

رقم الترتيب:.....
رقم التسلسلي:.....

جامعة قاصدي مرباح ورقلة
كلية الرياضيات و علوم المادة

قسم الفيزياء



مذكرة

ماستر أكاديمي

مجال: علوم المادة

فرع: فيزياء

التخصص: فيزياء إشعاعات، كاشف و بصريات إلكترونية

من إعداد : غربي سارة

بعنوان:

**حساب معامل الانتشار في بلازما ذات مركب
واحد باستخدام تفاعل ديبي غير الخطي**

نوقشت يوم: 2015/05/26

أمام لجنة المناقشة المكونة من:

جامعة ورقلة	رئيسا	أستاذ مساعد أ	بله زكية
جامعة ورقلة	ممتحنا	أستاذ مساعدا	زغيشي ليلي
جامعة ورقلة	مقررا	أستاذ محاضرا	شهرة ثورية
جامعة ورقلة	مساعدا	أستاذ مساعدا أ	عباسة حكيمة

الموسم الجامعي: 2015/2014

تشكرات

أتقدم بالشكر الخالص للأستاذة د. شهرة ثورية أستاذ محاضر
جامعة قاصدي مرباح ورقلة على اشرافها على المذكرة
وتوجيهاتها لإكمال هذا العمل .

للأستاذة عبابسة حكيم أستاذ مساعد جامعة قاصدي مرباح ورقلة
على مساعدتها في الإشراف والبرمجة بالهورترون جزييل الشكر
والعرفان.

أقدم شكري للأستاذة بلة زكية أستاذ مساعد جامعة قاصدي مرباح
ورقلة على قبولها ترأس لجنة المناقشة وايضا للأستاذة زغيشي ليلي
أستاذ مساعد جامعة قاصدي مرباح ورقلة على قبولها عضو ممتحننا
في لجنة المناقشة.

ولمخير الأشعاع والبلازما وفيزياء السطوح، كلية الرياضيات وعلوم
المادة، قسم الفيزياء ولكل من قدم يد العون لأثراء المذكرة من

قريب أو بعيد

شكرا

الفهرس

.....	فهرس الاشكال
.....	فهرس الجداول
01	المقدمة العامة
الفصل الاول: عموميات حول البلازما	
03	1.1 نبذة تاريخية
40	2.1 أهم المقادير في البلازما
.....
04	1.2.1 نصف قطر ديبياي
05	2.2.1 تردد البلازما
05	3.2.1 نصف قطر الكرة الأيونية
05	4.2.1 معامل التزاوج
06	3.1 ظاهرة الانتشار في البلازما
07	4.1 خلاصة
الفصل الثاني: تفاعل ديبياي غير الخطي بين الايونات الموجبة	
09	1.2 كمون ديبياي الغير خطي
14	2.2 دالة الترابط القطرية
16	3.2 نتائج و مناقشة
19	4.2 الخلاصة
الفصل الثالث: النموذج النظري لحساب معامل الانتشار	
21	1.3 النموذج
25	2.3 نتائج و مناقشة
28	3.3 الخلاصة
29	خلاصة عامة
31	المراجع

فهرس الأشكال

16	الشكل 1.2 مقارنة بين الدالة التوزيع القطرية لكمون ديبياي غير الخطي المستخدم في ه ذا العمل و دالة التوزيع لكمون ديبياي الخطي من أجل $v = 0.6$
18	الشكل 2.2 دالة التوزيع القطرية لتفاعل ديبياي غير الخطي من أجل $v = 1, 2, 3$
26	الشكل 1.3 مخطط سير عملية برنامج حساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي

فهرس الجداول

17	الجدول 1.2 قيم دالة الترابط الناتجة عن تفاعل ديبياي غير خطي $g(y)$ و تلك الناتجة عن تفاعل ديبياي الخطي $g_{DL}(y)$ من أجل $v = 0.8$
27	الجدول 1.3 قيم معامل الانتشار من أجل قيم مختلفة لمعامل التزاوج، مقارنة مع نتائج أعمال <i>Berkovsk</i> [8] و أعمال <i>Hansen</i> [9]

المقدمة

عادة تطلق حالة البلازما على المادة أثناء وجودها بدرجة من التأين. أي عندما تكون نسبة من الجزيئات موجودة بشكل ايونات موجبة مع الكترولونات سالبة منفصلة عنها، و تكون متعادلة كهربائيا، و هذا يؤدي إلى توسيع الحالات الفيزيائية إلى أربع حالات تصاعديا حسب تزايد درجة الحرارة (الصلبة، السائلة، الغازية والبلازما) [1]. تتفاعل الجسيمات المشحونة (الايونات) في البلازما فيما بينها حتى مسافات كبيرة بقوة كهروستاتيكية تحجب بفعل الالكترولونات.

