

رقم الترتيب:.....

رقم التسلسلي:.....

جامعة قاصدي مرباح ورقلة

كلية الرياضيات وعلوم المادة

قسم الفيزياء



مذكرة

ماستر أكاديمي

مجال: علوم المادة

فرع: فيزياء

التخصص: فيزياء إشعاعات، كاشف وبصريات إلكترونية

من إعداد : مفاتيح فاطمة الزهراء

بعنوان:

تصحيح النموذج النظري لحساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي المجهرى لبلازما ضعيفة
التأين باستخدام تفاعل ديباي غير الخطي أيون-أيون وذرة-أيون

نوقشت يوم: 2016/05/25

أمام لجنة المناقشة المكونة من:

رئيسا	جامعة ورقلة	أستاذ محاضر أ	بابا حني أم الخير
مناقشا	جامعة ورقلة	أستاذ مساعد أ	عبابسة حكيمة
مشرفا	جامعة ورقلة	أستاذ محاضر أ	شهرة ثورية

الموسم الجامعي: 206/2015

تثنيك رادتك

أقدم بالشكر الخالص للأستاذة د. شهرة ثورية أستاذة محاضرة جامعة قاصدي
مرباح ورقلة بإشرافها على المذكرة وتوجيهاتها لإتمام هذا العمل
كما أقدم شكري للأستاذة أم الخير بابا حني أستاذة محاضرة جامعة قاصدي مرباح
ورقلة على قبولها ترأس لجنة المناقشة وايضا للأستاذة عبابسة حكيمة أستاذة
محاضرة جامعة قاصدي مرباح ورقلة على قبولها عضو ممتحننا في لجنة المناقشة.
ولمخبر الاشعاع والبلازما وفيزياء السطوح، و مكتبة كلية الرياضيات وعلوم
المادة، قسم الفيزياء ولكل من قدم يد العون لأثراء المذكرة من قريب او بعيد
شكر

الفهرس

i فهرس الاشكال

01 المقدمة العامة

الفصل الاول: عموميات

03 1-1 مقدمة

40 2-1 تعريف البلازما والسلوك الجماعي

50 3-1 المقادير العامة

05 1-3-1 طول ديبي الالكتروني

06 2-3-1 نصف قطر الكرة الإلكترونية

06 3-3-1 معامل التزاوج

70 4-1 تفاعل ديبي غير خطي

13 1-4-1 تفاعل أيون-أيون

13 1-4-1 تفاعل متعاادل-أيون

15 4-1 خلاصة

الفصل الثاني النموذج النظري لحساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي المجهرى باستخدام تفاعل ديبي غير خطي لبلازما

ضعيفة التأين

16 1-2 مقدمة

17 2-2 النموذج النظري

20 3-2 النتائج والمناقشة

72 4-2 الخلاصة

28 خلاصة عامة

30 المراجع

فهرس الأشكال

05 مخطط درجة الحرارة والكثافة الالكترونية لمختلف أنواع من البلازما.	الشكل 1.1
12 مخطط سير عملية برنامج حساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي.	الشكل 1.2
23 مقارنة بين دالة التوزيع الحقل الكهربائي $H(\beta)$ من اجل $v = 0.2$ ، والكثافة $n_e = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ لمختلف قيم التركيز $p = 0.1, 0.25, 0.5, 01$.	الشكل 2.2
32 مقارنة بين دالة التوزيع الحقل الكهربائي $H(\beta)$ من اجل $v = 0.8$ ، والكثافة $n_e = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ لمختلف قيم التركيز $p = 0.1, 0.25, 0.5, 01$.	الشكل 3.2
42 مقارنة بين دالة التوزيع الحقل الكهربائي $H(\beta)$ من اجل $v = 1$ ، والكثافة $n_e = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ لمختلف قيم التركيز $p = 0.1, 0.25, 0.5, 01$.	الشكل 4.2
42 من أجل عدة قيم مختلفة لمعامل الارتباط $H(\beta)$ تغيرات دالة التوزيع الحقل الكهربائي و قيمة تركيز $p = 0.5$ و $v = 0.8, 0.6, 0.4, 0.2$.	الشكل 5.2
52 و $p = 0.1$ تغيرات دالة التوزيع الحقل الكهربائي المحجري $H(\beta)$ بدلالة الكثافة الالكترونية في حالة $v = 0.2$.	الشكل 6.2

المقدمة

تعتبر البلازما الحالة الرابعة للمادة تصاعديا مع زيادة درجة حرارة الحالة الصلبة ثم السائلة والغازية، حيث تشكل نسبة 99% من الجزء المرئي من الكون. تتكون البلازما في الحالة العامة من أيونات والإلكترونات والذرات المتعادلة.

حيث نميز ثلاثة أنواع من البلازما [1]:

- ✓ البلازما الباردة: الأيونات والجسيمات المتعادلة تبقى في درجة حرارة أقل $10^3 K^\circ$ ، بالنسبة للإلكترونات درجة حرارتها أعلى (تدخل في دراسة السطوح وفي تحضير مواد جديدة وتوليد الأوزون...).
- ✓ البلازما الحرارية: التي تتميز بدرجة حرارة بأكثر من $3 \times 10^3 K^\circ$ (يستخدم انقراض القوس الكهربائي، في اللحام والقطع والتنقية من التلوث وغيرها).
- ✓ البلازما الحارة: توافق درجة حرارة أكبر من $10^6 K^\circ$ (تستخدم في إنتاج الطاقة الحركية انطلاقا من الإندماج النووي المتحكم به).

ديناميك الجسيمات في البلازما يخضع الى الحقول الكهربائية المطبقة والمنتجة داخل البلازما من طرف مكوناتها (أيون-أيون) و(ذرة-أيون)، التفاعلات الأساسية بينها هي تفاعلات كهروستاتيكي بالنسبة لجسيمات المشحونة أما بالنسبة لذرة-أيون فهو تفاعل ثنائي القطب وأيون، نستخدم في هذا العمل تفاعل ديباي غير الخطي وهو يحتوي على تصحيح من شكل كثير حدود لتفاعل ديباي الخطي، والنتائج عن حل معادلة بواسون للشحنة بدون الاعتبارات الاعتيادية (التزاوج الضعيف).

المعلومات المحتواة في الطيف لا تتعلق فقط بالفيزياء الذرية للذرة أو أيون المشع، تتعلق بفيزياء البلازما المحيطة بهذا الأيون. هذا التعلق هو نتيجة مباشرة لتفاعل بين أيون المشع (المصدر) والايونات القريبة.

تدرس حالة البلازما من خلال الاشعاع الكهرومغناطيسي الصادر عنها، إذ يجلل الطيف الصادر منها كيفية معرفة العناصر المكونة لها و كمييا لمعرفة خصائصها درجة الحرارة والكثافة، لذلك تعتبر الاطياف أداة مهمة لتشخيص حالة البلازما [2].

من المعروف أن أشكال خطوط الطيف الصادرة نتيجة لتفاعل الجسيمات فيما بينها ، يؤدي الى تعريضها، ومن الاسباب التي تؤدي الى تعريض الخطوط الطيفية تأثير الحقل الكهربائي الموضعي. لا يزال الى حد اليوم هذا الموضوع يشكل إنشغال الباحثين حيث يسعو لايجاد دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي منذ (Holtzmark) 1919.

في الواقع، حساب الحقل الكهربائي المجهرى في البلازما ينقسم الى جزئين:

- الأولى (التردد العالي) نتيجة إحصائية للإلكترونات ذات درجة حرارة عالية.

- الثاني (التردد المنخفض) توزيع على الايونات ذات درجة حرارة أقل. وهي حالة دراستنا.

تتضمن المذكرة فصلين هامين، الفصل الأول يحتوي على مدخل حول عموميات البلازما وتاريخها وسلوكها الجماعي، وأهم مقاديرها وتفاعل ديباي غير الخطي بالإضافة الى توضيح اهم التفاعلات الموجودة تفاعل أيون-أيون والتفاعل ذرة-أيون. أما بالنسبة للفصل الثاني دراسة نظرية حول دوال التوزيع الحقل المجهرى في البلازما مكونة من ايونات وذرات متعادلة من نفس النوع، حيث عرفنا النموذج النظري ثم النتائج والمقارنات وفي النهاية نقدم خلاصة عامة مع آفاق ممكنة لهذا البحث.

الفصل الأول

عموميات

1-1 مقدمة

سنعرض في هذا الفصل تعريف للبلازما والسلوك الجماعي لجسيمات البلازما، وأهم المقادير الواصفة للبلازما، طول ديبي (*Debye length*)، نصف قطر الكرة الإلكترونية (*electronsphereradius*) ومعامل التزاوج (*couplingparameter*) التي تلعب دوراً أساسياً في فيزياء البلازما. تستخدم كوحدة لسلم القياس لتمثيل كل القيم بدون وحدة، وتسمح أيضاً بالمقارنة القيم بالنسبة إلى النظام الفيزيائي وسنعرض هذه المقادير في النظام CGS.

