانحراف إلى صنفين :

Ø تصادم واحد بين القذيفة والهدف يقضي إلى انحراف يفوق 90° نسمي هذا الصنف "تصادم عن قرب"

Ø عدد كبير من التصادمات بين القذيفة والهدف يقضي إلى انحراف يفوق 90° نسمي هذا الصنف "تصادم عن بعد"

II-2-4-1 اثر التصادم عن قرب (التأثير قصير المدى)

نبحث عن عبارة مقربة لمقطع تصادم عن قرب بين أجسام مشحونة ، نعلم أن تصادم الشحنة q_1 بالشحنة q_2

الناتج عن تأثير الشحنة الثانية على الأولى بالقوة الكهربائية التالية

$$\mathbf{F} = \frac{q_1 q_2}{4 \pi \epsilon_0} \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3} \quad (26-II)$$

يمكننا وضع $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$ ، علما انه في غياب القوة الكهربائية يكون اقل بعد بين الشحنتين q_1 يساوي b

(وسيط الصدم) ، تنحرف الشحنة q_1 و q_2 في وجود القوة الكهربائية بزوايا j بحسب وسيط صدمها وطاقاتها كما هو

مبين في العلاقة (27-II):

$$\tan \frac{j}{2} = \frac{q_1 q_2}{8 \pi \epsilon_0 b E_0} = \frac{d_0}{2b} \quad (27-II)$$

من ثم العلاقة (27-II) تكتب :

$$b(j) = \frac{q_1 q_2}{8 \pi \epsilon_0 b E_0 \tan\left(\frac{j}{2}\right)} \quad (28-II)$$

إن وسيط الصدم الموافق لانحراف يساوي 90° للشحنة q_1 هو :

$$b(90^\circ) = b_0 = \frac{q_1 q_2}{8 \pi \epsilon_0 b E_0 \tan(45^\circ)} = \frac{q_1 q_2}{8 \pi \epsilon_0 b E_0} \quad (29-II)$$

ونعرف مقطع التصادم عن قرب للشحنة q_1 بالشحنة q_2 مع انحراف يساوي 90° خلال تصادم واحد بالعلاقة

بالتالي فان مقطع التصادم عن قرب (قصر المدى) يصير :

$$s_c = \frac{pq_1^2q_2^2}{(8pe_0E_0)^2} = \frac{pz_1z_2e^4}{(8pe_0E)^2} \quad (30-II)$$

حيث عوضنا عن $q_1 = ze$ و $q_2 = Ze$ و $E_0 = E$ وفي نظام (CGS) يصير :

$$s(E) = \frac{pz_1z_2e^4}{4E^4} \quad (31-II)$$

من خلال العلاقة (31-II) نلاحظ وجود $d_0 = 2b$ وإذا وردت القذيفة بواسطة صدم (بعد تسديد) اقل

من $b(90^\circ)$ ستتحرف بزواوية اكبر من 90° والجدير بالذكر هو أن الطاقة E هي الطاقة الحركية النسبية للجسمين في مركز الكتل .

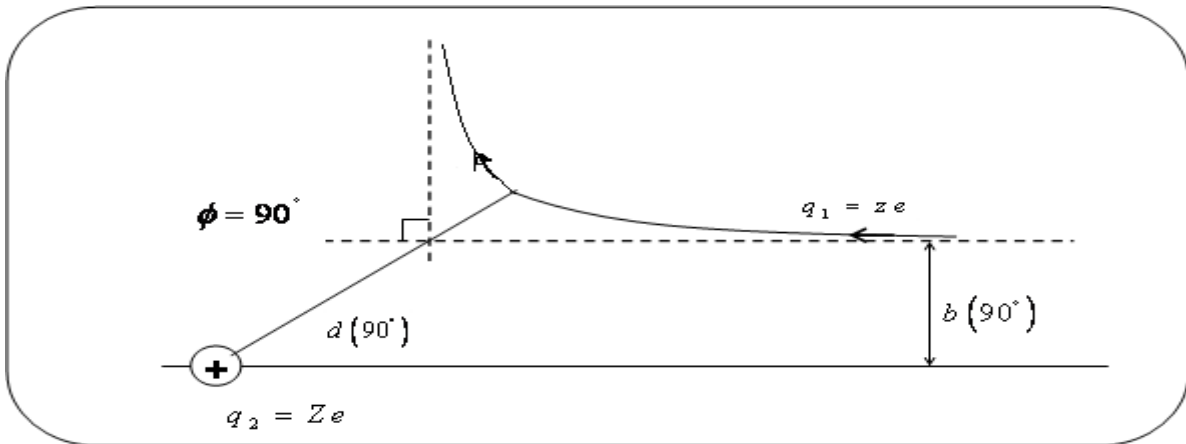
$$E = \left(\frac{1}{2} mn^2 \right) = \frac{1}{2} \frac{m_1m_2}{m_1+m_2} |\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2|^2 \quad (32-II)$$

وإذا كان الهدف متوقف : $\mathbf{n}_2 = 0$ فان :

$$E = \frac{1}{2} \frac{m_1m_2}{m_1+m_2} n_1^2 = \frac{m_2}{m_1+m_2} E_{c_1} \quad (33-II)$$

حيث :

E_{c_1} تمثل طاقة حركة القذيفة في الألفية وفي طاقة قذف القذيفة .



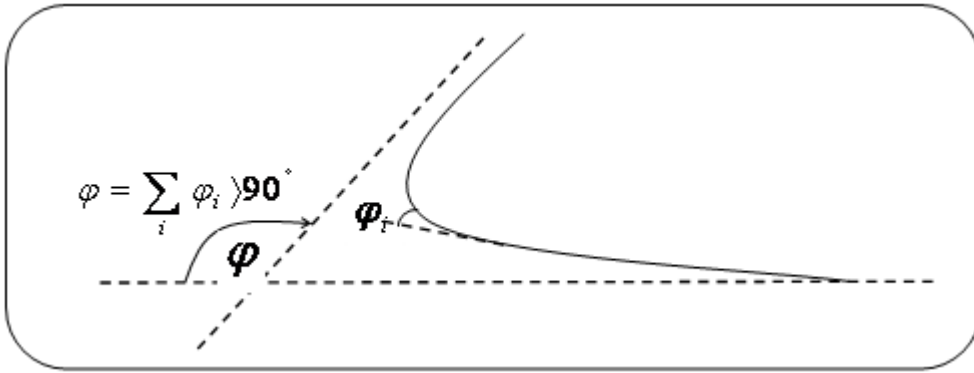
شكل (5-II) يبين انحراف قذيفة بمقدار 90°

II-2-4-2 اثر التصادم عن بعد (التأثير طويل المدى)

عرضنا في التأثير قصير المدى تأثير كهربائي واحد بين شحنتين و والذي يقضي لانحراف يساوي او يفوق 90° . أما في دراستنا لتأثير طويل المدى فإننا سنبحث عن مقطع تصادم شحنة q مع كافة أجسام البلازما في وقت واحد ويقضي إلى انحراف يفوق او يساوي 90° ، أي المقطع الذي يأخذ بعين الاعتبار التأثير الكهربائي بين كل من الشحنتين :

(q_1, q) ، (q_2, q) ، ...، (q_a, q) ، ...، (q_b, q) ، ... في آن واحد ، بلفظ آخر نبحث عن المقطع الذي يأخذ بعين الاعتبار تبادل الكميات الفيزيائية بين القذيفة q والقذيفة q_a من البلازما $a = 1, 2, 3, \dots$ في وقت واحد .

لتعين مقطع التصادم عن بعد ، نعتبر أن كل تأثير بين الشحنة q و الشحنة q_a من البلازما يقضي إلى انحراف صغير ، مجموع كافة الانحرافات يساوي انحراف يفوق او يساوي 90° كما هو موضح في الشكل (II-6) .



شكل (II-6) يبين عملية التصادم عن بعد وهي مؤلفة من عدد من التصادمات الصغيرة

والانحرافات التي مجموعها يساوي انحراف يفوق 90° .

نعتبر أن كل انحراف صغير يحدثه تأثير كهربائي بين شحنتين q و q_a مداه اكبر من اقل بعد بينهما :

$$d_0 = \frac{q q_a}{8 p e_0 E} \quad (34-II)$$

d_0 : اقل بعد بين الشحنتين q و q_a في حالة التصادم الراسي . والتأثير الكهربائي فيما بينهما هو :

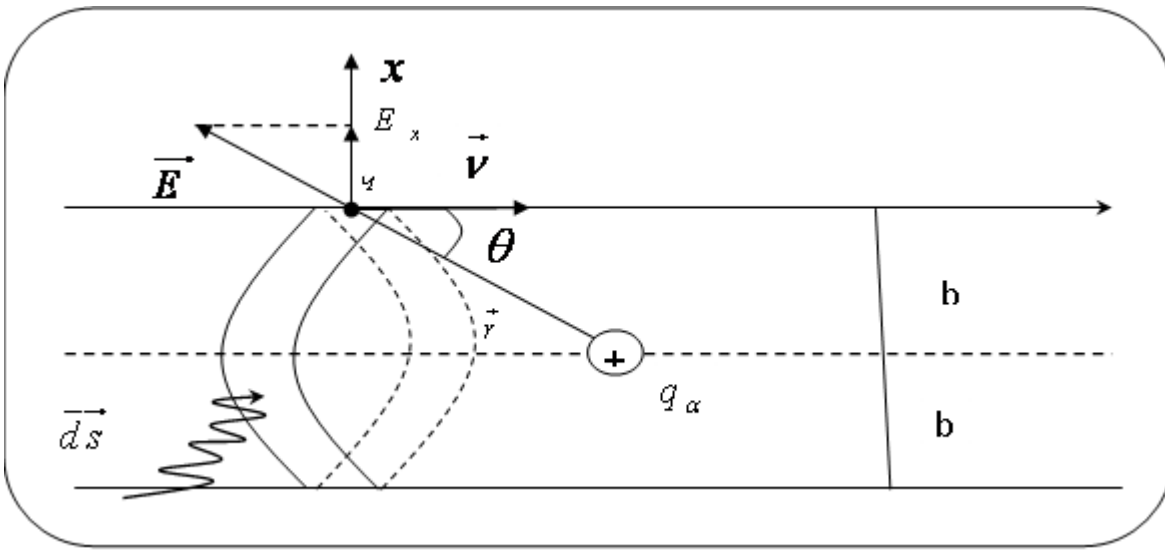
$$\frac{\mathbf{u}}{F} = \frac{q q_a}{4 p e_0 r^2} e_r \quad (35-II)$$