هناك صعوبات في إعطاء تصنيفا للبلازما، حيث تتميز البلازما بدرجة التأين و كثافتها الالكترونية ودرجة الحرارة الالكترونية. كتقريب أول يسمح بملاحظة أن فيزياء البلازما تشغل مجالا واسعا للكثافة الالكترونية محصورة بين 10^6m^{-3} (الفضاء بين-النجمي) و 10^{30}m^{-3} (البلازما داخل المعادن، النجوم)، بالنسبة لدرجة الحرارة فتكون محصورة بين 10^2K° (الفضاء بين-النجمي) و 10^8K° داخل النجوم. تشغل فيزياء البلازما مكانة هامة عند دراسة الأوساط الطبيعية (استروفيزياء) والغازات المؤينة المنتجة في المخبر. نميز ثلاثة أنواع رئيسية من البلازما [2]:

✓ البلازما الساخنة: (نجوم، انصهار البلازما) درجة حرارة الايونات والالكترولونات تفوق 10 مليون درجة فهرنهايت إن هذا الغاز متأين بالكامل (توازن حراري) في البلازما الحرارية (قوس كهربائي). الالكترولونات الايونات والجسيمات المحايدة لديها درجة حرارة مقاربة من 1000 إلى 3000 درجة الغاز مؤين تقريبا بالكامل (التوازن الحراري).

✓ البلازما الباردة: (التفريغ الكهربائي في الغازات) الالكترولونات لديها درجة حرارة تفوق 1000 درجة و الجسيمات الثقيلة لها نفس درجة الحرارة المحايدة أو الأيونية من أجل 300-1500 كلفن. الغاز هو ضعيف التأين مقارنة بمعدل التأين بين البلازما غير المتوازنة.

✓ البلازما الحرارية: تتميز بدرجة حرارة أكبر من 300 كلفن بصفة عامة البلازما الحرارية تكون في حالة توازن حرارية

كلي أو موضعي (محلي). حيث جميع مركبات هذه البلازما تتميز بدرجة حرارة واحدة، بطريقة ثانية الطاقة الحركية تتوزع بين جميع الجسيمات. يتحقق التوازن الحراري عندما يكون عدد التصادمات كبير جدا وأيضا عندما تتوازن كل عملية تحدث في البلازما مع عملية معاكسة لها. ويتم إنتاج البلازما الحرارية تحت درجات حرارة عالية من رتبة بضعة مليارات كلفن.

الهدف من هذه الدراسة هو الحساب النظري لمعامل الانتشار في بلازما وحيدة المركب اعتمادا على تفاعل ديباي غير الخطي. موضوع حساسي معامل الانتشار في البلازما تطرق له العديد من الباحثين في العديد من الدراسات في مخابر مختلفة في العالم، باستخدام نماذج وتقريبات مختلفة [3] (الديناميك الجزيئي، *linear response*،...). في دراستنا سنستخدم نموذج نظري لحساب معامل الانتشار يعتمد على حساب معاملات البنية الديناميكية وأيضا على تحويلات فورييه لدالة الارتباط المباشر و تحويل فورييه لطاقة التفاعل ايون-ايون (تفاعل ديباي غير الخطي) في بلازما مكونة من مركب واحد. معرفة معامل الانتشار في البلازما تدخل في تطوير العديد من الدراسات كحساب الخصائص الديناميكية للشائبة الأيونية مثل دالة الترابط للحقل الكهربائي ودالة الترابط لشعاع السرعة هذه الأخيرة تدخل في تقنية المطيافية (الاندماج $R . X$). تتضمن هذه الدراسة ثلاث فصول أساسية:

الفصل الأول: عموميات تحويل البلازما، نبدأه بنبذة تاريخية ثم أهم المقادير: نصف قطر ديباي ومعامل التزاوج، تردد البلازما، نصف قطر الكرة الأيونية و شرح لظاهرة الانتشار.

يحتوي الفصل الثاني على استخراج كمون ديباي غير خطي من معادلة بواسون باستخدام تقنية التقريب الشبه كسري وحساب طاقة التفاعل ودالة الارتباط القطرية التي تحسب مباشرة بدلالة من تفاعل ديباي غير خطي.

الفصل الثالث: دراسة نظرية لمعامل الانتشار تشمل نموذج الحساب ثم مخطط الحساب وينتهي الفصل بنتائج ومناقشة.