سنتطرق أيضاً إلى التفاعلات بين مكونات البلازما (الأيونات، الذرات المتعادلة) بالنسبة إلى الإلكترونات فنعتبرها خلفية مستمرة حيث الأيونات والذرات المتعادلة تسبح داخل هذا الوسط، هذه التفاعلات تعطى بدلالة كمون ديبي غير خطي الذي تم استخراجها من معادلة الاستمرارية للشحنة باستخدام تقريب شبه-كسري لنقطتين (*quasifractional in two points*) (1991Martin و Pérez) بدون الافتراضات الخطية الاعتيادية (الطاقة الكامنة صغيرة جداً مقارنة بالطاقة الحركية).

1-2 تعريف البلازما والسلوك الجماعي

شوهدت البلازما أول مرة في أنبوبة كروكس من طرف السير وليام كروكس (Sir W. Crookes) سنة 1879

و سميت بالمادة المشعة، وفسرت طبيعتها من طرف الفيزيائي الإنجليزي السير جوزيف طومسون (J. Thomson) 1897.

وأدخل مصطلح البلازما على انه تجمع لجسيمات مشحونة لأول مرة سنة 1929 من طرف إ. لا نغمور (I.Langmuir) ول.

تونكس (L. Tonk) عند دراستهما للظواهر المرافقة للانفراغ الكهربائي للغازات [1].

يمكن تعريف البلازما بصفة أولية على انها غاز مؤين جزئيا مؤلف من عدد كبير من الايونات موجبة الشحنة والالكترونات سالبة الشحنة بأعداد متساوية تقريبا (تتميز البلازما بانها معتدلة كهربائيا) وأيضا على ذرات متعادلة ذات سلوك جماعي. ان احتواء البلازما على الجسيمات المشحونة متبادلة التأثير بقوة كولوم هو المحدد لخواصها المميزة التي تسمح بتعريف البلازما كحالة رابعة للمادة عن طريق رفع درجة الحرارة للحالة الصلبة ثم السائلة والحالة الغازية على الترتيب، حيث تكون الحالات الثلاثة المألوفة معتدلة كهربائيا لا تتأثر بأي قوة كهرومغناطيسية (نصف قطر التفاعل صغير جدا)، تتحرك الذرة في خط مستقيم حتى تصطدم بذرة أخرى وهذا التصادم يحدد وجهة الحركة. أما في حالة البلازما حيث تحتوي على جسيمات مشحونة (التفاعل المتبادل ذو مدى تأثير كبير جدا) وعند حركتها تنشأ تجمعات موضوعية لشحنات الموجبة أو السالبة التي تؤدي بدورها الى خلق حقول كهربائية وبحركة الجسيمات المشحونة والذرات المعتدلة تشأ حقول كهرومغناطيسية، وهذه الحقول تؤثر على باقي الجسيمات وهو ما يشرح السلوك الجماعي [2].

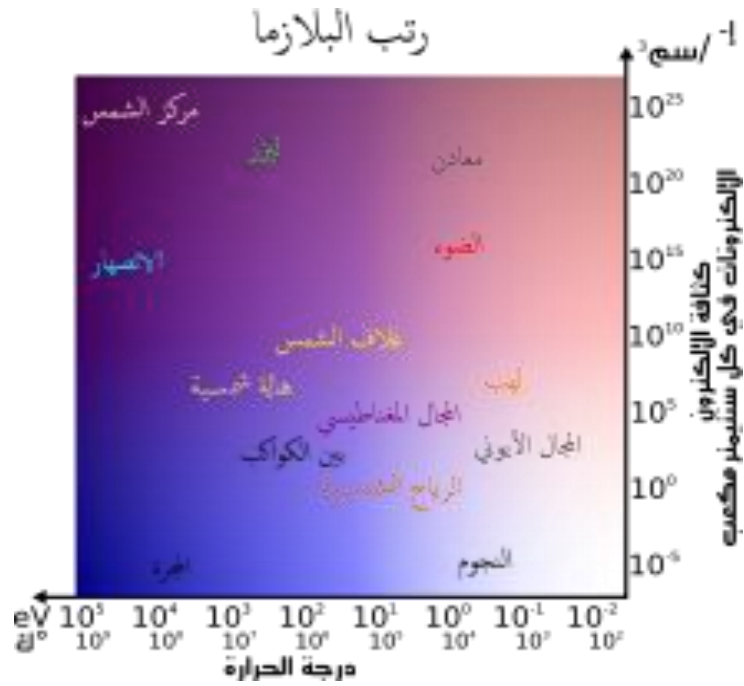
البلازما هي الحالة الأكثر شيوعا في الطبيعة اذ انها تشكل حوالي 99% من الجزء المرئي من الكون ونستخدم لدراسة طبيعة البلازما المعقدة معظم القوانين الفيزيائية (الميكانيك الكلاسيكي، النظرية الكهرومغناطيسية والميكانيك الاحصائي [1 - 3]).

يمكن وصف البلازما بوسيطين أساسيين هما الكثافة الإلكترونية n_e (عدد الإلكترونات في وحدة الحجم) وطاقة الإثارة

الحرارية $K_B T_e$. حيث يتغير الوسيط الأول على مدى 28 مرتبة من 1cm^{-3} الى 10^{28}cm^{-3} أما الثاني فيمكن أن يتغير على

مدى سبع مراتب من 0.1eV الى 10^6eV [3].

يوضح الشكل 1.1 رتب البلازما المختلفة للكثافة الالكترونية كتابع لدرجة الحرارة.



الشكل 1.1 مخطط درجة الحرارة والكثافة الالكترونية لمختلف أنواع من البلازما.

1-3 المقادير العامة

1-3-1 طول ديبياي الأيوني

يعرف طول ديبياي الأيوني على أنه المسافة التي يتم عندها الحجب الكولومي لأي تأثير شحنة كهربائية في البلازما او

بصيغة أخرى هو المسافة الحرجة التي تظهر الخاصية الجماعية، ويصاغ رياضيا بالعلاقة التالية [5][6]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n_e (Ze)^2}} \quad (1.1)$$

حيث ان:

K_B : ثابت بولتزمان.

T_e : درجة الحرارة المطلقة (بالكلفن K).

e : القيمة المطلقة لشحنة الالكترون.

n_e الكثافة الايونية للبلازما تعطى بـ (cm^{-3}).

يمكن فهم هذه المسافة نتصور شحنة موجبة تحيط بها إلكترونات تخضع هذه الأخيرة لقوتين متعاكستين، قوة التجاذب الكولومبي التي تؤثر بها الشحنة الموجبة وأخرى سببها تجميع الإلكترونات الحرارية (تدرج الضغط)، ويضمن التوازن بين هاتين القوتين عدم اتحاد الشحنة الموجبة والسالبة في البلازما، وتتكون في هذه الحالة سحابة من الإلكترونات حول كل ايون، وتقوم بدور حاجز كهروستاتيكي في وجه الشحنات السالبة الموجودة خارج السحابة.

1-3-2 نصف قطر الكرة الإلكترونية

المسافة المتوسطة بين إلكترونين r_0 وتعطى بالعلاقة [5][6]:

$$\left(\frac{4}{15}\right) (2\pi)^{3/2} n_e r_0^3 = 1 \quad (1.2)$$

1-3-3 معامل التزاوج

يمثل النسبة بين الطاقة الكامنة المتوسطة والطاقة الحركية المتوسطة للجسيمات وهو يساعد على معرفة مدى التزاوج بين

جسيمات البلازما ويصاغ بالعلاقة التالية [7][8]:

$$\Gamma = \frac{\text{الطاقة الكامنة المتوسطة}}{\text{الطاقة الحركية المتوسطة له}} = \frac{(Ze)^2}{K_B T_e r_0} \quad (1.3)$$

عندما تكون $\Gamma \ll 1$ فالطاقة الحركية الدور الأكبر في وصف سلوك الجسيمات أي أن التزاوج بين هذه الجسيمات ضعيف ويقال عن البلازما أنها مثالية، أما عندما يكون $\Gamma \geq 1$ فان ذلك يدل على أن التزاوج شديد.

نستطيع أن نستخدم قطر ديباي بدل نصف قطر الكرة الأيونية ويصبح معامل التزاوج:

$$F = \frac{(Ze)^2}{K_B T_e \lambda_D} \quad (1.4)$$

ندخل معامل الارتباط:

$$v = \frac{r_0}{\lambda_D} \quad (1.5)$$

يعطى معامل الارتباط الحد الفاصل بين التفاعل الضعيف والتفاعل القوي بالشرط $v=1$ حيث:

$v > 1$ تفاعل ضعيف.