إن تدفق الحقل الكهربائي على سطح الاسطوانة التي نصف قطرها b ومحورها (Δ) حسب نظرية تدفق الحقل الكهربائي

$$\text{هو : } \int_s \mathbf{u} \mathbf{u} \cdot \mathbf{E} = \frac{q_a}{e_0} \text{ حيث :}$$

S :السطح الكلي للاسطوانة ، القاعدتين والجانبين ، تدفق الحقل على القاعدتين لا يساهم لأنهما بعيدتين بعدا متفاوتا على الشحنة q_a و بالتالي الحقل هناك معدوم كما هو موضح في الشكل(7-II) ، أما التدفق على السطح الجانبي هو الذي يساهم وحسابه هو :

$$\int_s \mathbf{u} \mathbf{u} \cdot \mathbf{E} = \int_s ds_x E_x = \frac{q_a}{e_0} \quad (36-II)$$



شكل(7-II) يبين حركة الشحنة q على المحور z عند مرورها بمحاذاة الشحنة q_a

بضرب العلاقة (36-II) في الشحنة q نتحصل:

$$\int_s ds q E = \int_s ds_x q E_x = \frac{qq_a}{e_0} = 2pb \int_s dx F_x = 2pb \int dt F_x \quad (37-II)$$

$$\text{حيث : } dp_x = dt F_x = dtp E_x$$

ونتيجة التكامل من بداية حركة q حتى نهايتها يعطي التغير الكلي للدفع الخطي الذي حصل للشحنة q خلال مدة حركتها:

$$\frac{qq_a}{e_0} = 2pbv \Delta p_x \text{ . و بالتالي التغير في الدفع الخطي الذي بادلته الشحنة } q \text{ مع } q_a \text{ عندما مرت بقرها، ونتيجة}$$

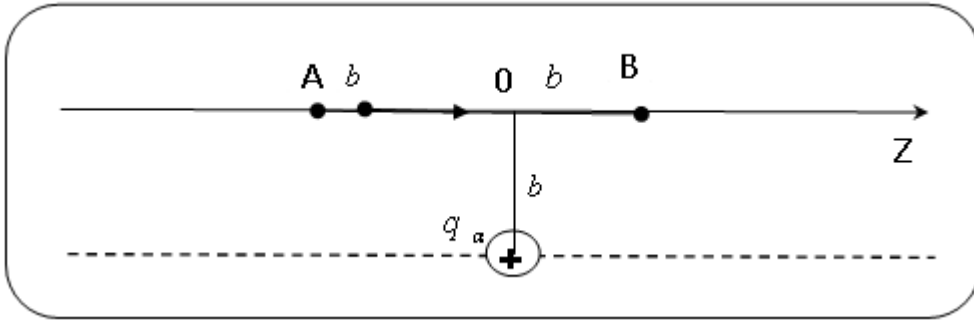
التأثير الكهربائي الطويل المدى انظر الشكل (8-II) [6] .

$$\Delta p_x = \frac{q q_a}{2 p e_0 b n} = \frac{2 q q_a}{4 p e_0 b n} \quad (38-II)$$

ويمكن تبسيط العلاقة (38-II) فنجد :

$$\Delta p_x = \frac{2 q q_a}{4 p e_0 b v} = \left(\frac{2b}{v} \right) \left(\frac{q q_a}{4 p e_0 b^2} \right) = t F_z \quad (39-II)$$

$$t = \frac{2b}{v} \quad \text{و} \quad F_z = \frac{q q_a}{4 p e_0 b^2} \quad \text{حيث :}$$



شكل (8-II) بين حركة q من النقطة A إلى النقطة B

إن تغير الدفع الخطي المتحصل عليه في العلاقة (39-II) كان نتيجة تصادم واحد فقط عن بعد ، كما أن هذا الدفع

الخطي كان في اتجاه X فقط لذلك ينبغي اعتبار تغيره في الاتجاه y أيضا أما تغيره في الاتجاه Z فهو معدوم .

القذيفة q وهي تتحرك في البلازما متأثرة بكافة التأثيرات بينها وبين الشحنات $q_1, q_2, \dots, q_a, \dots, q_b, \dots$ وعليه ستعاني

من انحرافات صغيرة عديدة ، التغير الكلي في دفعها الخطي وفق X هو :

$$\Delta P_x = (\Delta P_x)_1 + (\Delta P_x)_2 + \dots + (\Delta P_x)_x + \dots + (\Delta P_x)_N$$

حيث :

N : هو عدد التصادمات ، او الانحرافات التي حدثت للقذيفة q من $q_1, q_2, \dots, q_a, \dots, q_b, \dots$ ولما كانت الانحرافات

الصغيرة المتتالية لها الصيغة العشوائية فان متوسط ΔP_x معدوم $\langle \Delta P_x \rangle = 0$ لكن $\langle (\Delta P_x)^2 \rangle \neq 0$. وعليه فان :

$$\begin{aligned} \langle (\Delta P_x)^2 \rangle &= \langle (\Delta P_x) (\Delta P_x) \rangle \\ &= \langle [(\Delta P_x)_1 + (\Delta P_x)_2 + \dots + (\Delta P_x)_a + \dots] [(\Delta P_x)_1 + (\Delta P_x)_2 + \dots + (\Delta P_x)_B + \dots] \rangle \end{aligned} \quad (40-II)$$

$$= \left\langle (\Delta P_x)_1^2 + (\Delta P_x)_2^2 + \dots + (\Delta P_x)_a^2 + \dots + (\Delta P_x)_B^2 + \dots + (\Delta P_x)_N^2 + \dots \right. \\ \left. + (\Delta P_x)_1 (\Delta P_x)_2 + (\Delta P_x)_1 (\Delta P_x)_3 + \dots + (\Delta P_x)_a (\Delta P_x)_B + \dots \right\rangle \quad (41-II)$$

الجدير بالذكر هنا هو أننا قد فرضنا أن $(\Delta P_x)_a$ صغيرة لإهمال جداء رتب صغيرة ولها الصيغة العشوائية وعليه فان :

$$. a \neq b , \left\langle (\Delta P_x)_a (\Delta P_x)_b \right\rangle = 0$$

نفرض أن :

$$\left\langle (\Delta P_x)^2 \right\rangle = \left\langle (\Delta P_x)_1^2 \right\rangle = \left\langle (\Delta P_x)_2^2 \right\rangle = \dots = \left\langle (\Delta P_x)_a^2 \right\rangle = \dots = \left\langle (\Delta P_x)_N^2 \right\rangle \quad (42-II)$$

لهذا السبب نعرض العلاقة (42- II) على النحو :

$$\left\langle (\Delta P)^2 \right\rangle = N \left\langle (\Delta P)^2 \right\rangle_a \quad (43-II)$$

وتفاضل العلاقة (43-II) هو : $d \left\langle (\Delta P)^2 \right\rangle = dN \left\langle (\Delta P)^2 \right\rangle_a$

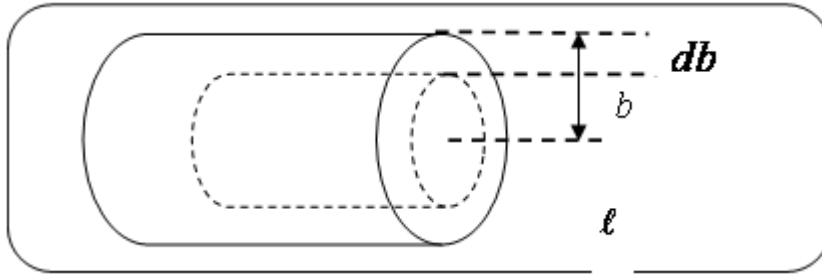
في اطار التقدير نعتبر قيمة : $\left\langle (\Delta P)^2 \right\rangle_a^a$ هي : $\left[\Delta P_x = \frac{2q q_a}{4p e_0 b n} \right]$

وعليه فان :

$$d \left\langle (\Delta P)^2 \right\rangle = dN \left[\frac{4q^2 q_a^2}{(4p e_0)^2 b^2 n^2} \right] \quad (44-II)$$

نفرض أن الكثافة العديدة لأجسام البلازما هي n إذن عدد الأجسام dN الكائنة في قشرة الاسطوانة نصف

قطرها b وطولها l وسمكها db هو $dN = n (dn) = n 2pbdb l$



شكل(9-II):يبين عنصر حجم من الاسطوانة نصف قطرها b وارتفاعها l .

بالتعويض في العلاقة (44-II) نجد :

$$d \langle (\Delta P)^2 \rangle = \left(\frac{2qq_a}{4pe_0bn} \right)^2 n 2pbdbd \mathbf{l} = \frac{8pq^2q_a^2}{(4pe_0)^2 v^2} n \mathbf{l} \frac{db}{b} \quad (45-II)$$

تكامل العلاقة (45-II) من اصغر وسيط صدم b_{\min} إلى أطول وسيط صدم b_{\max} يعطي العلاقة :

$$\Lambda = \frac{b_{\max}}{b_{\min}}, \quad \langle (\Delta P)^2 \rangle = \frac{8pq^2q_a^2}{(4pe_0)^2 n^2} n \mathbf{l} \ln \Lambda \quad (46-II)$$

الجدير بالذكر هو إننا افترضنا أن كتلة القذيفة اقل من او تساوي كتلة الهدف (كتلة q اقل من او

تساوي كتلة q_a) تصادم (e-e) او (e-i) في هذه الحالات نعتبر أن تغير الدافع الخطي للقذيفة يساوي تقريبا دفعها

الخطي الكلي أي:

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle \cong P^2 + (mv)^2 \quad (47-II)$$

حيث :

\mathbf{l} : المسافة التي إن قطعها القذيفة ستتحرف بزاوية 90° او أكثر يعني ذلك المسافة التي تعرض فيها القذيفة إلى عدد من

الانحرافات الصغيرة التي تؤدي بها إلى انحراف كلي 90° او أكثر . تسمى هذه المسافة بعد الاسترخاء وهو يضا هي المسير الحر

$$\mathbf{l} \cong \frac{1}{n S_d} \quad \text{للقذيفة ونكتب :}$$

حيث :

n : الكثافة العددية للبلازما .