الفصل الأول

عموميات حول للبلازمـا

تعرف البلازما عند التوازن الترموديناميكي كغاز مؤين مكون من عدد كبير من الايونات الموجبة والإلكترونات السالبة بأعداد متساوية بالإضافة إلى ذرات معتدلة تتفاعل جماعيا بقوة كهروستاتيكية حيث تكون البلازما متعادلة كهربائيا [4]. ان نسبة 99% من المواد التي تشكل الكون في حالة البلازما، لذلك تعد دراية البلازما أحد أهم مواضيع الفيزياء الحديثة. سنتطرق في هذا الفصل الى كدخول الى البلازما يشمل نبذة تاريخية للبلازما واهم المقادير في فيزياء البلازما وكذا ظاهرة الانتشار الجهري (المكروسكوبية).

1.1 نبذة تاريخية

إن أول من أطلق مصطلح الحالة الرابعة للمادة هو العالم الإنجليزي *Sir William Crookes* عام 1879 لوصف القسم المتأين من الإنفراغات الغازية، وقد فسر ذلك كما يلي [5]: تتحول المادة الصلبة بالتسخين إلى الحالة السائلة وباستمرار التسخين تتحول إلى غاز، وعند رفع درجة حرارة الغاز إلى 10^5 كلفن تزداد طاقته الحركية مما يؤدي إلى تصادمها مع بعضها البعض فيحدث انقسامها إلى الكثرونات وأيونات موجبة الشحنة.

استخدم مصطلح البلازما بداية من قبل *Langmuir* سنة 1923 للدلالة على غاز مضيء يحوي إلكترونات وأيونات موجبة وبعض الذرات المعتدلة. وفي عام 1929 وضع العالمان *Tonks* و *Langmuir* وصفا للبلازما بأنها مائع شبه معتدل كهربائيا ومكون من جزيئات مشحونة وأخرى معتدلة وهي تسلك سلوكا جماعيا.

2.1 أهم المقادير في البلازما

المقادير الواصفة للبلازما، طول ديبي (*Debye length*)، تواتر البلازما (*plasma frequency*)، نصف قطر الكرة الايونية (*ionic sphere radius*) ومعامل التزاوج (*coupling parameter*) تلعب دورا أساسيا في فيزياء البلازما. تستخدم هذه المقادير كوحدة لسلم من أجل تمثيل كل القيم الاخرى بدون وحدة، وتسمح أيضا بمقارنة القيم بالنسبة إلى النظام الفيزيائي وسنعرض هذه المقادير في النظام CGS.

1.2.1 نصف قطر ديبي

قبل التطرق إلى نصف قطر ديبي لابد من الإشارة إلى ظاهرة مهمة تحدث وهي ظاهرة الحجب، والمقصود بها حجب شحنة في البلازما بواسطة سحابة من الشحنات المتعاكسة، ومن هذه الظاهرة استنتج بعد ديبي الذي يعتبر أهم خاصية في البلازما. ويمكن فهم هذه المسافة بتصور شحنة موجبة تحيط بها إلكترونات تخضع لقوتين متعاكستين: قوة التجاذب الكولوني التي تؤثر بها الشحنة الموجبة، وقوة أخرى سببها التهييج الحراري. ويضمن التوازن بينهاتين القوتين عدم الاتحاد بين الشحنات الموجبة و السالبة في البلازما، ونصف قطر ديبي يشير إلى أقصر مسافة تتحرك فيها الإلكترونات عشوائيا في البلازما ، ما يعطى بالعلاقة التالية [1][5]:

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

حيث K_B : ثابت بولتزمان.

e : الشحنة الالكترونية.

T : درجة الحرارة المطلقة بالكلفن.

$n = n_e$: الكثافة الايونية.

يعرف طول ديبي بأنه أقل مسافة (الطول الحرج) للتفاعل المتبادل بين الجسيمات المشحونة في البلازما، يزداد مع ازدياد درجة الحرارة ويتناقص مع الكثافة.

2.2.1 تردد البلازما

عندما يتعرض الأيون إلى انتقالات صغيرة (أمام طول ديبي) وتكون نسبياً بجوار الأيون المجاور ومع وجود قوة تنافر كهروستاتيكية بينهما سيؤدي إلى حركة اهتزازية، حيث التردد المرافق لهذه الحركة الجماعية يسمى بتردد البلازما للنظام، فسر هذا السلوك الجماعي للبلازما من قبل *Langmuir* و *Tonks* سنة 1929. تعطى علاقة تردد البلازما كالتالي [1]:

$$\omega_p = \sqrt{(4\pi n(Ze)^2/m)} \quad (2.1)$$

3.2.1 نصف قطر الكرة الأيونية

من أجل بلازما ذات نوع واحد معرفة بكثافتها الأيونية n . فإن نصف قطر الكرة الأيونية (r_0) يعرف بالعلاقة [1]:

$$\left(\frac{4}{15}\right) (2\pi)^{3/2} n r_0^3 = 1 \quad (3.1)$$

وهو يعطي فكرة عن المسافة المتوسطة بين الايونات.