$v < 1$ تفاعل قوي.

بتعويض المعادلة (1.1) و(1.2) و(1.3) و (1.4) نحصل على:

$$\Gamma = \frac{\left(\frac{4}{15}\right) (2\pi)^{3/2}}{\lambda_D^2 4\pi r_0} r_0^3 = \left(\frac{2}{15}\right) (2\pi)^{1/2} v^2 = \frac{v^2}{3} \quad (1.6)$$

$$F = \frac{\left(\frac{4}{15}\right) (2\pi)^{3/2}}{\lambda_D^2 4\pi \lambda_D} r_0^3 = \left(\frac{2}{15}\right) (2\pi)^{1/2} v^3 = \frac{v^3}{3} \quad (1.7)$$

4-1 تفاعل ديبي غير الخطي

نفرض أن كل أيون ذو الشحنة Ze والخلفية المستمرة المنتظمة للإلكترونات تتفاعل كل منهما مع أيون مركزي (شائبة) Z_1e (خلال دراستنا سنأخذ الأيون المركزي نفس النوع من الأيونات المولدة للكمون $Z_1 = Z = 1$ بواسطة الكمون المتوسط $\varphi(r)$ فقط، وبإهمال الفعل الكومومي، فإن هذا الكمون يعطى اعتماداً على معادلة بواسون لكثافة الشحنة $\rho(r)$ التالية [7]:

$$\nabla^2 \varphi(r) = -4\pi\rho(r) = 4\pi Z e n_0 - 4\pi Z e n_0 \exp\left(-\frac{Ze\varphi(r)}{K_B T}\right) - 4\pi Z_1 e \delta(r) \quad (1.8)$$

تمثل معادلة تفاضلية غير خطية، الهدف من هذا الجزء هو إيجاد حل تقريبي نظري للمعادلة (1.8) بدون الافتراضات الخطية الاعتيادية (الطاقة الكامنة صغيرة جداً مقارنة بالطاقة الحركية)، وذلك عن طريق تقنية تقريب شبه-كسري (*quasifractional*) (in two points) لنقطتين (Pérez و Martin 1991) [7].

نضع الكمون $\varphi(r)$ كتراكيب لكمون الناتج عن الأيون المركزي والكمون الناتج عن الشحن المحاطة بالأيون المركزي أي:

$$\varphi(r) = \frac{Z_1 e}{r} + V(r)$$

وبإدخال المقادير بدون بعد التالية:

$$Y(r) = \frac{ZeV(r)}{K_B T}, \quad F = \frac{Z_1 Z e^2}{\lambda_D K_B T}$$

$$x = \frac{r}{\lambda_D}, \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n_0 (Ze)^2}}$$

تصبح المعادلة (1.2) على الشكل :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \left(\frac{Z_1 e}{r} + V(r) \right) &= \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \left(\frac{Z_1 e}{r} + V(r) \right) \right) \\ &= 4\pi Z e n_0 \left(1 - \exp \left(-\frac{Z_1 Z e^2}{k_B T \frac{r}{\lambda_D} \lambda_D} - \frac{Z e V(r)}{K T} \right) \right) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dY}{dx} \right) = 1 - \exp \left(-\frac{F}{x} - Y(x) \right) \quad (2.2)$$

أين $Y(x)$ يحقق الشروط الحدية التالية:

$$Y(0) = C_0, \quad Y(\infty) \simeq -\frac{F}{x} \quad (3.2)$$

بوضع: $Y(x) = \frac{F}{x} \tilde{y}(x)$ ، تصبح المعادلة (2.2) كما يلي:

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{F}{x} \tilde{y}(x) \right) \right) = 1 - \exp \left(-\frac{F}{x} - \frac{F}{x} \tilde{y}(x) \right)$$

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(-F \tilde{y}(x) + F x \frac{d\tilde{y}}{dx} \right) = \frac{F}{x} \frac{d^2 \tilde{y}}{dx^2} = 1 - \exp \left(-\frac{F}{x} (1 + \tilde{y}(x)) \right)$$

$$\tilde{y}'' = \frac{x}{F} \left[1 - \exp \left(-\frac{F}{x} (1 + \tilde{y}(x)) \right) \right] \quad (4.2)$$

لبناء حل تقريبي صالح من اجل كل قيم x في المجال $[0, \infty]$ ، من الضروري إيجاد حل للمعادلة التفاضلية عند الحدود $F \gg x$

و $F \ll x$ من الملائم وضع متغيرات أخرى:

$$s = \frac{x}{F}, \quad y(s) = \tilde{y}(Fs)$$

فتصبح المعادلة (4.2):

$$\frac{1}{F^2} \frac{d^2}{ds^2} \tilde{y}(Fs) = s \left[1 - \exp \left\{ -\frac{1}{S} (1 + \tilde{y}(Fs)) \right\} \right]$$

$$\frac{d^2 y(s)}{ds^2} = y''(s) = F^2 s \left[1 - \exp \left(-\frac{1 + y(s)}{s} \right) \right] \quad (5.2)$$

حيث الشروط الحدية التالية:

$$y(s \rightarrow 0) = 0, \quad y(s \rightarrow \infty) = -1, \quad y'(s \rightarrow 0) = Y(0) = C_0 \quad (6.2)$$

من اجل قيم صغيرة للمتغير s يمكن تقريب المعادلة (5.2) الى الصيغة:

$$s \rightarrow 0, \quad y(0) = 0 \rightarrow y_1''(s) = F^2 s \quad (7.2)$$

باستخدام الشروط الحدية (6.2)، حل المعادلة التفاضلية (5.2) يعطى:

$$y_1'(s) = \frac{F^2 s^2}{2} + K_1, \quad y_1'(s \rightarrow 0) = C_0 = K_1$$

$$y_1(s) = \frac{F^2 s^3}{6} + C_0 s + K_2, \quad y_1(s \rightarrow 0) = 0 = K_2$$

$$y_1(s) = \frac{F^2 s^3}{6} + C_0 s \quad (8.2)$$

من أجل $s \rightarrow \infty$ تأخذ المعادلة (5.2) الشكل التقريبي التالي:

$$s \rightarrow \infty \rightarrow \exp\left(-\frac{1 + y_2(s)}{s}\right) \simeq 1 - \frac{1 + y_2(s)}{s}$$

$$y_2''(s) \simeq F^2 s \left[1 - 1 + \frac{1 + y_2(s)}{s} \right] \simeq F^2 [1 + y_2(s)]$$

حل هذه المعادلة التفاضلية من الشكل:

$$y_2(s) = C_1 \exp(-Fx) + C_2 \exp(+Fx) - 1$$

$$y_2(s \rightarrow \infty) = 0 \Rightarrow y_2 = C_1 \exp(-Fx) - 1$$

لدينا الآن كل المعلومات الضرورية لتطبيق التقريب الشبه-كسري (*quasifractional approximant*) وصياغة الحل الصحيح $y(s)$ للمعادلة (5.2)، حيث عبارة $y(s)$ يجب ان تعطى عند الحدود $s \rightarrow 0$ و $s \rightarrow \infty$ الدوال $y_1(s)$ و $y_2(s)$ على الترتيب من أجل ذلك نفرض الحل على الشكل:

$$y(s) = \frac{1 + P_1 s + P_2 s^2 + P_3 s^3}{(1 + s)^3} \exp(-Fs) - 1 = g(s) \exp(-Fs) - 1 \quad (9.2)$$

$$g(s) = \frac{1 + P_1 s + P_2 s^2 + P_3 s^3}{(1 + s)^3}$$

لإيجاد المعاملات P_1, P_2, P_3 نقوم بنشر $y(s)$ من الدرجة الثالثة عند $s = 0$ وبمقارنة هذا النشر مع $y_1(s)$ نجد:

$$\exp(-Fs) \simeq 1 - Fs + \frac{F^2 s^2}{2} - \frac{F^3 s^3}{6}$$

$$(1 + s)^{-3} \simeq 1 - 3s + 6s^2 - 10s^3$$

$$\begin{aligned} y(s) &= (1 - 3s + 6s^2 - 10s^3)(1 + P_1 s + P_2 s^2 + P_3 s^3) \left(1 - Fs + \frac{F^2 s^2}{2} - \frac{F^3 s^3}{6} \right) - 1 \\ &= 1 + P_1 s + P_2 s^2 + P_3 s^3 - Fs - FP_1 s^2 - FP_2 s^3 + \frac{F^2}{2} s^2 + \frac{F^2}{2} P_1 s^3 - 3s \\ &\quad - 3P_1 s^2 - 3P_2 s^3 + 6s^2 + 6P_1 s^3 - 10s^3 - 1 = \frac{F^2 s^3}{2} + C_0 s \end{aligned}$$

بالمقارنة نحصل على [7]:

$$P_1 = 3 + F + C_0$$

$$P_2 = 3 + 3F + \frac{1}{2}F^2 + (3 + F)C_0$$

$$P_3 = 1 = 3F + \frac{5}{3}F^2 + \frac{1}{6}F^3 + \left(3 + 3F + \frac{1}{2}F^2\right)C_0$$

المعاملات P_i تتعلق بالمعامل F والثابت C_0 . أيضا يمكننا إيجاد التقريب *quasifractional* للثابت C_0 تعتمد العملية على إيجاد

حل للمعادلة (2.2) عند $F \leftarrow 0$ و $F \leftarrow \infty$.