S_d : مقطع التصادم عن بعد الذي يقضي إلى انحراف زاويا تفوق او تساوي 90° لتأثير كهربائي طويل المدى .

عندما نعوض عن $\langle (\Delta P_x)^2 \rangle$ و \mathbf{l} بقيمتيهما في عبارة $\langle (\Delta P_x)^2 \rangle$ نجد :

$$\langle (\Delta P_x)^2 \rangle = (mn)^2 = \frac{8pq^2q_a^2}{(4pe_0)^2 n^2} n \left(\frac{1}{n S_d} \right) \ln \Lambda \quad (48-II)$$

والتي تؤدي إلى عبارة مقطع التصادم :

$$S_d \cong \frac{8pq^2q_a^2}{(4pe_0)^2 m^2 n^2} \ln \Lambda \cong \frac{2pq^2q_a^2}{(4pe_0)^2 E^2} \ln \Lambda \quad (49-II)$$

نذكر بان $E = \frac{m v^2}{2}$ هي طاقة حركة القذيفة وليست الطاقة الحركية النسبية $m (\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)^2 / 2$.

فعندما نقارن مقطع تصادم عن بعد S_d بمقطع تصادم عن قرب S_c في العلاقة (49-II) نجد: $\frac{S_d}{S_c} = 8 \ln \Lambda$

بينت التطبيقات المختلفة ان مقدار Λ في حدود $\Lambda = 20$ و عليه $\ln \Lambda > 1$ ، بالتالي مقطع التصادم من البعد

اكبر من مقطع التصادم من القرب $\frac{S_d}{S_c} > 8$. لذلك تشتت الشحنات في البلازما من البعد أهم من التشتت من القرب

القيم التي يمثلها اقل وسيط صدم b_{\min} و اكبر وسيط صدم b_{\max} هما على الولاى وسيط الصدم الموافق لانحراف مقداره 90°

خلال تصادم واحد [6]

$$b_{\min} = b_0 = \frac{q q_a}{8 p e_0 E} \quad (50-II)$$

وبعد ديباي :

$$b_{\max} = b_D = \sqrt{\frac{e_0 k T}{n_e q q_a}} \quad (51-II)$$

ومنه :

$$\Lambda = \frac{b_D}{b_0} = \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \sqrt{\frac{e_0 k T}{n_e q q_a}} \frac{8 p e_0 E}{q q_a} \quad (52-II)$$

وإذا كانت البلازما في حالة استقرار حراري (حالة ترموديناميكية) فانه يمكننا تعويض E بالطاقة الحرارية

$$E = (3/2) K T \text{ ونكتب :}$$

$$\Lambda \cong \sqrt{\frac{4 p e_0 k T}{4 p n_e q q_a}} \frac{4 p e_0 3 k T}{q q_a} = \sqrt{\frac{9}{4 p n_e} \left(\frac{4 p e_0 k T}{q q_a} \right)^3} \quad (53-II)$$

وإذا كانت q و q_a هما نظائر الهيدروجين فان : $q q_a = e^2$ من ثم :

$$\Lambda = \frac{3}{2 e^3} \sqrt{\frac{(4 p e_0 k T)^3}{p n_e}} \quad (54-II)$$

خلاصة

لقد قمنا في هذا الفصل بإعطاء لمحة شاملة عن ظاهرة التصادم في البلازما اذ درسنا مقطع التصادم والذي مكننا من فهم ما يحدث داخلها ، كما اننا اوجدنا اقل مسافة بين القذيفة والهدف ألا وهي اقل الابعاد d والتي تمكنا من تصنيف التصادم في

اطار الانحرافات الى صنفين من التصادمات :

\dot{u} التصادم عن قرب

\dot{u} التصادم عن بعد

حيث ان التأثير قصير المدى تأثير كهربائي واحد بين شحنتين اما التأثير بعيد المدى فهو يعرب عن مقطع تصادم شحنة q مع

كافة أجسام البلازما في وقت واحد .

الفصل الثالث

تفاعل الالكترون مع ثنائي الاقطاب
الكهربائي

مقدمة

سنتهم في هذا الفصل بإيجاد مسار الشحنة q وذلك في ظل تأثير ثنائي الاقطاب الكهربائي ، أي مدى تأثير هذه الشحنة بجوار الذرة ، لذلك ينبغي لنا ان نحدد مقداري وسيط الصدم والسرعة التي تأتي بها هاته الشحنة وذلك بواسطة برنامج عددي يمكننا من ذلك ، كما سنقوم بإيجاد دالة الترابط للحقل الكهربائي والتي من خلالها سنتمكن من إيجاد رتبة مؤثر التصادم الالكتروني.

III-1 تفاعل (إلكترون - ذرة)

تقتصر الدراسة في هذا الفصل على تصادم الجسيمات المشحونة مع تلك غير المشحونة (الذرات المعتدلة) في البلازما أي تفاعلات هاته الجسيمات فيما بينها .

بداية نتطرق الى المقطع الفعال S_B لبور وهو من رتبة المقطع الهندسي لذرة الهيدروجين في الحالة الاساسية ، فمن الناحية الهندسية المبسطة لتفاعل (الالكترون-ذرة) والذي يؤدي الى تقدير المقطع الفعال لهذا التفاعل بالرتبة S_B ، اذن تواتر التصادم (الالكترون-ذرة) يقدر بالرتبة $n_n S_B n$ كما هو موضح بالشكل التالي [20]:

$$\frac{dn_A}{dt} = -n_A n_A n_B S_B \quad (1-III)$$

حيث :

اذن عند التفاعل (الالكترون-ذرة) نعبر عن تواتر التصادم بالعلاقة التالية :

$$u_B(n) = n_n S_B n \rightarrow \langle u_B \rangle_n [Hz] : 6 \times 10^{-9} \left[\frac{n_n}{cm^3} \right] \left[\frac{Te}{eV} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-III)$$

تؤكد التجربة هذه القيمة ، لكن هذا التقدير يجب توضيحه ، وتبقى عدد من النقاط نحتاج الى تدقيق خاصة ان اصل

تعلق على المقطع الفعال للتصادم المرن يستند على سرعة الالكترون n .

من خلال ما تقدم ينبغي ان نشير الى ان العلاقة (2-III) هي علاقة اساسية في فيزياء البلازما من اجل تقدير تواتر التصادمات الخاصة (الالكترونات-الجسيمات غير المشحونة) .

سنقوم بتحليل وتفصيل اكثر لأصل وطبيعة تبادلات الدفع الخطي نعتبر اولاً نموذج بسيط للتصادم (الالكترون-

ذرة). ألا وهو نموذج التصادم الكلاسيكي بالكرة الصلبة -شكل (III-11)-. هذا النموذج المبسط يسمح بتوضيح

وتفسير المقطع الفعال حيث قيمة تشتت سطح المقطع ماثلة لقيمة التشتت الناشئ من تأثير مركزها.

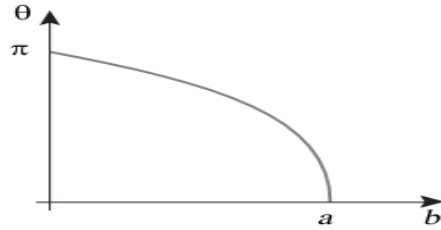
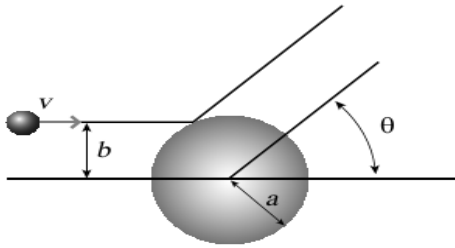
لتكن كرة صلبة نصف قطرها a ، تتفاعل مع جسيم سرعته n ، وسيط الصدم لهذا التفاعل هو b لذلك :

$$\emptyset \text{ اذا كان } b > a \text{ لا يوجد تصادم } \Leftarrow q = 0$$

\emptyset اذا كان $b < a$ زاوية الانحراف مستقلة عن السرعة ، ويتم تحديد ذلك من خلال النسبة $\frac{b}{a}$ كما هو مبين في

الشكلين (III-10)،(III-11) . حيث :

$$b < a \Rightarrow \cos \frac{q}{2} = \frac{b}{a} \rightarrow \frac{ds}{d\Omega} = \frac{a^2}{4} \quad (3-III)$$



شكل (III-11) : التشتت الكرة الصلبة.

شكل (III-10) : زاوية التشتت الكرة الصلبة.

$$s_0 = \int db = pa^2 \text{ يعطى المقطع الفعال الاجمالي يعطى بعبارة مبسطة :}$$

ان النموذج الكروي الصلب الكلاسيكي يسمح بتقسيم المقطع الفعال للتصادم المرن على اساس نصف القطر الفعال

a ، بالنسبة للذرات والجزيئات التي انصاف اقطارها الفعالة تكون قيمتها من رتبة الانجستروم. لكن، وبالرغم من ذلك علينا

ان نأخذ بعين الاعتبار الاثر الكمي، خاصة في مجال الطاقات المنخفضة. تسمح النظرية الكمية للتصادم بواسطة الكرة الصلبة

بالحصول على قيمة s_0 عند الطاقات المنخفضة والعالية بدلالة شعاع الموجة $k = \frac{2pmn}{h}$ وتعطى بمذين التقريبيين :

$$\begin{aligned} s_0 \Big|_{ka \rightarrow 0} &\rightarrow 4pa^2 \\ s_0 \Big|_{ka \rightarrow +\infty} &\rightarrow 2pa^2 \end{aligned} \quad (4-III)$$

هاتين النتيجتين لا تتطابقان مع القيمة الكلاسيكية التي تحصلنا عليها سابقا.