4.2.1 معامل التزاوج

ويعرف بالعلاقة التالية [1]:

$$\Gamma = \frac{\text{الطاقة الكامنة المتوسطة للجسيم لتفاعله مع جسيم مجاور}}{\text{الطاقة الحركية المتوسطة له}} = \frac{(Ze)^2}{K_B T r_0} \quad (4.1)$$

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

$$F = \frac{(Ze)^2}{K_B T \lambda_D} \quad (5.1)$$

ندخل معامل الارتباط:

$$v = \frac{r_0}{\lambda_D}$$

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

$v > 1$ تفاعل ضعيف.

$v < 1$ تفاعل قوي.

بتعويض المعادلة (1.1) و(3.1) في المعادلة (4.1) و(5.1) نحصل على:

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

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

3.1 ظاهرة الانتشار في البلازما

يمكن لعدم التجانس في توزيع الجسيمات المشحونة في الحجم المشغول أن يكون سببا لظاهرة الانتشار (حركة)، حيث لا يتم معها

انزياح لكل كتلة المادة، وإنما انزياح للمركبات المشكلة لهذه المادة مثل انتشار رائحة العطر في حيز محدود.

إن الانتشار في الغازات وبصفة خاصة في البلازما ناتج عن طريق الحركة العشوائية للجسيمات (الذرات، الجزيئات، الأيونات والإلكترونات) نتيجة للتصادمات المتعاقبة لذلك الحساب يعتمد على الإحصاء الكلاسيكي. لندرس الفعل العياني (الماكروسكوبي) لمثل هذه الحركة العشوائية لغاز، نتواجد فيه شائبة صغيرة جدا موزعة بصورة غير منتظمة في الحجم الذي يشغله الغاز، نفترض ان تركيز جسيمات الشائبة إلى اليسار من المستوى أكبر من تركيزها إلى اليمين منه، ومنه عدد الجسيمات القاطعة للمستوي من اليسار إلى اليمين يفوق تلك التي في الاتجاه المعاكس أي وجود تدفق لجسيمات الشائبة من اليسار إلى اليمين، وشدة هذا التدفق لجسيمات الشائبة تساوي الفرق بين عدد الجسيمات المارة عبر cm^2 في الثانية الواحدة و عدد الجسيمات المتحركة في الاتجاه المعاكس (Φ)، ويساوي لتدرج التركيز الشائبة مأخوذ بإشارة سالبة $-\vec{\nabla}n$ وفق قانون فيك [4]:

$$\Phi = -D\vec{\nabla}n$$

يسمى D معامل الانتشار.

4.1 خلاصة

ناقشنا في هذا الفصل تعريف للبلازما، فقدمنا نبذة تاريخية حول دخول مصطلح البلازما، تطرقنا أيضا إلى أهم المقادير في الفيزياء البلازما، التي تلعب دورا هاما في جعل المقادير الأخرى بدون وحدة. في الأخير رأينا ظاهرة الانتشار من الناحية الماكروسكوبية (الجهرية).

الفصل الثاني

تفاعل ديباي غير الخطي بين الايونات الموجبة

الكمون الكهربائي الناتج عن شحنة نقطية Ze في البلازما يختلف عن كمونها في الفراغ المعطى بقانون كولون $\varphi(r) = Ze/r$ ،

من الملاحظ ان هذا الكمون في البلازما يتناقص أسيا مع المسافة، ويعود السبب الى ان الجسيمات المشحونة في البلازما المخالفة

بالإشارة (الالكترونات) تتجمع حول الشحنة وهو ما يقود الى حجب كمون الشحنة النقطية Ze على المسافات الكبيرة

($r > \lambda_D$) أما المسافات الصغيرة ($r < \lambda_D$) فهو لا يختلف عن كمونها في الفراغ.

يحسب الكمون المحجوب باستعمال معادلة بواسون، التي يعطى حلها في حالة الافتراضات الاعتيادية، اي في حالة بلازما ضعيفة

الترابط (الطاقة الكامنة الكهروستاتيكية صغيرة جدا مقارنة بالطاقة الحرارية)، بعلاقة ديباي الخطية:

$$\varphi(r) = \frac{Ze}{r} e^{-r/\lambda_D}$$

في هذا الفصل سنقوم بحل معادلة بواسون بدون الافتراضات الاعتيادية وذلك باستخدام تقريب الشبه كسري (*quasi* -

fractional in two points) أعمال *Pérez* و *Martin* 1998، الذي يعتبر كتصحيح للصيغة السابقة (ديباي غير

خطي)، ومن خلال حساب الكمون يمكن حساب طاقة التفاعل وايضا دالة الترابط القطرية.