عند $F \leftarrow 0$ تكتب المعادلة (4.2) كما يلي:

$$\frac{d^2\tilde{y}(x)}{dx^2} = \frac{x}{F} \left[1 - 1 + \frac{F}{x} (1 + \bar{y}(x)) \right]$$

$$\tilde{y}''(x) = 1 + \tilde{y}(x)$$

معادلة تفاضلية حلها من الشكل:

$$\tilde{y}(x) = \exp(-x) - 1$$

$$Y(x) = \frac{F}{x} [\exp(-x) - 1]$$

باستخدام الشروط الابتدائية (3.2) نجد ان:

$$Y(0) = C_0 \simeq -F$$

عندما $F \leftarrow \infty$ أي $S = \frac{x}{F} \leftarrow 0$ ، الحل الموافق للمعادلة (7.2) يعطى:

$$x = SF \Rightarrow Y(x) \simeq \frac{x^2}{6} + C_0 = Y_a(x)$$

ومن جهة ثانية $x \leftarrow \infty$ وباستخدام الشروط الحدية (3.2) نجد:

$$Y(x) = \frac{-F}{x} = Y_b(x)$$

باستخدام $Y_b(x) = Y_a(x)$ و $Y_b'(x) = Y_a'(x)$ نجد أن:

$$c_0 = -\left(\frac{3^{\frac{2}{3}}}{2}\right)F^{\frac{2}{3}}$$

باستخدام القيم الحدية لـ C_0 عند $F \leftarrow 0$ و $F \leftarrow \infty$ ، نستطيع ان نفرض علاقة بإتباع تقريب *quasifractional* من أجل أي قيمة لـ F :

$$C_0 = -F / \left(1 + \left(\frac{8}{9}F\right)^\alpha\right)^{\frac{1}{3\alpha}}$$

أين قيمة α نحسب عدديا وتأخذ قيمتها $\alpha = \frac{3}{5}$ عند تعويض قيم الحل نحصل في الاخير على [4]:

$$\begin{aligned} \tilde{y}''(s) &= \frac{x}{F} [1 - \exp(-\frac{F}{x} (1 + g(s) \exp(-FS) - 1))] \\ &= \frac{x}{F} [1 - \exp(-\frac{F}{x} g(s) \exp(-FS))] \end{aligned}$$

لدينا:

$$Y(r) = \frac{Z_e V(r)}{kT} \rightarrow \frac{kT}{Z_e} Y(r) + \frac{z_1 e}{r} = \varphi(r)$$

وفي الاخير نحصل على قيمة الكمون:

$$\begin{aligned} \varphi(r) &= \frac{K_B T}{Z_e} \left(\frac{F \lambda_D}{r}\right) [g(s) \exp(-Fs) - 1] + \frac{z_1 e}{r} \\ &= \frac{K_B T}{Z_e} \frac{Z_1 Z_e^2}{\lambda_D K_B T} \left[\frac{\lambda_D}{r}\right] \left[g(s) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) - 1\right] + \frac{z_1 e}{r} \\ \varphi(r) &= \frac{z_1 e}{r} g(s) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \end{aligned} \quad (10.2)$$

1-4-1 تفاعل أيون-أيون

التفاعل عند مسافات كبيرة بين جسيمين مشحونين بـ $Z_1 e$ و $Z_2 e$ يأخذ الصيغة التالية [5][7]:

$$v_{12}(r) = \frac{z_1 z_2 e^2}{r} g(s) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \quad (10.2)$$

$$g(s) = \frac{1 + P_1 s + P_2 s^2 + P_3 s^3}{(1 + s)^3}, \quad s = r/F\lambda_D$$

و الحقل الكهربائي الناتج عن الشحنة $Z_1 e$ عند الشحنة $Z_2 e$ يساوي:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\frac{1}{Z_2 e} \vec{\nabla} v_{12}(r) \rightarrow E_i = -\frac{d}{dr} \left(\frac{z_1 e}{r} g(s) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \right) \\ &= \frac{z_1 e}{r^2} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \left[\left(1 + \frac{r}{\lambda_D}\right) g(s) - r \frac{dg(s)}{dr} \right] \end{aligned}$$

$$E_i = \frac{z_1 e}{r^2} K(s) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right)$$

حيث :

$$K(s) = \left(1 + \frac{r}{\lambda_D}\right) g(s) - r \frac{dg(s)}{dr} \frac{ds}{\partial ds} = (1 + sF)g(s) - s \frac{dg(s)}{ds}$$

$$\frac{dg(s)}{ds} = \frac{p_1(1 - 2s) + p_2(2s - s^2) + 3p_3 s^2 - 3}{(1 + s)^4}$$

2-4-1 تفاعل متعادل-أيون

عندما يكون أيون ذو شحنة Ze موجود على مسافة كبيرة من ذرة متعادلة، فكمون التفاعل يعود أساساً إلى آلية ثنائي القطب،

حيث ينشأ الأيون على مسافة r حقل كهربائي [5]:

$$\vec{E} = \frac{Ze}{r^2} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) K(s) \frac{\vec{r}}{r}$$

سيقوم هذا الحقل الكهربائي باستقطاب الذرة المتعادلة، ويولد عندها عزم ثنائي القطب من الشكل:

$$\vec{P} = \alpha \vec{E} = \frac{\alpha Ze}{r^2} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) K(s) \frac{\vec{r}}{r}$$

حيث α إستقطابية (polarisability) الذرة المتعادلة (من أجل الذرة $\alpha \simeq R^3$ أين R نصف قطر الذرة). هذا الثنائي

القطب \vec{P} بدوره يخلق كمون حوله من الشكل:

$$v_n = \frac{P}{r^2} g(s) \left(-\frac{r}{\lambda_D} \right) \cos(\vec{r}, \vec{P}) = \frac{\alpha Ze}{r^4} \exp\left(-2 \frac{r}{\lambda_D}\right) g(s) K(s) \cos(\vec{r}, \vec{P})$$

وطاقة التفاعل بين ثنائي القطب \vec{P} والشحنة Ze حيث $\cos(\vec{r}, \vec{P}) = 1$:

$$v_{in} = \frac{\alpha(Ze)^2}{r^4} g(s) K(s) \exp\left(-2 \frac{r}{\lambda_D}\right)$$

الحقل الكهربائي الناتج عن ثنائي القطب عند الايون (Ze) :

$$\begin{aligned} \vec{E}_n &= -\frac{1}{Ze} \vec{\nabla} v_{in}(r) \rightarrow E_n = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\alpha Ze}{r^4} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) K(s) \right) \\ &= +\frac{4\alpha Ze}{r^5} \exp\left(-2 \frac{r}{\lambda_D}\right) K(s) g(s) + \frac{2}{\lambda_D} \frac{\alpha Ze}{r^4} \exp\left(-2 \frac{r}{\lambda_D}\right) g(s) K(s) \\ &\quad - \frac{\alpha Ze}{r^4} \exp\left(-2 \frac{r}{\lambda_D}\right) g(s) \frac{dK(s)}{dr} - \frac{\alpha Ze}{r^4} \exp\left(-2 \frac{r}{\lambda_D}\right) K(s) \frac{dg(s)}{dr} \\ &= \frac{2\alpha Ze}{r^5} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \left[K(s) g(s) \left(2 + \frac{r}{\lambda_D}\right) - r g(s) \frac{dK(s)}{dr} - r K(s) \frac{dg(s)}{dr} \right] \\ E_n &= \frac{2\alpha Ze}{r^5} \exp\left(-2 \frac{r}{\lambda_D}\right) \left[K(s) g(s) (2 + Fs) - s g(s) \frac{dK(s)}{ds} - s K(s) \frac{dg(s)}{ds} \right] \end{aligned}$$

بحيث:

$$\begin{aligned} \frac{dK(s)}{ds} &= Fg(s) + Fs \frac{dg(s)}{ds} - s \frac{d^2g(s)}{ds^2} \\ \frac{dg(s)}{ds} &= \frac{p_1(1-2s) + p_2(2s-s^2) + 3p_3s^2 - 3}{(1+s)^4} \\ \frac{d^2g(s)}{ds^2} &= \frac{p_1(-6+6s) + p_2(2-8s+2s^2) + p_3(6s-6s^2) - 12}{(1+s)^5} \end{aligned}$$

5-1 خلاصة

اعتمادا على تفاعل ديبي غير الخطي المستخرج من علاقة الاستمرارية للشحنة دون الافتراضات الخطية الاعتيادية (الطاقة الكامنة

صغيرة جدا مقارنة بالطاقة الحركية)، وذلك عن طريق تقنية تقريب شبه-كسري، قمنا بحساب الحقل الكهربائي الناتج عن أيون

وأبضا الناتج عن ذرة متعادلة (ثنائي القطب)، تعتمد العلاقات على وسائط البلازما.