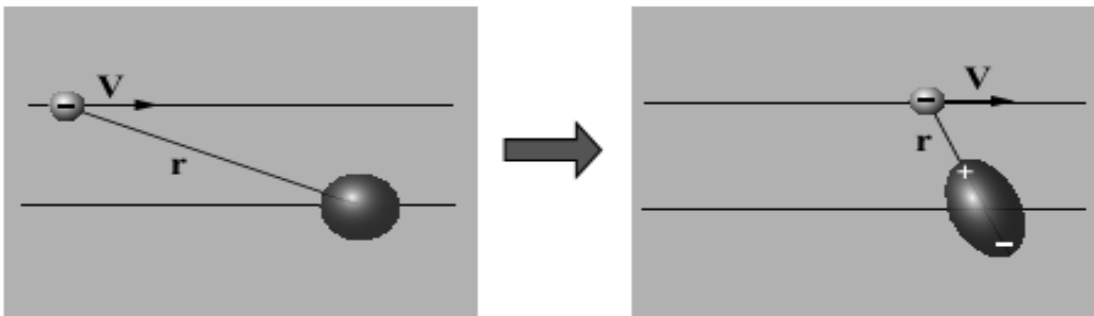
هذا التصور للطاقة المنخفضة اين الفعل الموجي المهيمن لان الطول الموجي لدبروغلي للجسيم المقذوف اكبر بكثير

من ابعاد الهدف ، لكن في حالة الطاقة العالية عندما يكون الترتيب المعاكس محقق، نتوقع سلوكا كلاسيكيا. وذلك حتى لو

كان الطول الموجي لدبروغلي للقفيفة اقل بكثير من ابعاد الهدف ، وتأثيرات الحيود لا يمكن ان تكون مهمة تماما وهي مسؤولة عن الفرق بين النتائج الكلاسيكية والنتائج الكمية للطاقات العالية في العبارة (4-III) ، بتأثير عدم استمرار الكمون عند $r = a$ ينشا مجال ذو طول معدوم ودائما اقل بكثير من طول الموجة ، حتى عند الطاقات العالية. ومع ذلك يكون المقطع من رتبة $S_0 : S_B$ ، وعموما وبالرغم من هذه التصحيحات الكمية، باستثناء حالة الطاقة المنخفضة جدا ، اذا كان مجال طول الكمون من رتبة الطول الموجي لدبروغلي للإلكترون الوارد . اذن فعل التداخل الكمي له اهمية بالغة . ان فعل (رومسور-تاونسد) هو ظاهرة التشتت وينتج شفافية عند حاجز الكمون، كما ان رنين المقطع الفعال ينخفض للحد الادنى و اقل طاقة له ايضا E_R وقيمة المقطع الفعال الموافقة ل S_{0B} . وبصرف النظر عن الاثار المترتبة على الرنين في الطاقة المنخفضة سوف نحتفظ بنموذج الكرة الصلبة الذي يقدر بالرتبة [20] :

$$S_0 : S_1 : S_B \quad (5-III)$$

رغم النموذج الهندسي للكرة الصلبة والتصحيحات الكمية فمن الضروري ان نأخذ الاعتبار الطبيعي لتفاعل كولومب داخل السحابة الالكترونية للذرات او الجزيئات ، والالكترونات (الايونات) . لذلك نعتبر الان نموذج ديناميكي اكثر واقعية لأجل فهم سلوك المقاطع الفعالة اعتمادا على السرعة وأيضا توضيح صلاحية النموذج السابق. عندما يتحرك الكترون او ايون بسرعة فانه يتفاعل مع السطح الجسيمات غير المشحونة، ويؤدي ذلك الى تشوه السحابة الالكترونية ويحفظ ثنائي الاقطاب الذي يعبر عليه. كما هو موضح في الشكل (III-12) .



شكل (III-12) : تفاعلات الجسيمات المشحونة مع ثنائي الأقطاب المستحث [20]

يوضح عزم ثنائي الأقطاب الكهربائي للذرات المعتدلة من خلال شكلين :

\vec{u} من اجل بعض انواع الجزيئات ، يوجد استقطاب دائم لعزم ثنائي الأقطاب m ، ومثال ذلك على مستوى بعض

الروابط .

\ddot{u} من اجل جميع الذرات المعتدلة يكون منشأ ظاهرة الاستقطاب هو الحقل كهربائي E ، وتشوه السحابة الالكترونية ينتج عزم ثنائي الاقطاب .

تعطى عبارة عزم ثنائي الاقطاب الكهربائي p ، من نوع الذرات المعتدلة (غير المشحونة) الذرية او الجزيئية بمجموع العزمين .

$$p = m + a_p e_0 E \quad (6-III)$$

حيث :

a_p : استقطابية العينة

m : عزم ثنائي الاقطاب الدائم.

تعطى قيمة طاقة الكمون للتفاعل U ، بين الشحنة e والجسيمات غير المشحونة المستقطبة المولدة للكمون الكهربائي

الساكن j ، ب : $U : e j (r)$ حيث كلا النوعين يتعدان عن بعضهما بمسافة r . كما ان كمون ثنائي الاقطاب يتناقص كالتربيع العكسي للمسافة ومقداره :

$$m \approx \frac{ea_0}{2} \rightarrow |U(r)| \approx \frac{e^2 a_0}{8pe_0 r^2} \quad (7-III)$$

حيث اننا اهملنا تأثير التوجيه النسبي بين موضع الشحنة و ثنائي الاقطاب. يتناقص الكمون بسرعة مع المسافة حيث يحدث تبادل كبير للدفع الخطي اذ انه يلاحظ ثنائي الاقطاب وهذا اذا كانت المسافة بين الشحنة وثنائي الاقطاب صغيرة. فمن الممكن تحديد المسافة للتفاعل الفعال بينهما من خلال النظر الى التفاعل بين هذين النوعين عندما تكون الطاقة الحركية الابتدائية من رتبة طاقة الكمون. الفرضية تحدد المسافة الفعالة لتفاعل r على النحو التالي :

$$|U(r)| \approx \frac{1}{2} mn^2 \rightarrow r^2 \approx \frac{e^2 a_0}{4pe_0 mn^2} \quad (8-III)$$

ان رتبة للمقطع الفعال الاجمالي للتشتت الزاوي تعطى ب : $S_0 : S_1 : pr^2$ في العلاقة التالية :

$$S_0(n) \approx S_1(n) \approx pr^2 \Big|_{U(r)=\frac{1}{2}mn^2} \quad (9-III)$$

$$S_0(n) \approx S_1(n) \approx pr^2 \Big|_{q(n,r)=\frac{p}{2}}$$

أيضا من اجل التفاعل بين الشحنة والجسيم غير المشحون (المعتدل) يوجد استقطاب دائم، الرتبة الاعظمية والزيادة في المقطع

الفعال S_0 و S_1 يعطى ب :

$$s_0(n) : s_1(n) : a^2 \frac{c^2}{n^2} s_B \quad (10-III)$$

حيث : هو ثابت البنية الدقيقة ويحدد من خلال العبارة التالية :

$$a = \frac{e^2}{4pe_0hc} = \frac{1}{137} \quad (11-III)$$

نعتبر الان الى تفاعل مع النوع غير المستقطب لكن هناك امكانية لاستقطابه وتكون رتبة الاستقطابية a_p للنوع غير المشحون (متعادل) وفق النموذج المقدم (نموذج تومسون) . لتكن ذرة الهيدروجين التي تتكون من نواة نقطية (معتدلة) لها شحنة e وسحابة الكترونية نعتبرها كرة متجانسة نصف قطرها a_0 حيث تتساوى الشحنة e والشحنة الاجمالية $-e$.

الحقل الكهربائي الداخلي ينشأ بالسحابة الالكترونية والتي تعطى بالصيغة الكلاسيكية $E_e = \frac{-er}{4pe_0a_0^3}$ ، عندما لا تطبق

حقل خارجي على الذرة، فان وضع التوازن للنواة هو: $r_0 = 0 \rightarrow E_e(r_0) = 0$ ، وهذا هو الوضع في مركز الكرة.

عندما يتم تطبيق حقل كهربائي خارجي على الذرة E_a ، يتغير وضع التوازن من مركز الكرة الالكترونية :

$$E_e(r_0) + E_a = 0 \rightarrow r_0 = \frac{4pe_0a_0^3 E_a}{e} \quad (12- III)$$

تعطى الاستقطابية للذرة ، في اطار نموذج تومسون ، بالقيمة :

$$er_0 = 4pe_0a_0^3 E_a \rightarrow a_a = 4pa_0^3 \quad (13- III)$$

هذه القيمة تؤكد القيمة التجريبية. عندما يقترب الكترون (او الايون) شحنته e وسرعته n الشكل (3-III) ، من شحنات

لها استقطابية a_a والتي لها حقل كولومب ينتج عزم ثنائي الاقطاب الكهربائي العابر، والذي بدوره يولد قوة على مستوى

الالكترون. كمون التفاعل $U : ej(r)$ وشكله مبين في العلاقة التالية :

$$j(R) = \frac{p.R}{4pe_0R^3} \quad (14- III)$$

ونكتب عبارة الاستقطاب a_a على النحو الاتي :

$$a_a = 4pa_0^3 \rightarrow |U(r)| \approx 4pa_0^3 e_0 \left[\frac{e}{4pe_0r^2} \right]^2 \quad (15-III)$$

هذا النوع من الكمون يتناقص بسرعة مع المسافة وينتقل باندفاع كبير بحيث لا نستطيع ان نلاحظ المسافة الصغيرة

بين الشحنة والذرة . وإمكانية تحديد هذه المسافة من التفاعلات الفعالة الملاحظة بين تفاعل اثنين من الجزيئات عندما تكون

الطاقة الحركية الابتدائية تكون من رتبة طاقة الكمون ، والمعيار الذي يحدد مسافة التفاعل r يعطى ب :

$$|U(r)| \approx \frac{1}{2}mn^2 \rightarrow r^2 \approx \frac{e}{4pe_0n} \sqrt{\frac{2a_p e_0}{m}} \quad (16-III)$$

ورتبة المقطع الفعال الاجمالي تشتت بزواية تعطى ب : $s_0 : s_1 : pr^2$ وبالتالي من اجل انواع التفاعلات:

$$s_0(n) : s_1(n) : a \frac{c}{n} s_B \quad (17-III)$$

هذا المقطع الفعال لثنائي الاقطاب يتعلق بعكس السرعة اذ من اجل الكرة الصلبة لا يتعلق بالسرعة ، وهذا السلوك

هو سمة من سمات تفاعلات ثنائي الأقطاب وفي الواقع نلاحظ انه من اجل الايونات ذات السرعات العالية والطاقات المنخفضة

لا نستطيع ان نفسره في اطار نموذج التفاعل الكلاسيكي ((5-III) , (10-III) , (17-III)) ومع ذلك هذه النماذج

الثلاثة تسمح بتشكيل سلم للتفاعلات، هذا السلم للتفاعل يطابق السلم للمقطع الفعال.