1.2 كمون ديبي غير خطي

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، ويهمل الفعل الكومومي، فإن هذا الكمون يعطى اعتماداً على معادلة بواسون لكثافة الشحنة $\rho(r)$ التالية [6]:

$$\nabla^2 \varphi(r) = -4\pi\rho(r) = 4\pi Z e n_0 - 4\pi Z e n_0 \exp\left(-\frac{Ze\varphi(r)}{K_B T}\right) - 4\pi Z_1 e \delta(r) \quad (1.2)$$

وهي معادلة غير خطية، الهدف من الجزء من المذكرة هو إيجاد حل تقريبي نظري للمعادلة (1.2) بدون الافتراضات الخطية

الاعتيادية (الطاقة الكامنة صغيرة جداً مقارنة بالطاقة الحركية)، وذلك عن طريق تقنية تقريب شبه-كسري لنقطتين ($quasi -$

fractional in two points) أعمال *Martin و Pérez* 1998 [6].

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

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

و بإدخال المقادير بدون بعد التالية:

$$Y(r) = \frac{ZeV(r)}{K_B T},$$

$$F = \frac{Z_1 Z e^2}{\lambda_D K_B T},$$

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

تصبح المعادلة (1.2) على الشكل:

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

$$\frac{1}{x^2} \frac{1}{\lambda_D^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dV(x)}{dx} \right) = \frac{4\pi Z e n_0}{K_B T} \left[1 - \exp \left(-\frac{F}{x} - Y(x) \right) \right] \frac{Z e}{Z e} K_B T$$

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

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

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

نحصل على حل هذه المعادلة عن طريق وضع:

$$Y(x) = \frac{F}{x} \tilde{y}(x)$$

فتصبح المعادلة (2.2):

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

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

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

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

و $F \gg x$ ، انه من الملائم وضع متغيرات اخرى:

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

فتصبح المعادلة (4.2):

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

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

مع 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:

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

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

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

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

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

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 (*quasi-fractional approximant*) وصياغة الحل

الصحيح $y(s)$ للمعادلة (5.2)، حيث عبارة $y(s)$ يجب ان تعطى عند الحدود $s \rightarrow 0$ و $s \rightarrow \infty$ للدوال $y_1(s)$ و $y_2(s)$ على

الترتيب من أجل ذلك نفرض الحل على الشكل:

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

لإيجاد المعاملات P_1, P_2, P_3 نقوم بنشر $y(s)$ من الدرجة الثالثة عند $s = 0$ ومقارنة 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:

$$P_1 = 3 + F + C_0$$

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

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

المعاملات P_i تتعلق بالمعامل F والثابت C_0 . أيضا يمكننا إيجاد التقريب *quasifractional* للثابت C_0 تعتمد العملية على إيجاد حل للمعادلة (2.1) عند $F \rightarrow 0$ و $F \rightarrow \infty$.

عند $F \rightarrow 0$ تكتب المعادلة (4.2):

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

معادلة تفاضلية حلها من الشكل:

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

باستخدام الشروط الابتدائية (2.2) نجد ان:

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

عندما $F \leftarrow \infty$ أي $s = \frac{x}{F} \leftarrow 0$ ، الحل الموافق للمعادلة (4.2) 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 (2.2) نجد:

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

باستخدام $Y_b'(x) = Y_a'(x)$ و $Y_b(\infty) = Y_a(\infty)$ 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 :

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

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

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

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:

$$\begin{aligned} \varphi(r) &= \frac{K_B T}{z_e} \left(\frac{F \lambda_D}{r} \right) [g(s) \exp(-Fs) - 1] + \frac{z_1 e}{r} \\ &= \frac{K_B T}{z_e} \frac{Z_1 Z_e^2}{\lambda_D K_B T} \left[\frac{\lambda_D}{r} \right] \left[g(s) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) - 1 \right] + \frac{z_1 e}{r} \\ \varphi(r) &= \frac{z_1 e}{r} g(s) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \end{aligned} \quad (9.2)$$

2.2 دالة الترابط القطرية.

نعرف $P(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$ احتمال إيجاد جسمين متموضعين عند \vec{r}_1 و \vec{r}_2 في الفضاء حيث [1]:

$$\iint P_S(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 = 1$$

ندخل دالة الترابط $g(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ المعروف في الحجم V بالعلاقة التالية:

$$g(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V^2 P_S(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$$

عندما تكون أحد الجسيمات في مبدأ الإحداثيات تصبح العلاقة السابقة:

$$\frac{1}{V} \int g(r) d\vec{r} = 1$$

دالة الترابط القطرية يمكن التعبير عنها بعلاقة بسيطة بدلالة طاقة التفاعل بين الجسيمين [1]: $v(r)$

$$g(r) = \exp\left(-\frac{v(r)}{K_B T}\right) \quad (10.2)$$

K_B : ثابت بولتزمان.