الفصل الثاني

النموذج النظري لحساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي

المجهري باستخدام تفاعل ديبي غير خطي لبلازما ضعيفة

التأين

1-2 مقدمة

إن حساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي المجهري (The electrical microfield distribution function) في البلازما

تعتبر من المواضيع الهامة جدا في حل ومعالجة مسائل عديدة، و خاصة تلك التي تتعلق بحساب تعريض خطوط الطيف الصادرة

من الأيونات في البلازما، حساب دالة التوزيع درس لأول مرة من طرف holtsmark سنة 1919، حيث أهمل الارتباط بين

الأيونات المولدة للحقل الكهربائي (نموذج الجسيمات المستقلة)، توالى بعدها الأعمال حتى الوقت الحاضر بتقريبات مختلفة أغلبها تعتمد على تفاعل ديباي الخطي بين الأيونات أو تفاعل كولوم.

النموذج الذي سوف نقوم بحساب النظري لدالة توزيع الحقل الكهربائي، وذلك عن طريق حساب الحقل الكهربائي المجهرى الناتج عن تفاعل ديباي غير خطي بين الأيونات المشحونة المكونة للبلازما ذات مركب واحد OCP مع الشائبة، بالإضافة الى تفاعل ديباي غير خطي بين الذرات المتعادلة والشائبة الأيونية، على اعتبار أن البلازما ضعيفة التأين.

علاقات دالة التوزيع أخذت من المراجع بالنسبة الى حالة الايونات فقط في بلازما وحيدة المركب او متعددة، واضفنا عليها تصحيح حالة وجود ذرات متعادلة مع ايونات.

2-2 النموذج النظري

نحسب الحقل الكهربائي المجهرى المؤثر على الشائبة شحنتها $Z_1 e$ موضوعة عند المبدأ، هذا الحقل ناتج من طرف مجموع ايونات البلازما ذات الشحنة Ze (نأخذ الحالة $Z = Z_1 = 1$) وكثافة n_i (عدد الايونات N_i في وحدة الحجم) و الذرات المتعادلة (ثنائي القطب) ذات استقطابية α وكثافة n_n (عدد الذرات المتعادلة N_n في وحدة الحجم) تسبج في وسط مستمر منتظم مشحون سلبا بكثافة n_e ، النظام ذو مركب واحد (الايونات هي نفس نوع الذرات) ومتعادل كهربائيا و في توازن ترووديناميكي. يوصف التفاعل بين الايون الشائب ومكونات البلازما (ذرات متعادلة وايونات) بواسطة تفاعل ديباي غير خطي المستخرج في الفصل الأول، وتكتب العلاقات في الميكانيك الإحصائي.

ندخل معامل التركيز p للأيونات في البلازما:

$$p = \frac{n_i}{n_i + n_n}$$

وبما ان البلازما متعادلة كهربائيا و $Z = 1$ يكون لدينا:

$$n_i = n_e, \quad n_n = n_e \frac{(1-p)}{p}$$

الحقل الكهربائي الكلي المؤثر على الشحنة الشائبة:

$$\vec{E} = \sum_j^{N_i} \vec{E}_i^j + \sum_k^{N_n} \vec{E}_n^k$$

\vec{E}_i^j الحقل الكهربائي الناتج عن الايون j .

\vec{E}_n^k الحقل الكهربائي الناتج عن الذرة المتعادلة k .

نعرف دالة توزيع الحقل المجهرى الكهربائي $W(\vec{E})$ على انها كثافة الاحتمال لإيجاد الحقل الكهربائي \vec{E} يساوي \vec{E} عند المبدأ، إذا اعتبرنا ان النظام يوصف بالميكانيك الاحصائي الكلاسيكي فإن $W(\vec{E})$ تعطى بالعلاقة [12,9]:

$$W(\vec{E}) = \langle \delta(\vec{\epsilon} - \vec{E}) \rangle \quad (2.1)$$

المعترض $\langle \dots \rangle$ يمثل القيمة المتوسطة عند التوازن.

نأخذ تحويل فورييه $F(\vec{k})$ لـ $W(\vec{E})$ ، المعرف بالعلاقة التالية [7][8]:

$$F(\vec{k}) = \int \exp(i\vec{k} \cdot \vec{E}) W(\vec{E}) d\vec{E} = \int \exp(i\vec{k} \cdot \vec{E}) \langle \delta(\vec{\epsilon} - \vec{E}) \rangle d\vec{E}$$

$$F(\vec{k}) = \langle \exp(i\vec{k} \cdot \vec{E}) \rangle \quad (2.2)$$

والتحويل العكسي:

$$W(\vec{E}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{E}) F(\vec{k}) d\vec{k} \quad (2.3)$$

يسمى $F(\vec{k})$ طيف الدالة (*spectral function*) ويساوي [9][10]:

$$F(\vec{k}) = \exp(n_i h_i(\vec{k}) + n_n h_n(\vec{k})) \quad (2.4)$$

حيث $n_i h_i(\vec{k})$ توزيع الحقل المجهرى الفعلي الناتج عن الايونات:

$$\begin{aligned} n_i h_i(\vec{k}) &= n_i \int (\exp(i\vec{k} \cdot \vec{E}_i) - 1) d\vec{r} = n_i 2\pi \int (\exp(ikE_i \cos\theta) - 1) r^2 dr d\cos\theta \\ &= 4\pi n_i \int_0^\infty \left(\frac{\sin(kE_i)}{kE_i} - 1 \right) r^2 dr \end{aligned} \quad (2.5)$$

و $n_n h_n(\vec{k})$ توزيع الحقل المجهرى الفعلي الناتج عن الذرات المتعادلة:

$$\begin{aligned}
n_n h_n(\vec{k}) &= n_n \int (\exp(i\vec{k} \cdot \vec{E}_n) - 1) d\vec{r} = n_n 2\pi \int (\exp(ikE_n \cos\theta) - 1) r^2 dr d\cos\theta \\
&= 4\pi n_n \int_0^\infty \left(\frac{\sin(kE_n)}{kE_n} - 1 \right) r^2 dr
\end{aligned} \tag{2.6}$$

نقوم باستخدام المتغيرات بدون بعد:

$$y = \frac{r}{r_0}, \quad x = kE_0, \quad \bar{E} = \frac{E}{E_0},$$

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha}{r_0}, \quad s = \frac{yv}{F}$$

بعد بعض الحسابات مع أخذ الحقل الكهربائي في الوحدة $E_0 = \frac{e}{r_0^2}$

$$\bar{E}_i = \frac{E_i}{E_0} = \frac{1}{y^2} k(s) \exp(-vy) \tag{2.7}$$

$$n_i h_i(x) = \frac{15}{2} \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int_0^\infty \left(\frac{\sin \bar{E}_i x}{\bar{E}_i x} - 1 \right) y^2 dy \tag{2.8}$$

وأيضاً:

$$\bar{E}_n = \frac{E_n}{E_0} = \frac{2\bar{\alpha}}{y^5} \exp(-2vy) \left[K(s)g(s)(2 + Fs) - sg(s) \frac{dK(s)}{ds} - sK(s) \frac{dg(s)}{ds} \right] \tag{2.9}$$

$$n_n h_n(x) = \frac{(1-p)}{p} \frac{15}{2} \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int_0^\infty \left(\frac{\sin \bar{E}_n x}{\bar{E}_n x} - 1 \right) y^2 dy \tag{2.10}$$

فتصبح العلاقة (2.4):

$$F(x) = \exp(n_i h_i(x) + n_n h_n(x))$$

$$= \exp\left(\frac{15}{2} \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int_0^{\infty} \left(\frac{\sin \bar{E} x}{\bar{E} x} - 1\right) y^2 dy\right) + \frac{(p-1) 15}{p} \frac{1}{2} \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int_0^{\infty} \left(\frac{\sin \bar{E}_n x}{\bar{E}_n x} - 1\right) y^2 dy \quad (2.11)$$