من خلال ما تقدم حول تحليل انواع التفاعلات والنقاش حول اهمية النماذج تم انشاء 3 نتائج مهمة :

- تواتر التصادم من اجل تبادل في الدفع الخطي لبلازما متאיنة تماما يتناقص بدلالة السرعة اس ثلاثة (an^{-3})
- نموذج التفاعل لنموذج الكرة الصلبة في البلازما ضعيفة التأين تؤدي الى متوسطات للمسير الحر المستقلة عن السرعة
- نموذج التفاعل من نوع ثنائي الاقطاب المستحث في البلازما ضعيفة التأين يتميز بتواترات للتصادمات مستقلة عن السرعة .

III-2 ايجاد مسار الشحنة

لإيجاد مسار الشحنة q في ظل تأثير ثنائي الاقطاب الكهربائي داخل وسط البلازما ، نقوم بالحساب النظري

وذلك من خلال صيغة لاغرانج ، خلال دراستنا هذه نفرض ان الحركة تكون في المستوي X و Y و $Z = 0$.

صيغة لاغرانج

بواسطة هذه الطريقة نقوم بإيجاد المشتقة الثانية لكل من X و Y وفق الخطوات الحسابية التالية :

$$L = T + V \quad (18-III)$$

$$L(x, y, \dot{x}, \dot{y}) = \frac{1}{2} m \dot{\mathbf{r}}^2 - V \quad (19-III)$$

مع العلم ان الكمون V يعطى ب :

$$V = qpx / (x^2 + y^2)^{3/2} \quad (20-III)$$

كذلك عبارة السرعة $\dot{\mathbf{r}}$ في الاحداثيات الكارتيزية هي :

$$L(x, y, \dot{x}, \dot{y}) = \frac{1}{2} m (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) - qpx / (x^2 + y^2)^{3/2} \quad (21-III)$$

نقوم بالاشتقاق بالنسبة ل x و y كما هو مبين في العبارتين :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dL}{d\dot{x}} \right) = \frac{dL}{dx} \quad (22-III)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dL}{d\dot{y}} \right) = \frac{dL}{dy} \quad (23-III)$$

نعوض عن الدالة L بما يساويها فنجد :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dL}{d\dot{x}} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m (2\dot{x}) \right) = m \ddot{x} \quad (24-III)$$

$$\frac{dL}{dx} = - \left[\frac{\left(\left(qp(x^2 + y^2)^{3/2} \right) - \left(3qpx^2(x^2 + y^2)^{1/2} \right) \right)}{(x^2 + y^2)^3} \right] \quad (25-III)$$

$$\frac{dL}{dx} = - \left[\frac{\left(3qpx^2(x^2 + y^2)^{1/2} \right) - \left(qp(x^2 + y^2)(x^2 + y^2)^{1/2} \right)}{(x^2 + y^2)^3} \right] \quad (26-III)$$

$$\frac{dL}{dx} = \left[\frac{qp(x^2 + y^2)^{1/2}(3x^2 - (x^2 + y^2))}{(x^2 + y^2)^3} \right] \quad (27-III)$$

$$\frac{dL}{dx} = \left[\frac{qp(x^2 + y^2)^{1/2}(2x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^3} \right] \quad (28- III)$$

بمساواة العبارتين (24- III) (28- III) نجد ان :

$$\ddot{x} = \frac{qp(x^2 + y^2)^{1/2}(2x^2 - y^2)}{m(x^2 + y^2)^3} \quad (29-III)$$

بعد التبسيط نحصل على العبارة :

$$\ddot{x} = \frac{2aq^2}{m}(2x^2 - y^2)(x^2 + y^2)^{-5/2} \quad (30-III)$$

نقوم بنفس طريقة الاشتقاق بالنسبة لـ y فنجد :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dL}{d\dot{y}} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m (2\dot{y}) \right) = m \ddot{y} \quad (31-III)$$

$$\frac{dL}{dy} = \left[\frac{3qpxy(x^2 + y^2)^{1/2}}{(x^2 + y^2)^3} \right] \quad (32-III)$$

$$\ddot{y} = \left[\frac{3qpxy(x^2 + y^2)^{1/2}}{m(x^2 + y^2)^3} \right] \quad (33-III)$$

$$\ddot{y} = \frac{6aq^2}{m}(xy)(x^2 + y^2)^{-5/2} \quad (34-III)$$

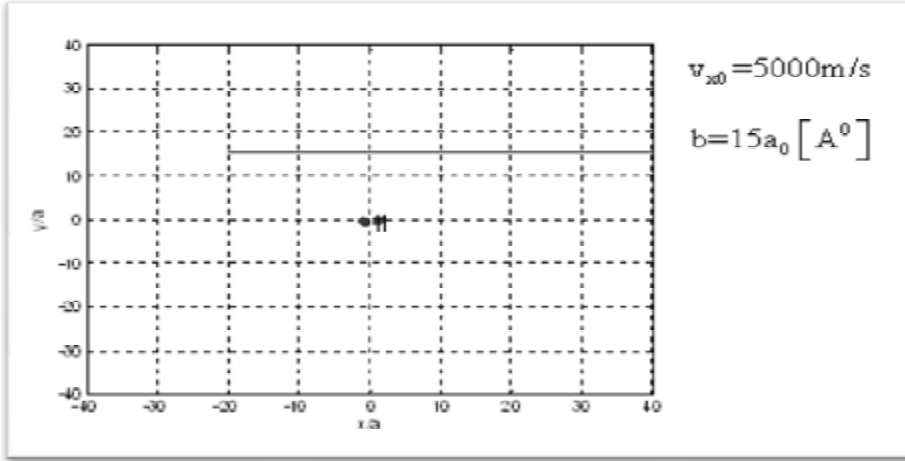
من خلال ما تقدم بالحساب بصيغة لاغرانج ، نقوم بوضع برنامج يحاكي لنا هذه المعادلات لنحصل في الاخير على

مسار الشحنة q ، و سندرس مدى تفاعل هذه الشحنة مع الذرة وذلك بناء على وسيط الصدم وسرعة الشحنة حيث

سنثبت احدهما ونغير في الاخر الى ان نعلم مساهمة كل منهما ،

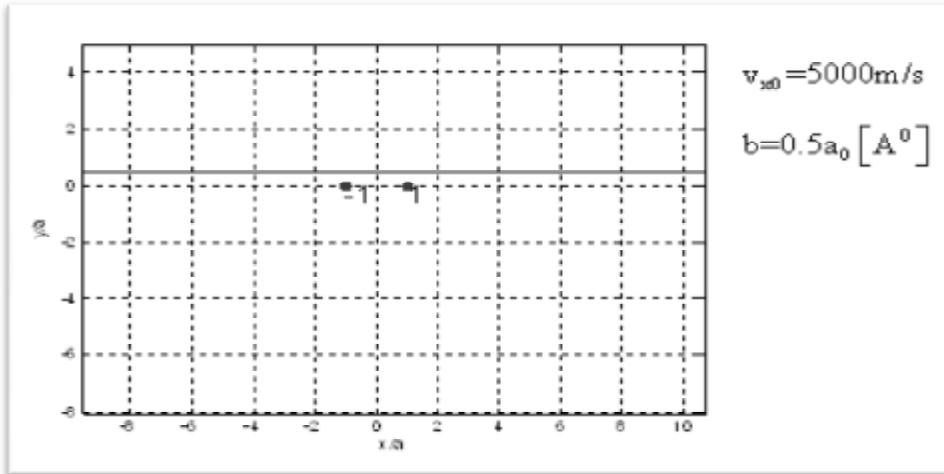
Ø عندما تكون $v_{x0}=5000\text{m/s}$ يمكننا تصنيف حالتين :

الحالة 1 : من اجل $b=15a_0 [A^0]$



شكل (III-13) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=5000\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=15a_0 [A^0]$.

الحالة 2 : من اجل $b=0.5a_0 [A^0]$



شكل (III-14) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=5000\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=0.5a_0 [A^0]$.

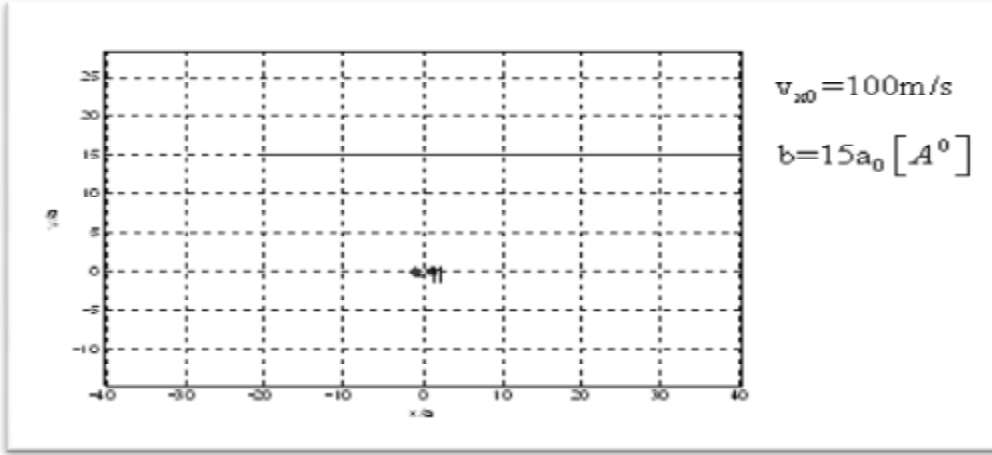
التعليق :

من خلال ملاحظة هاتين الحالتين نجد ان التفاعل بين الالكترون والذرة لم يحدث ، وهذا راجع للسرعة الاعظمية التي

اتت بها الشحنة ، أي ان قرب وبعد وسيط الصدم لم يؤثر في هذا التفاعل .