و باستخدام العلاقة (9.2):

$$v(r) = \frac{z_1 Z e^2}{r} g(s) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right)$$

$$g(r) = \exp\left(-\frac{z_1 Z e^2}{K_B T r} g(s) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right)\right)$$

بوضع: $y = r/r_0$ تصبح دالة الترابط لتفاعل ديباي غير الخطي:

$$g(y) = \exp\left(-\frac{z_1 Z \Gamma}{y} g(s) \exp(-vy)\right) \quad (11.2)$$

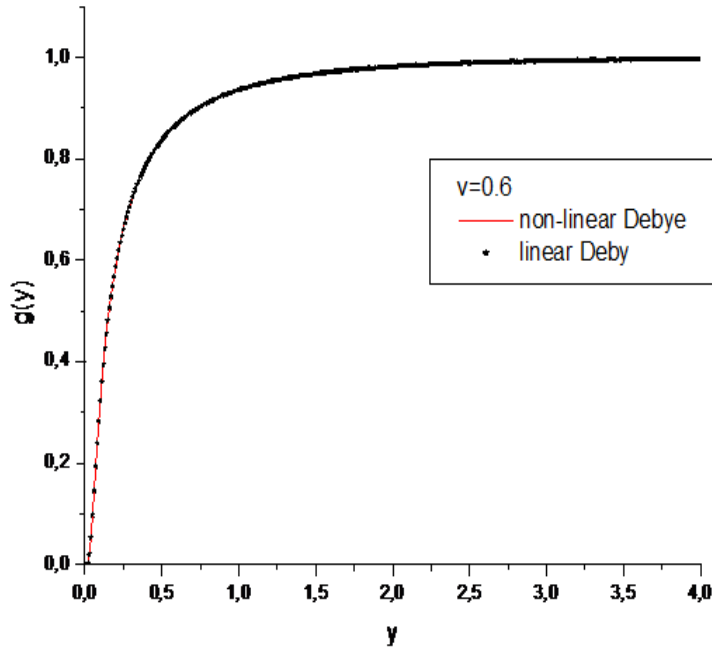
نذكر أن دالة الترابط القطرية في حالة تفاعل ديباي الخطي تعطى بالعلاقة التالية:

$$g_{DL}(y) = \exp\left(-\frac{z_1 Z \Gamma}{y} \exp(-vy)\right) \quad (12.2)$$

عندما المسافة بين الجسيمات تؤول إلى الصفر الارتباط يزداد و $g(r)$ تنعدم، و عندما المسافة بين الجسيمات تؤول إلى ملامحهاية فإن $g(r)$ تساوي الواحد.

3.2 نتائج ومناقشة

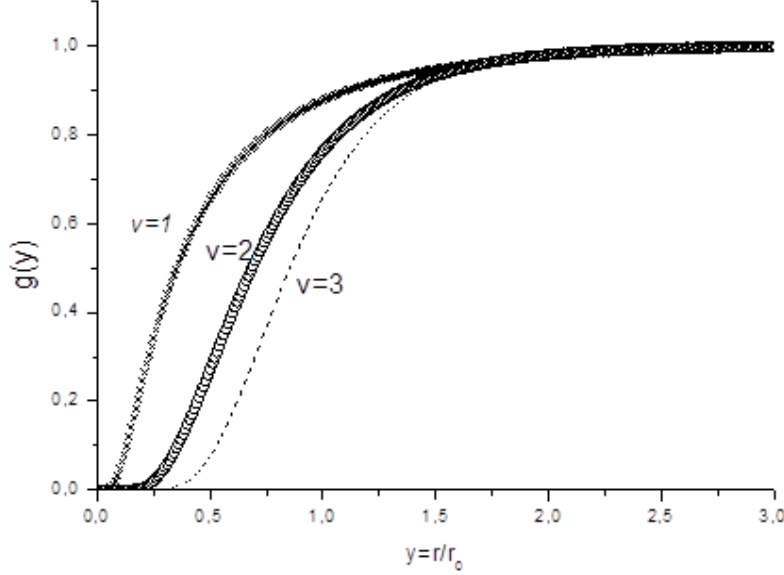
بتعويض قيم المعاملات في دالة الترابط القطرية الناتجة من تفاعل ديباي غير خطي المعطاة بالمعادلة رقم (11.2)، وكذا الناتجة عن تفاعل ديباي الخطي المعطاة بالمعادلة (12.2)، نحصل على النتائج التالية:



الشكل 1.2 مقارنة بين الدالة التوزيع القطرية لكمون ديباي غير الخطي المستخدم في هذا العمل و دالة التوزيع لكمون ديباي الخطي من أجل $v = 0.6$.