باستخدام الإحداثيات الكروية تصبح علاقة التحويل العكسي $W(\vec{E})$ و نأخذ $\beta = \frac{E}{E_0}$

$$W(\vec{E}) = \frac{2\pi}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \exp(ikE \cos\theta) F(x) k^2 \sin\theta d\theta dk$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} \frac{\sin(kE)}{kE} F(x) k^2 dk$$

$$W(\vec{E}) = \frac{1}{E_0^3 (2\pi)^2} \int_0^{\infty} \frac{\sin(x\beta)}{\beta x} F(x) x^2 dx \quad (2.12)$$

ندخل كثافة الاحتمال للحقل الكهربائي:

$$p(E) = 4\pi E^2 W(\vec{E})$$

$$= \frac{4\pi E^2}{E_0^3} \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} \frac{\sin(x\beta)}{\beta x} F(x) x^2 dx$$

$$H(\beta) = E_0 P(E) = \frac{2\beta}{\pi} \int_0^{\infty} \sin(x\beta) F(x) x dx \quad (2.13)$$

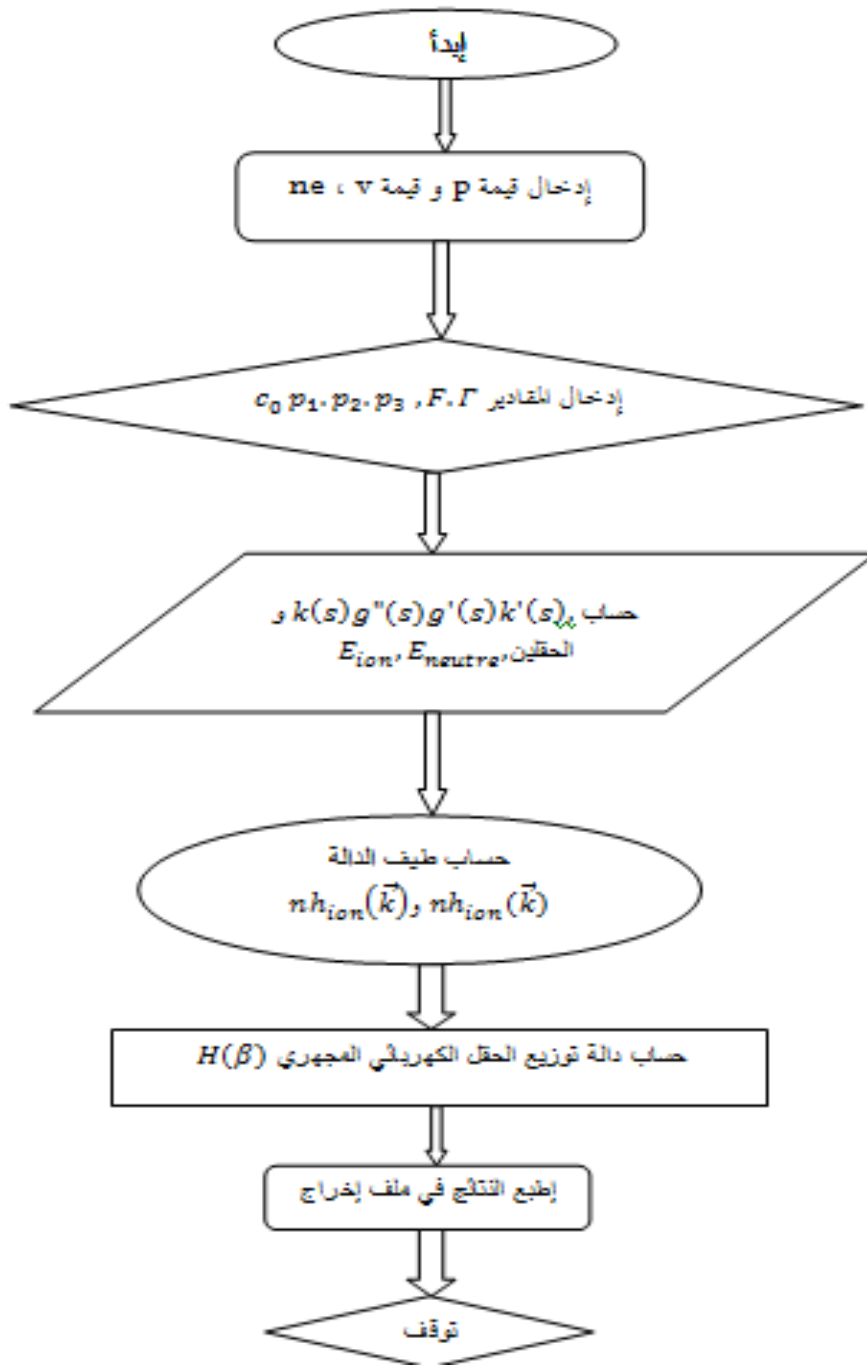
هذه الدالة بدون ابعاد تحقق شرط الانتظام:

$$\int_0^{\infty} H(\beta) d\beta = 1 \quad (2.14)$$

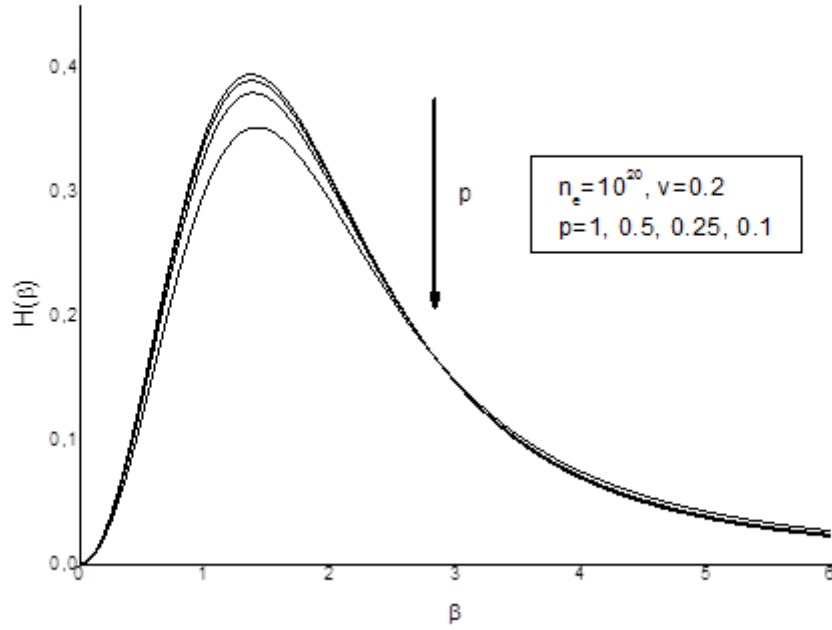
3-2 النتائج والمناقشة.

نقوم بحساب $n_i h_i(x)$ للأيونات من العلاقة (2.8) بعد تعويض الحقل الكهربائي الناتج من الأيونات المحسوب من كمون ديبي غير الخطي المعطى بالعلاقة (2.7) وأيضاً حساب $n_n h_n(x)$ للذرات المتعادلة من العلاقة (2.10) بعد تعويض الحقل الكهربائي الناتج من الذرات المتعادلة (ثنائي القطب) المحسوب من كمون ديبي غير الخطي المعطى بالعلاقة (2.9).

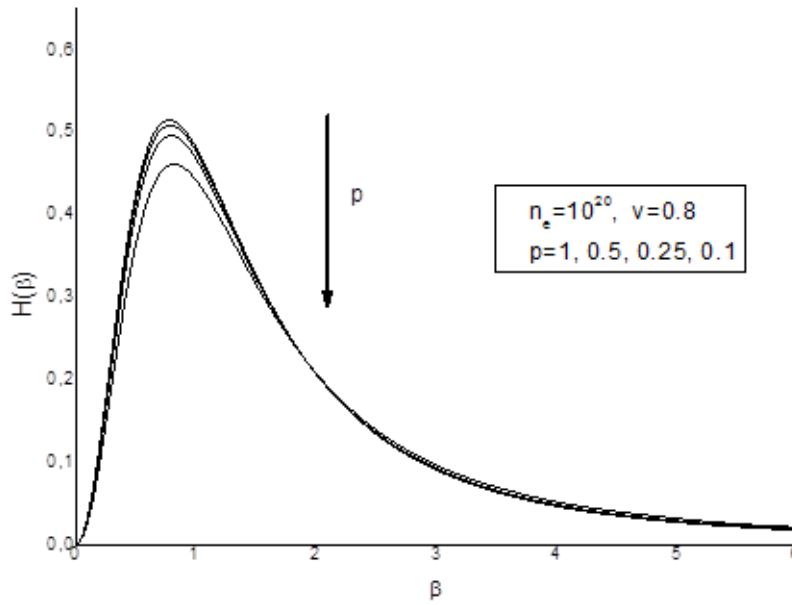
نعوض جميع العلاقات السابقة في العلاقة (2.13) لحساب $H(\beta)$. يوضح الشكل 1.3 سير برنامج الفورترن لحساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي.