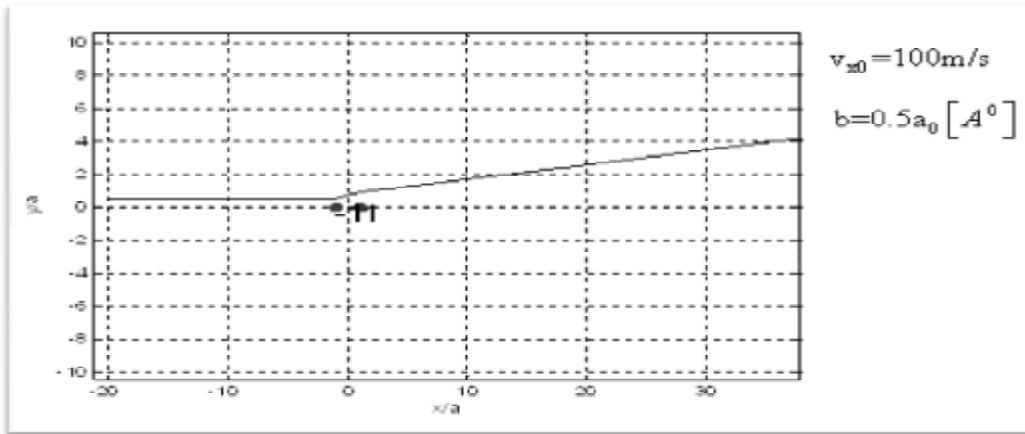
Ø عندما تكون $v_{x0}=100\text{m/s}$ يمكننا تصنيف حالتين :

الحالة 1 : من اجل $b=15a_0 [A^0]$



شكل (III-15) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=100\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=15a_0 [A^0]$.

الحالة 2 : من اجل $b=0.5a_0 [A^0]$



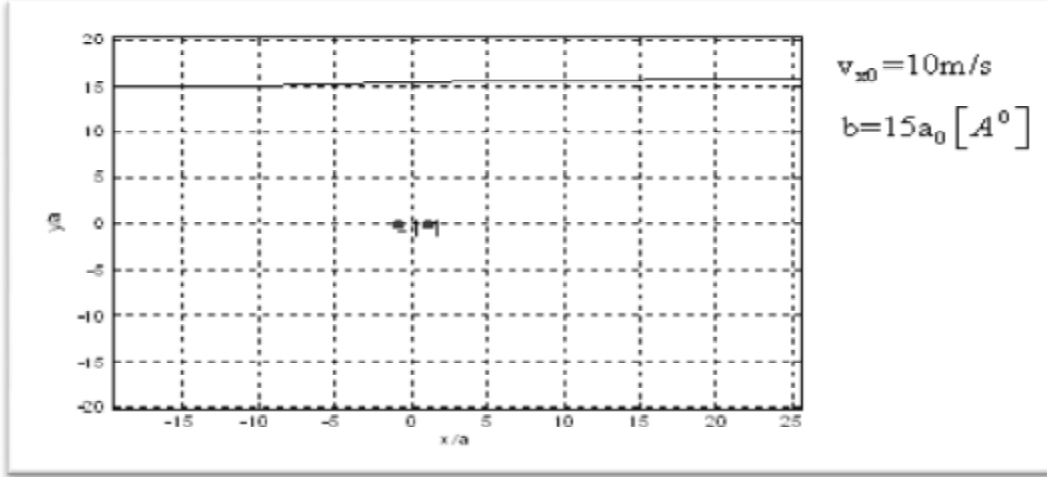
شكل (III-16) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=100\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=0.5a_0 [A^0]$.

التعليق :

تبين الحالتين السابقتين تأثير وسيط الصدم على مسار الشحنة وذلك في ظل وجود سرعة معتبرة نسبياً، اي انه لم يحدث تفاعل بين الالكترون والذرة في الحالة الاولى، وهذا كان نتيجة عظم وسيط الصدم ، اما الحالة الثانية فنرى وجود تفاعل وذلك راجع لوسيط الصدم الذي هو من رتبة الابعاد الذرية.

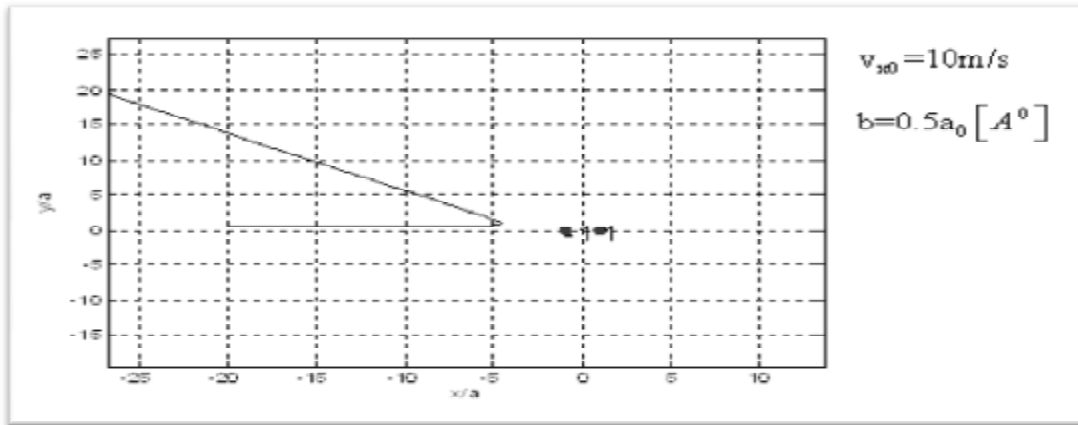
عندما تكون $v_{x0}=10\text{m/s}$ يمكننا تصنيف حالتين :

الحالة 1 : من اجل $b=15a_0 [A^0]$



شكل (III-17) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=10\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=15a_0 [A^0]$.

الحالة 2 : من اجل $b=0.5a_0 [A^0]$



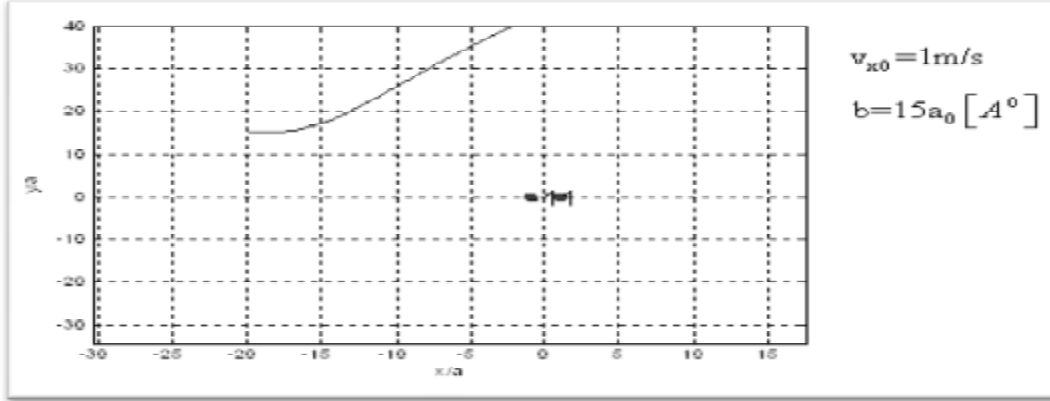
شكل (III-18) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=10\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=0.5a_0 [A^0]$.

التعليق :

نلاحظ من هاتين الحالتين ان كل من السرعة ووسيط الصدم قد ساهما في تغيير مسار الشحنة، ففي الحالة الاولى حدث تأثير ضعيف بين الالكترين والذرة وهذا راجع لسرعة الصغيرة ووسيط الصدم الكبير . اما في الحالة الثانية فيمكننا القول بان التفاعل بين الالكترين وثنائي الاقطاب لم يحدث وهذا نتيجة لحدوث تصادم راسي بين الالكترين الذي حول نواة الذرة والالكترين الاتي بسرعة ووسيط صدم صغيرين .

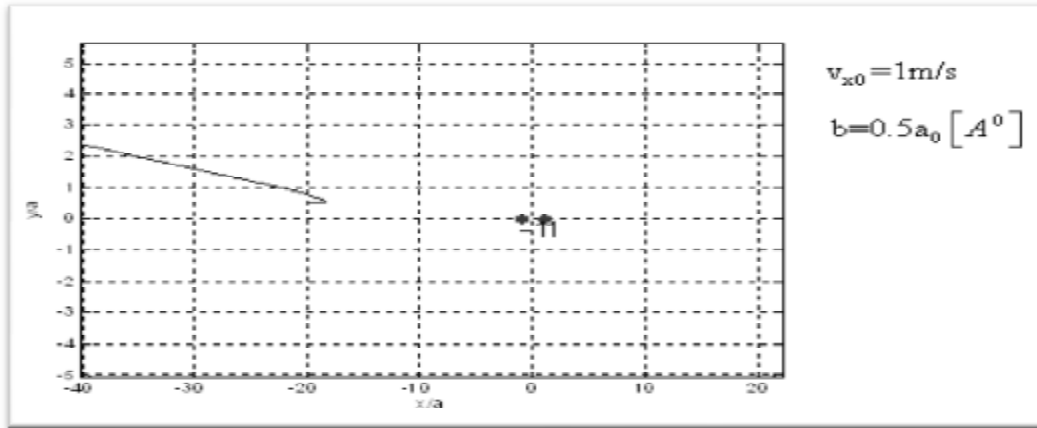
Ø عندما تكون $v_{x0}=1\text{m/s}$ يمكننا تصنيف حالتين :

الحالة 1 : من اجل $b=15a_0 [A^0]$



شكل (III-19) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=1\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=15a_0 [A^0]$.

الحالة 2 : من اجل $b=0.5a_0 [A^0]$



شكل (III-20) : مسار الشحنة عند سرعة $v_{x0}=1\text{m/s}$ ووسيط صدم $b=0.5a_0 [A^0]$.

التعليق :

في هاتين الحالتين نلاحظ ان السرعة صغيرة جدا تكاد تكون معدومة أي ان طاقة حركة الإلكترون ضعيفة جدا لذلك في الحالة الاولى عندما يكون وسيط الصدم كبير لاحظنا انحراف للشحنة أي حدوث التفاعل، اما في الحالة الثانية فنلاحظ حدوث كبح للإلكترون بسبب التصادم الراسي وصغر قيمة وسيط الصدم وكذلك الطاقة الحركية الضعيفة للإلكترون.