الجدول 1.2 قيم دالة الترابط الناتجة عن تفاعل ديباي غير خطي $g(y)$ و تلك الناتجة عن تفاعل ديباي الخطي $g_{DL}(y)$ من اجل $v = 0.8$.

$y = \frac{r}{r_0}$	$g(y)$	$g_{DL}(y)$
1.000000E-01	1.369608E-01	1.395524E-01
2.000000E-01	3.971163E-01	4.029457E-01
3.000000E-01	5.649964E-01	5.715634E-01
4.000000E-01	6.725989E-01	6.789013E-01
5.000000E-01	7.455435E-01	7.512602E-01
6.000000E-01	7.974437E-01	8.025092E-01
7.000000E-01	8.357843E-01	8.402274E-01
8.000000E-01	8.649459E-01	8.688269E-01
9.000000E-01	8.876430E-01	8.910290E-01
1.000000	9.056391E-01	9.085941E-01
1.100000	9.201260E-01	9.227077E-01
1.200000	9.319361E-01	9.341952E-01
1.300000	9.416671E-01	9.436473E-01
1.400000	9.497581E-01	9.514969E-01
1.500000	9.565385E-01	9.580680E-01
1.600000	9.622594E-01	9.636071E-01
1.700000	9.671152E-01	9.683048E-01
1.800000	9.712586E-01	9.723102E-01
1.900000	9.748108E-01	9.757419E-01
2.000000	9.778690E-01	9.786946E-01
2.100000	9.805118E-01	9.812449E-01
2.200000	9.828035E-01	9.834552E-01
2.300000	9.847969E-01	9.853771E-01
2.400000	9.865358E-01	9.870528E-01
2.500000	9.880566E-01	9.885178E-01
2.600000	9.893898E-01	9.898017E-01
2.700000	9.905611E-01	9.909293E-01
2.800000	9.915922E-01	9.919217E-01
2.900000	9.925017E-01	9.927967E-01
3.000000	9.933053E-01	9.935697E-01
3.100000	9.940163E-01	9.942536E-01
3.200000	9.946467E-01	9.948596E-01
3.300000	9.952061E-01	9.953974E-01
3.400000	9.957032E-01	9.958752E-01
3.500000	9.961457E-01	9.963003E-01
3.600000	9.965398E-01	9.966790E-01
3.700000	9.968913E-01	9.970167E-01
3.800000	9.972051E-01	9.973181E-01
3.900000	9.974856E-01	9.975875E-01
4.000000	9.977365E-01	9.978284E-01



الشكل 2.2 دالة التوزيع القطرية لتفاعل ديباي غير الخطي من أجل $\nu = 1, 2, 3$.

يوضح الشكل 1.2 مقارنة بين دالة التوزيع القطرية الناتجة عن ديباي غير الخطي المستخدم في هذا العمل ودالة التوزيع لكمون ديباي الخطي من أجل

$\nu = 0,6$ عند بلازما ضعيفة الارتباط. حيث نلاحظ تطابق بين المنحنيين، إلا أنه هناك اختلاف طفيف جدا وهذه النتيجة منتظرة.

لملاحظة الفرق جيدا، يوضح الجدول 1.2 القيم العددية لدالة الارتباط الناتجة عن تفاعل ديباي غير خطي ودالة الترابط القطري في حالة ديباي الخطي

من أجل معامل الترابط $\nu = 0,8$.

و يمثل الشكل 2.2 دالة التوزيع القطرية الناتجة عن تفاعل ديباي غير الخطي من أجل معامل الارتباط $\nu = 1, 2, 3$ حيث نلاحظ عند زيادة معامل

الارتباط (معامل التزاوج) يتزاح المنحنى نحو اليمين.

4.2 الخلاصة

تطرقنا في فصلنا موضوع هام يدخل في العديد من المقادير وهو حساب الكمون الناتج عن شحنة نقطية عليه اعتبارا من حل معادلة بواسن اعتمادا على بعض التقريبات و لاحظنا تأثير الالكترونات. تم حسابها في هذا العمل ايضا دالة التوزيع القطرية بدلالة تفاعل ديباي غير الخطي وتمت مقارنة و مناقشة نتائجها .