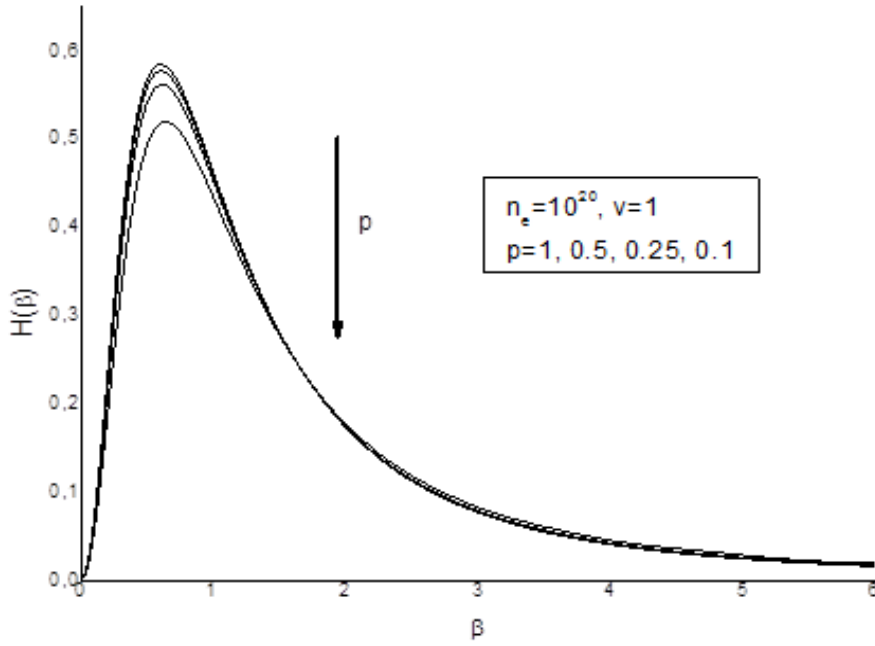
الشكل 1.2 مخطط سير عملية برنامج حساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي.



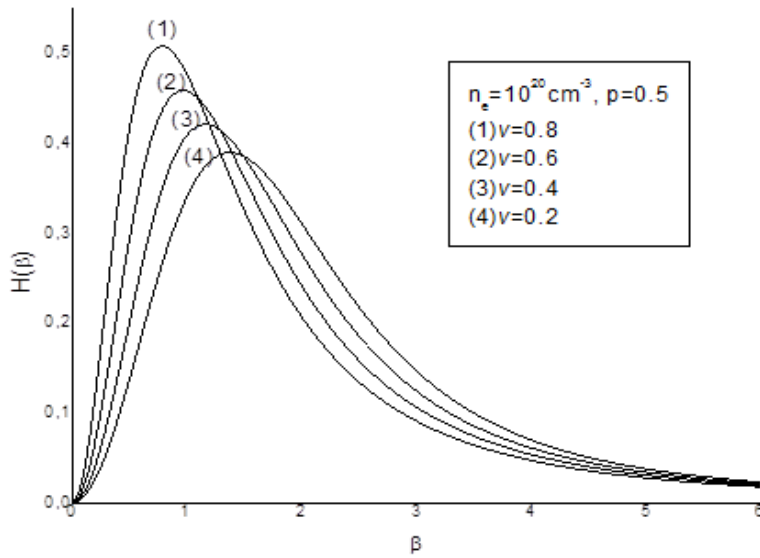
الشكل 2.2 مقارنة بين دالة التوزيع الحقل الكهربائي $H(\beta)$ من اجل $\nu = 0.2$ ، والكثافة $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ لمختلف قيم التركيز $p = 1, 0.25, 0.5, 0.1$



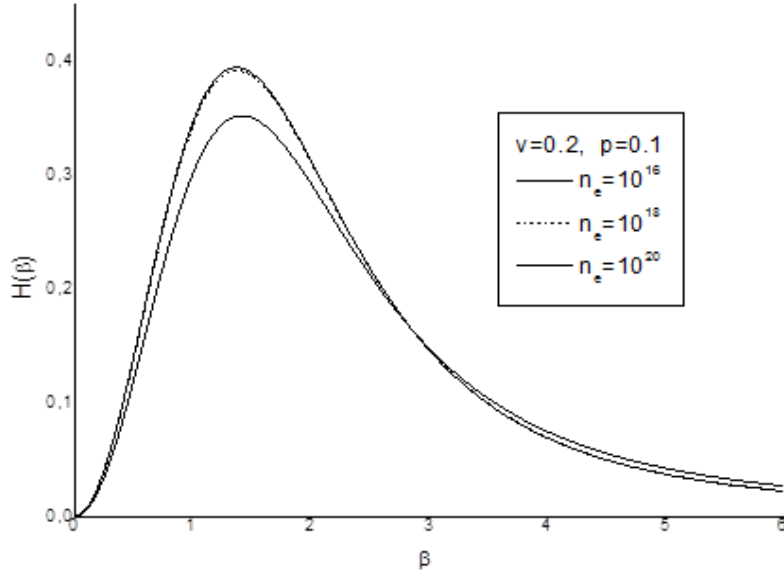
الشكل 3.2 مقارنة بين دالة التوزيع الحقل الكهربائي $H(\beta)$ من اجل $\nu = 0.8$ ، والكثافة $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ لمختلف قيم التركيز $p = 1, 0.25, 0.5, 0.1$



الشكل 4.2 مقارنة بين دالة التوزيع الحقل الكهربائي $H(\beta)$ من اجل $\nu = 1$ ، والكثافة $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ لمختلف قيم التركيز $p = 1, 0.25, 0.5, 0.1$



الشكل 5.2 مقارنة بين دالة التوزيع الحقل الكهربائي $H(\beta)$ من اجل $p = 0.5$ ، والكثافة $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ لمختلف قيم معامل الارتباط $\nu = 0.8, 0.6, 0.4, 0.2$



الشكل 6.2 تغيرات دالة التوزيع الحقل الكهربائي المجهري $H(\beta)$ بدلالة الكثافة الالكترونية في حالة $v = 0.2$ و $p = 0.1$.

هذا العمل هو توسع لإعمال سابقة قامت بها طلبة من خلال رسالة الماجستير [4]، حيث تم حساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي المجهري الناتج عن أيونات بتطبيق تفاعل ديباي غير خطي وكانت النتائج جيدة مقارنة بالنتائج في أعمال أخرى. حيث تم إدخال معامل الارتباط ν فقط كوسيط للدراسة، لم تكن الدراسة في حاجة إلى إعطاء قيم للكثافة ودرجة الحرارة فهي ضمناً تدخل في تعريف ν . ولكن في هذا العمل عند إدخال تأثير الحقل الكهربائي الناتج عن الذرات المتعادلة على حساب دالة التوزيع تم إدخال الاستقطابية $\bar{\alpha}$ ، مما اضطرنا إلى التعامل مع الكثافة بالإضافة إلى معامل الارتباط وطبعاً سيأثر مباشرة على درجة الحرارة.

يمثل الشكل 2.2 و الشكل 3.2 مقارنة بين دالة التوزيع الحقل الكهربائي $H(\beta)$ المحسوبة في هذا العمل باستخدام تفاعل ديباي غير الخطي ذلك من أجل $\nu = 0.2$ و $\nu = 0.8$ على الترتيب (حالة الترابط الضعيف)، والكثافة $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ كل الحالتين لمختلف قيم التركيز $p = 0.1, 0.25, 0.5, 0.1$ نلاحظ أن تأثير الحقل الكهربائي الناتج عن الذرات المتعادلة يكون واضحاً من أجل p صغير وهذا كان منتظراً لأن صغر تركيز الأيونات أمام كبر تركيز الذرات يجعل الحقل

الكهربائي الناتج عن الذرات المتعادلة أقوى. الحقل الكهربائي للذرات يؤدي الى تناقص في دالة التوزيع الحقل الكهربائي المجهري وهي نفس الملاحظات الملاحظة في أعمال المرجع [6].

يمثل الشكل 4.2 مقارنة بين دالة التوزيع الحقل الكهربائي $H(\beta)$ المحسوبة في هذا العمل باستخدام تفاعل ديباي غير الخطي ذلك من اجل $v = 1$ على الترتيب (حالة الترابط القوي)، والكثافة $n_e = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ لمختلف قيم التركيز $p = 0.1, 0.25, 0.5, 0.01$ نلاحظ نفس النتائج السابقة الملاحظة في الشكل 2.2 و الشكل 3.2.