III-3 إيجاد مؤثر التصادم بالالكترونات

يعرف مؤثر التصادم بالالكترونات بالعلاقة :

$$\Phi_e = A \int_0^{\infty} C_{EE}(t) dt \quad (35-III)$$

حيث : $C_{EE}(t)$ هي دالة الترابط للحقل الكهربائي الناتج عن هذا الالكترون عند مركز الذرة ، والتي تحدد بالعلاقة [21]:

$$C_{EE}(t) = \langle \dot{\mathbf{E}}(t) \cdot \dot{\mathbf{E}}(0) \rangle = \langle \dot{E}_x(t) \cdot \dot{E}_x(0) \rangle + \langle \dot{E}_y(t) \cdot \dot{E}_y(0) \rangle \quad (36-III)$$

و مركبات الحقل الكهربائي لهذه الشحنة يمكن ان نوجدها على النحو التالي :

لدينا عبارة الحقل الكهربائي تكتب بالشكل :

$$\dot{\mathbf{E}}(t) = -\frac{e}{r^2(t)} \dot{\mathbf{u}}_r \quad (37-III)$$

وعند اسقاطها على المحور X و y نجد :

$$\dot{E}_x = -\frac{e}{r^2} \cdot \frac{x}{r} = -\frac{ex}{r^3} \quad (38-III)$$

$$\dot{E}_y = -\frac{e}{r^2} \cdot \frac{y}{r} = -\frac{ey}{r^3} \quad (39-III)$$

حيث :

$$\cos q = \frac{x}{r} \quad (40-III)$$

$$\sin q = \frac{y}{r}$$

ومنه مركبات الحقل الكهربائي تصبح على النحو التالي :

$$\dot{E}_x(t) = \frac{-ex}{(x^2(t) + y^2(t))^{3/2}} \quad (41-III)$$

$$\dot{E}_y(t) = \frac{-ey}{(x^2(t) + y^2(t))^{3/2}} \quad (42-III)$$

حيث :

$$r^3 = (x^2(t) + y^2(t))^{3/2} \quad (43-III)$$

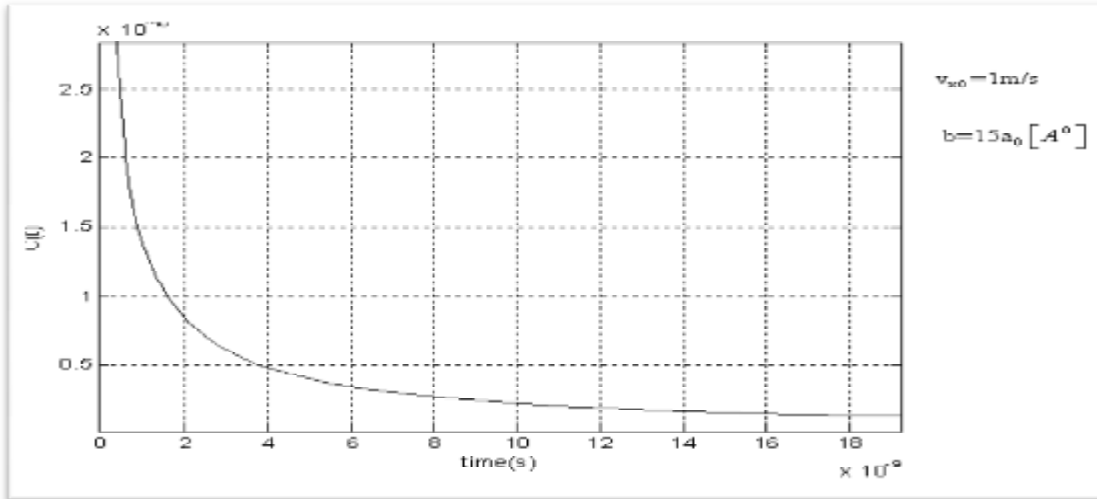
وبما ان حركة الالكترون بجوار الذرة في المستوي (y X) فان عبارة دالة الترابط تعطى بالشكل :

$$C_{EE}(t) = \langle x(t).x(0) \rangle + \langle y(t).y(0) \rangle \quad (44-III)$$

لقد انجزنا برنامج عددي يمكننا من تحديد دالة الترابط وذلك من اجل سرعات وقيم مختلفة لوسيط الصدم ، كما اننا قدمنا النتائج عندما تكون السرعة صغيرة وكبيرة ، وايضا ميزنا حالتين لكل سرعة ، الحالة الاولى عندما يكون وسيط الصدم كبير مقارنة بالابعاد الذرية . والحالة الثانية يكون فيها وسيط الصدم في حدود الابعاد الذرية .

Ø عندما تكون $v_{x0} = 1 \text{ m/s}$ يمكننا تصنيف حالتين :

الحالة 1 : من اجل $b = 15a_0 [A^0]$

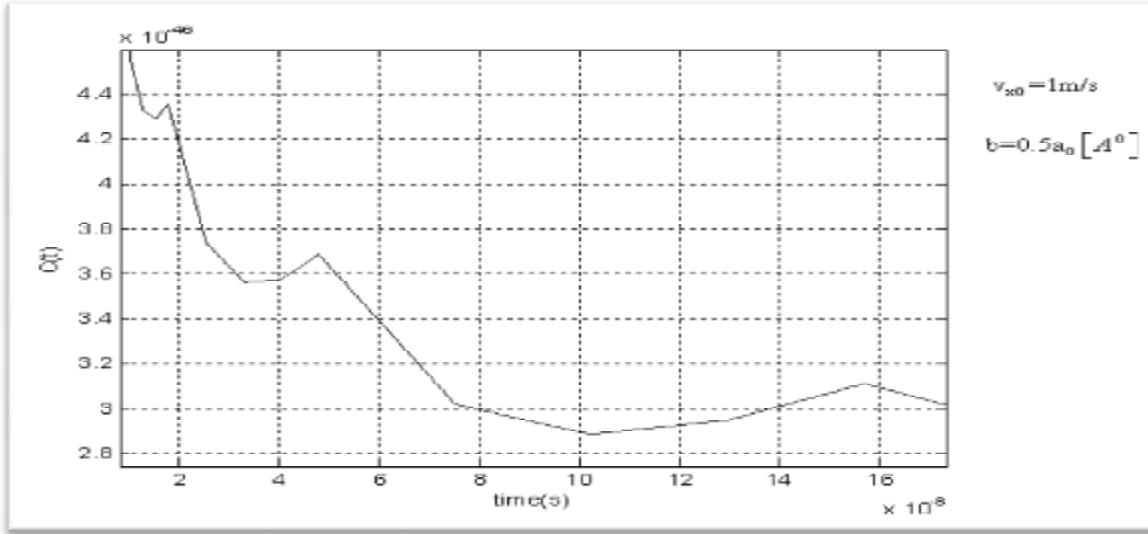


شكل (III-21) : دالة الترابط للحقل الكهربائي من اجل سرعة صغيرة ووسيط صدم كبير.

التعليق :

في هذه الحالة عندما يكون وسيط الصدم كبير والسرعة صغيرة فان ثنائي الاقطاب الكهربائي لا يهتز ودالة الترابط تبين انها دالة متخامدة بسرعة مع الزمن .

الحالة 2 : من اجل $b=0.5a_0 [A^0]$



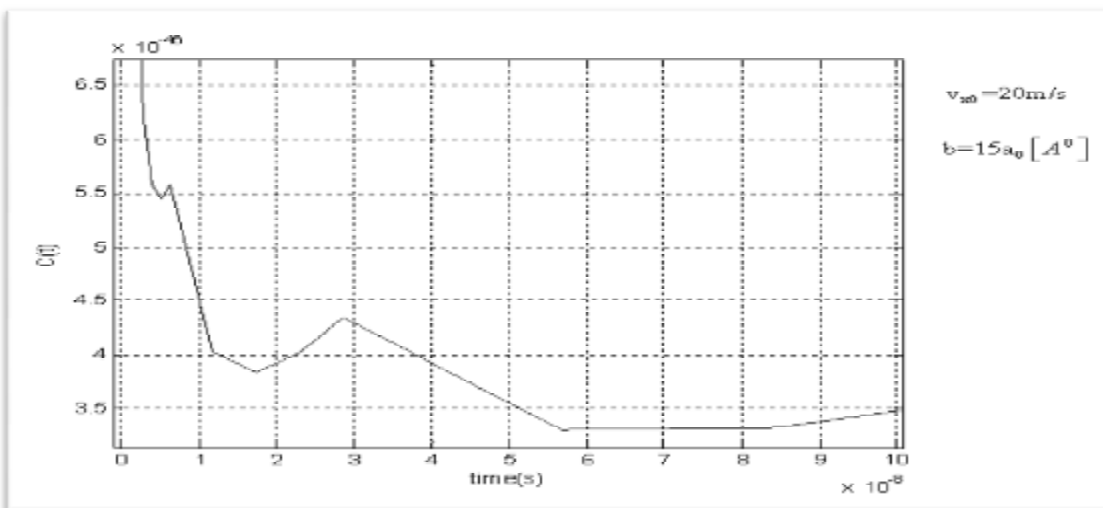
شكل (III-22) : دالة الترابط للحقل الكهربائي من اجل سرعة ووسيط صدم صغيرين.

التعليق :

في هذه الحالة الدالة متخامدة ونلاحظ اهتزاز ثنائي الاقطاب (اهتزاز الذرة) بسبب صغر قيمة ووسيط الصدم

عندما تكون $v_{x0}=20m/s$ يمكننا تصنيف حالتين :

الحالة 1 : من اجل $b=15a_0 [A^0]$

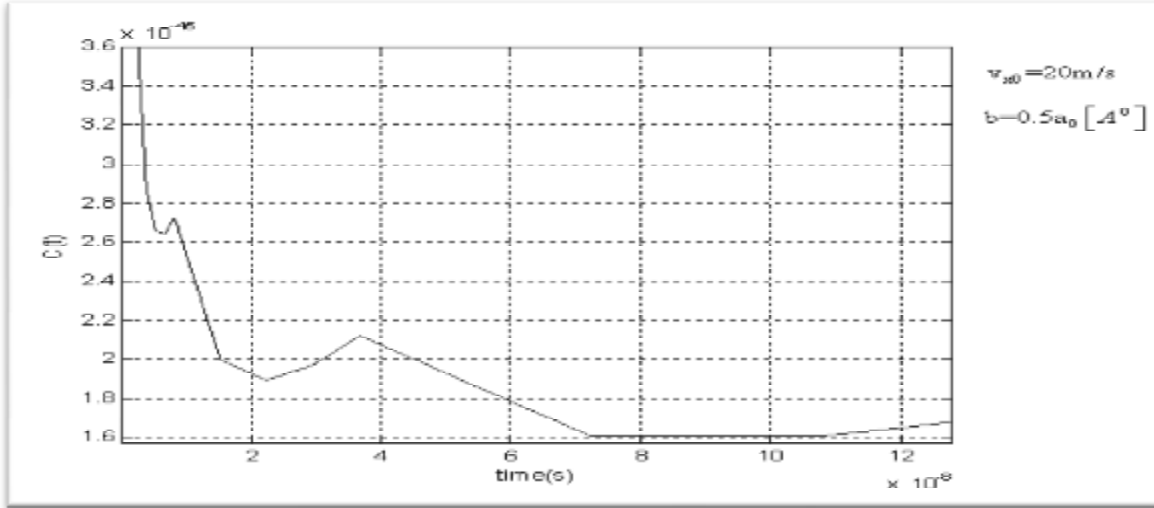


شكل (III-23) : دالة الترابط للحقل الكهربائي من اجل سرعة ووسيط صدم كبيرين.