رغم تغير شكل المنحنى بتغير معامل الارتباط لكن نلاحظ ان المسافات بين المنحنيات بقيت ثابتة فهي تتعلق بتركيز p . نشير الى انه من خلال نتائج المرجع [4]، وهي نفس الحالة عندما $p = 1$ ، اين تمت مقارنة النتائج مع أعمال أخرى ووجد اختلاف. لذلك العلاقة المستخدمة في حساب دالة التوزيع هي تقريب من الدرجة الأولى غير صالح في حالة الارتباط القوي.

يمثل الشكل 5.2 تغيرات دالة التوزيع الحقل الكهربائي من أجل عدة قيم مختلفة لمعامل الارتباط v ، حيث نلاحظ انه كلما زادت قيمة v يرافقه ازدياد في قمة $H(\beta)$ ونقص في عرض التوزيع. نستنتج ان القيمة العظمى لدالة توزيع الحقل تنزاح نحو الحقول الضعيفة وعرض نصف الارتفاع يتناقص عندما الارتباط بين المكونات يزداد. المساحة تحت المنحنى تبقى ثابتة وتساوي 1. هذه النتائج عامة وصالحة من أجل أي نوع الحقول المجهرية.

يمثل الشكل 6.2 تغيرات دالة التوزيع الحقل الكهربائي المجهري $H(\beta)$ بدلالة الكثافة الالكترونية في حالة $v = 0.2$ و $p = 0.1$. نلاحظ ان قمة دالة التوزيع للحقل المجهري الكهربي تنناقص مع زيادة الكثافة الالكترونية (زيادة الكثافة الالكترونية = الزيادة في معامل الاستقطابية بدون وحدة $\bar{\alpha}$).

2-4 خلاصة

ان حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي المجهري في البلازما هو عملية معقدة جدا عند تواجد الايونات فقط، وإضافة تأثير الحقل الكهربائي المجهري للذرات المتعادلة و تفاعل ديباي غير خطي يزيد من هذا التعقيد، والعلاقة المستخدمة في هذا الحساب هي تقريب من الدرجة الأولى حيث اهمال تأثير دالة الترابط القطرية ($g(r) = 1$ في الترابط الضعيف) وكل هذا من اجل تبسيط الحساب ليكون أرضية لتقريبات أخرى.

خلاصة عامة

هذه الدراسة تعتمد على حساب الحقل الكهربائي المجهرى لمكونات البلازما (الايونات والذرات المتعادلة) المستنتج من تفاعل ديباي غير الخطي، باستعمال حل معادلة بواسون عن طريق تقريب quasifractional. حيث شملت المذكرة

في الفصل الأول تعريف للبلازما وسلوكها الجماعي. وايضا تذكير بأهم المقادير البلازما التي تستخدم كوحدة سلم. استخراجنا كمون ديباي غير الخطي، اعتبارا من معادلة بواسون للشحنة وحساب طاقة التفاعل أيون-أيون وذرة-أيون التي تحسب بدلالة من تفاعل ديباي غير خطي.

في الفصل الثاني، تم الحساب النظري لدالة التوزيع الحقل الكهربائي المجهرى الموضعي اعتمادا على حساب دالة الطيف $nh(x)$ للذرات المتعادلة والايونات (كتقريب أول) وهي بدورها تعتمد على الحقل الكهربائي الناتج عن تفاعل ديباي غير الخطي بين أيونات البلازما والشائبة وأيضا الذرات المتعادلة والشائبة.

نستنتج من خلال هذا العمل العديد من الملاحظات الهامة:

- قمة دالة توزيع الحقل الكهربائي المجهرى الناتج عن التفاعلات أيون-أيون و ذرة-أيون تنزاح نحو الحقول الضعيفة وعرض نصف الارتفاع يتناقص مع ازدياد الارتباط بين مكونات البلازما. المساحة تحت منحنى الدالة تبقى ثابتة وتساوي الواحد:

$$\int_0^{\infty} H(\beta) = 1$$

- قمة دالة توزيع الحقل الكهربائي المجهرى الناتج عن التفاعلات أيون-أيون وذرة-أيون تتناقص مع ازدياد الكثافة الالكترونية.
- تأثير التفاعل الذرات المتعادلة مع الايون الشائب مهم جدا، وقمة دالة التوزيع تتناقص بزيادة تركيز الذرات المتعادلة في البلازما.

- الحساب الدقيق لدالة التوزيع للحقل المجهرى داخل البلازما معقد جدا ويعود ذلك للسلوك الجماعى لمكونات البلازما.

هذا الحساب له أهمية كبيرة بسبب المعلومات المحتواة فيه، وخاصة دراسة تأثير فعل ستارك على الذرات والايونات البلازما

يعطى هذا العمل فكرة على تأثير تفاعل الذرات المتعادلة (تفاعل غير خطى لديباي) فى بلازما ضعيفة التأين، يمكن اعتباره كأرضية لاعمال أخرى.

ويمكن أيضا كآفاق مستقبلية:

✓ حساب خطوط الطيف باستخدام تفاعل ديباي غير خطى لحساب تفاعل ذرة -أيون.

✓ يمكن القيام بتصحيحات بإدخال دوال التوزيع المشتقات الجزئية للحقل فى حالة تفاعل ديباي غير الخطى.

المراجع

- [1] B. Held, Physique des Plasmas froids, Masson Paris (1994).
- [2] عبد الله موسى، 'فيزياء البلازما'، مكتبة المجتمع العربي للنشر والتوزيع (2010).
- [3] قريشة سليمة، 'استخدام نموذج الجسيمات المستقلة لحساب دوال توزيع المشتقات الفضائية للحقل الكهربائي الايوني الموضوعي في البلازما - مذكرة دكتوراه علوم في الفيزياء - جامعة ورقلة - (2013)
- [4] تجاجنة ربيعة، 'حساب التوزيع للحقل الكهربائي المجهرى في بلازما ذات مركب واحد باستعمال تفاعل ديباي غير الخطي'، مذكرة ماستر أكاديمي فيزياء، جامعة ورقلة (2015)
- [5] J. L. Delcroix et A. Bers, 'Physique des plasmas', InterEditions/CNRS Editions (1994) Tome 1.
- [6] T. Chohra, Thèse de Doctorat en science, Université ELHadj LAKHDAR BATNA(2007)
- [7] R. Perez and B. Martin, Astrophys. Space Sci. **256**, 263-268 (1998)
- [8] J.P. Hansen et I. R. Macdonald, Theory of simple liquides, Academic press(1976).
- [9] C.Cereceda ,J .Puerta and P.Martin, ECA Vol. **22C**, 189-192 (1998)
- [10] J .Puerta and C.Cereceda, Astrophys. Space Sci. **256**, 349-353 (1998)
- [11] C. F. Hooper , Jr. Phys. Rev. **149** , 194 (1966).
- [12] B.Held and C.Deutsch ; Phys. Rev.A**24** ,540(1981)

ملخص

في هذا العمل، قمنا بحساب دالة التوزيع الحقل الكهربائي المجهرى لشائبة تحت تأثير كمون جميع مركبات البلازما وحيدة المركب (أيونات+ذرات متعادلة من نفس النوع)، هذا العمل يعتمد أساسا على حساب الحقل الكهربائي الناتج من تفاعل ديباي غير الخطي أيون-أيون و ذرة أيون. النتائج كانت مقبولة عند التزاوج الضعيف. هذه النتائج تشجع الباحثين الى تطوير النموذج الى تقريبات احسن وتطبيق النتائج في حساب خطوط الطيف. الكلمات المفتاحية: دالة التوزيع الحقل الكهربائي، تفاعل ديباي غير الخطي، بلازما.

Résumé

Dans ce travail, nous avons calculé la fonction de distribution du microchamp électrique d'impureté ionique dans un potentiel créé par tous les particules du plasma à une composante (ions-neutres), ce travail est basé principalement sur le calcul du champ électrique de l'interaction de Debye non linéaire ion-ion et neutre-ion.

Les résultats obtenus étaient acceptables dans le cas d'un couplage faible, ceci encourage les chercheurs à améliorer ce modèle tenant compte des ordres supérieurs et l'application de ces résultats dans le calcul des raies spectrales.

Mots clés : fonction de distribution de microchamp électrique, interaction Debye non linéaire, plasma.

Abstract

In this work, we compute the electric microfield distribution of impurity ion in a potential created by all the one ionic component particles plasma (ions-neutrals), this work is based mainly on the calculation of electric field of nonlinear Debye interaction ion-ion and neutral-ion.

The results obtained were acceptable in the case of weak coupling, these results us to improve the electric microfield distribution models for higher order corrections and application of these results in the calculation of spectral lines.

.Key words: electric microfield distribution, nonlinear Debye interaction, plasma.