التعليق :

في هذه الحالة عندما يكون وسيط الصدم كبير والسرعة معتبرة فان ثنائي الاقطاب الكهربائي يهتز بوتيرة متخامدة ، وهذا بسبب السرعة المعتبرة رغم القيمة الكبيرة لوسيط الصدم .

الحالة 2 : من اجل $b=0.5a_0 [A^0]$



شكل (III-24) : دالة الترابط للحقل الكهربائي من اجل سرعة كبيرة ووسيط صدم صغير.

التعليق :

نلاحظ من خلال هذا الشكل ان دالة ترابط الحقل الكهربائي هي دالة متخامدة مع الزمن وهذا راجع لاهتزاز الذرة نتيجة للسرعة المعتبرة ووجود وسيط صدم صغير.

قمنا في الاخير وبواسطة العلاقة (III-35) بإيجاد مؤثر التصادم الالكتروني من خلال برنامج عددي حسبنا بواسطته المساحة المحصورة بين دالة الترابط ومحور الزمنة ، فوجدنا انها من رتبة 10^{-14} كما ان عبارة الثابت A تعطى بالعبارة :

$$A = -\frac{e^4}{3h^2 a^4} : -10^{30} \quad (45-III)$$

وبالتالي فان قيمة مؤثر التصادم هي من رتبة $10^{16} [S^{-1}]$ والتي هي من رتبة تواتر البلازما .

خلاصة

لقد فمنا في هذا الفصل بإيجاد مسار الشحنة وذلك في ظل وجود تفاعل بينها وبين الذرة ، كما اوجدنا مسارات عديدة تختلف باختلاف السرعة ووسيط الصدم ، وفي الاخير تمكنا من ايجاد مؤثر التصادم الالكتروني بواسطة دالة الترابط التي تحصلنا عليها عدديا ، ووجدنا ان رتبة مؤثر التصادم تكون في حدود 10^{16} .

مخلصه عامه

خلاصة عامة

لقد ناقشنا في هذه المذكرة تصادم الجسيمات متعادلة كهربائيا الذرات بواسطة جسيمات مشحونة الالكترونات ورأينا انه هناك تفاعل بينهما في حالي القيم الصغيرة لوسيط الصدم وأيضا عند السرعات الصغيرة للالكترونات بجوار الذرات وذلك عن طريق تطبيق معادلات لاغرانج.

لقد اثبتنا ان المسارات المستقيمة للالكترونات بجوار الذرات ليست صحيحة دوما ويمكن ان تتغير بتغير وسيط الصدم وسرعة الالكترونات الواردة، حيث قمنا بمحاكاة تفاعل الالكترونات مع الذرات المشعة وذلك بالاستعانة ببرامج عديدة وتطرقنا لأشكال مسارات الالكترونات الممكنة حسب قيم وسيط الصدم وسرعة هذه الالكترونات.

في حالة البلازما متوسطة الكثافة ، قمنا بحساب مؤثر التصادم للالكترونات مع ذرة مشعة (ذرة الهيدروجين) وذلك بحساب دالة الترابط الكهربائي بواسطة برنامج Matlab ووجدنا ان قيمة مؤثر التصادم هي من رتبة $[S^{-1}] 10^{16}$ والتي هي من رتبة تواتر البلازما.

هذا العمل يمكن ان يعمم مستقبلا بالتطرق لتصادم الايونات مع الذرات المشعة في البلازما وحساب مؤثر التصادم للايونات عن طريق اتباع نفس الخطوات التي قمنا بها في حالة الالكترونات.

فائزہ والمراد جمع

قائمة المراجع

- [1] Olivier VALLÉE, "*Rayonnement des plasmas et profil des raies spectrales*", LASEP(Laboratoire d'Analyse Spectroscopique et d'Énergétique des Plasmas), UPRESEA3269, Faculté des Sciences – Université d'Orléans
- [2] وليد مصطفى صهيوني ، مقدمة في فيزياء البلازما ، يونيو 2006 ، سلطنة عمان.
- [3] علي إبراهيم مهدي العزاوي ، الكهرومغناطيسيات ، الجامعة المنتصرية ، بغداد.
- [4] A. Dinklage, T. Klinger, G. Marx, L. Schweikhard, *Plasma Physics*, Springer, 2005, Berlin.
- [5] إسماعيل شبحي، حساب دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي ومشتقاتها داخل البلازما باستخدام المحاكاة العددية مونت كارلو تطبيق على طيف الهليوم ، رسالة دكتوراه دولة ، جامعة منتوري ، 2005 قسنطينة.
- [6] محاضرات الأستاذ الدكتور ابراهيم سعد الله في فيزياء البلازما السنة الاولى ماستر 2012-جامعة الوادي-
- [7] سهيلة عسكري، حساب دوال توزيع مشتقات الحقول الموضوعية وتطبيق على طيف الهليوم، رسالة ماجستير، المركز الجامعي بالوادي، 2011.
- [8] يحي عبد الحميد الحاج علي - رحمن رستم عبد الله، أساسيات النظرية الكهرومغناطيسية، جامعة الموصل، 1959، العراق.
- [9] T.J.M. BOYD, J.J. SANDERSON, *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press, 2003, New York.
- [10] D. SALZMANN, *Atomic Physics in Hot Plasmas*, Oxford University Press, 1998, New York.
- [11] فلاديمير كارتسيف - بيزتر خازانوفسكي، آلاف السنين من الطاقة، ترجمة علم المعرفة، 1994، الكويت.
- [12]- J.P. Freidberg, *Plasma physics and fusion energy*, Cambridge University Press, 2007, New York.
- [13] جيرد بوش، أساسيات لفيزياء، الدار الدولية للاستثمارات الثقافية، الطبعة الأولى، مصر.

- [14] GUEDDA El Habib, Contribution à l'étude des structures atomiques et processusélémentaires dans les plasmas : Applications aux hydrogénoïdes et aux héliumoïdes, thèse de doctorat, université BADJI MOKHTAR, 2006, ANNABA.
- [15] J. TENNYSON, Astronomical Spectroscopy, Imperial College Press ,2005, London.
- [16] W. Demtröder, Atoms Molecules and Photons, Springer-Verlag, 2006, Berlin Heidelberg.
- [17] Moussa O. Cheibetta, Contribution à la théorie d'élargissement des raies spectrales émise par les plasmas: Application à la raie Ly-a de l'atome de l'hydrogène, Doctorat de 3ème cycle, Université Cheikh Anta Diop de Dakar - Sénégal, 2004.
- [18] محمد أنور بطل، الفيزياء الذرية والجزيئية، مديرية الكتب الجامعية، 1989، جامعة حلب سوريا .
- [19] فريجات خيرة ، دراسة معامل إعادة التشكيل الإشعاعي وتطبيقه على بعض الذرات، رسالة ماستر اكاديمي، المركز الجامعي بالوادي، 2012 .
- [20] Bernard Bigot, Jean-Marcel Rax, Physique des plasmas, Cours et applications, Paris, 2005.
- [21] H R. Griem , principles of plasma spectroscopy, University of Marytand at college park ,Cambridge University Press, 1997.

ملخص:

يندرج هذا العمل ضمن دراسة نظام ذو ن-جسيم وهو في هذه الحالة بلازما الهيدروجين. إن الخاصية الأساسية المدروسة في هذه المذكرة هي الإشعاع ، علما أن هذا الأخير ناتج عن إنتقالات كمية بالذرات والأيونات المشكلة للبلازما . نستعمل أسس ميكانيك الكم وميكانيك الإحصاء لنمذجة شدة الإشعاع التي هي عبارة عن تحويلة "فورييه" لدالة الترابط لعزم ثنائي الأقطاب الكهربائي للذرة أو الأيون المشع. لقد درسنا تفاعل الإلكترونات مع الذرات في حال القيم الصغيرة لوسيط الصدم ثم قمنا بحساب مؤثر التصادم المرافق.

الكلمات المفتاحية: تفاعل إلكترون مع ذرة - معادلة الحركة - وسيط الصدم - مؤثر التصادم

Abstract:

In this work, we were consented with the study of a N-body system, namely, a hydrogen plasma. The main property studied is radiation. Since the latter originates from quantum transitions of all ions and atoms constituting the plasma, we used the principles of quantum mechanics and statistical mechanics to simulate this radiation. It is known that radiation is obtained from the Fourier transform of the autocorrelation function of the electric dipole moment of an atom or ion. We studied the interaction of electrons with atoms for the small values of the impact parameter and we also evaluated the associated collision operator.

Key words: Interaction electron-atom – equation of motion – impact parameter – collision operator

Résumé:

Ce travail a porté sur l'étude d'un système à N-corps, en l'occurrence un plasma d'hydrogène. La propriété principale concernée par cette étude est le rayonnement. Comme celui est du aux transitions quantiques de l'ensemble des atomes et ions formant le plasma, nous avons utilisé les principes de la mécanique quantique et de la mécanique statistique pour modéliser le rayonnement. Il s'avère alors que le rayonnement est la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation du moment dipolaire électrique d'un atome ou un ion. Nous avons étudié l'interaction des électrons avec les atomes pour les petits paramètres d'impact, et aussi nous avons évalué l'opérateur de collision électronique associé.

Mots clés: Interaction électron-atome – équation de mouvement – paramètre d'impact – opérateur de collision.