الفصل الثالث

النموذج النظري لحساب معامل الانتشار

سندرس خلال هذا الفصل بلازما متعادلة كهربائيا من صنف واحد من جسيمات كلاسيكية مشحونة إيجابا تسبح في وسط مستمر منتظم لشحنة سالبة (لا يأخذ تأثيرها بعين الاعتبار) في توازن ترموديناميكي. تمت دراسة وحساب معامل الانتشار في البلازما، في العديد من الأعمال وبطرق مختلفة نذكر على سبيل المثال لا الحصر: المحاكات (simulation)، أو طريقة (linearresponse).

سنستخدم في حساب معامل الانتشار على علاقة رياضية تعتمد على تقنية مؤثر الإسقاط لإعادة كتابة معامل الانتشار بدلالة مؤثر الذاكرة المرفق بدالة الترابط للسرعات وذلك من خلال أعمال *M. A. Berkovsky* (1996) [8]، لكن سنعتمد على نموذج التفاعل ديباي غير الخطي المعطى في أعمال *P. Martin* و *R. Perez* (1998) [6]. تتميز البلازما بمعامل التزاوج F و Γ ، تردد البلازما و العديد من المعاملات عرفت سابقا في الفصل الاول.

1.3 النموذج

نعتبر ايونا اختبار (شائبة) شحنته q_0 موضوعة في بلازما وحيدة المركب في حالة توازن ترموديناميكي، في الموضع \vec{r}_0 . وسنهتم بالمرکبات الايونية فقط التي تتفاعل فيما بينها بواسطة كمون ديبياي غير الخطي، بالإضافة الى ذلك سنعتبر شحنة الاختبار من نفس صنف الايونات الاخرى. يعطى معامل الانتشار بدلالة دالة الترابط للسرعة بالعلاقة التالية:

$$D = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} \langle \vec{V}_0(t) \cdot \vec{V}_0(0) \rangle dt \quad (1.3)$$

أين \vec{V}_0 شعاع السرعة ايون الاختبار، $\langle \dots \rangle$ القيمة المتوسطة في حالة التوازن .

بالاعتماد على مؤثر الاسقاط (*projection operator*) ومؤثر لوفيل (*Louville operator*) وبعض التقريبات الأخرى، نستخدم العلاقة رقم (C10) من اعمال *M. A. Berkovsky* (1996) [7][8]، حيث يعطى معامل الانتشار بدلالة معامل البنية الديناميكي للكثافة $S(k, \omega)$ ومعامل البنية الذاتي للشائبة الايونية $S^S(k, \omega)$ ، و $v(k)$ تحويل فورييه للكمون يأخذ في هذا العمل كمون ديبياي غير خطي. العلاقة السابقة تصبح بهذا الشكل:

$$D^{-1} = \frac{4\pi}{3} \sqrt{2\beta m} \int_0^{\infty} dk k^4 c(k) v(k)^{-1} \int_0^{\infty} d\omega S(k, \omega) S^S(k, \omega) \quad (2.3)$$

نأخذ (k) تحويل فورييه لدالة الارتباط المباشر كتقريب أولي تساوي طاقة التفاعل:

$$C(k) = -\frac{v(k)}{K_B T}$$

بوضع:

$$x = \frac{\omega}{k} \sqrt{\frac{\beta m}{2}}, \quad \beta = \frac{1}{K_B T}$$

تعطى علاقات معاملات البنية من المرجع [3]:

$$S(k, \omega) = \frac{2}{\omega n \beta^2 v^2(k)} \frac{I'(x)}{\left[(n\beta v(k))^{-1} + I''(x) \right]^2 + I'(x)^2} \quad (3.3)$$

$$S^s(k, \omega) = \frac{1}{k} \left(\frac{\beta m \pi}{2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-x^2} \quad (4.3)$$

حيث:

$$I'(x) = x\sqrt{\pi}e^{-x^2}, I''(x) = 1 - 2xD(x)$$

$$d\omega = k \sqrt{\frac{2}{m\beta}} dx$$

أين $D(x)$ دالة داوسن (Dawson).

بتعويض المعادلات (3.3) و(4.3) في (2.3) نحصل على العلاقة التالية:

$$D^{-1} = \frac{4\pi}{6n} \sqrt{\frac{2m}{\beta}} \int_0^{\infty} dk k^3 \frac{c(k)}{v(k)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-2x^2}}{\left((nBv(k))^{-1} + I''(x) \right)^2 + I'^2(x)} dx \quad (5.3)$$

لدينا:

$$\frac{c(k)}{v(k)} = \frac{c(k)(1 + n\beta v(k))}{v(k)(1 + n\beta v(k))} = n\beta h(k)(1 + n\beta v(k))^{-1}$$

حيث:

$$h(k) = \frac{c(k)}{1 - nc(k)}, \quad h(r) = g(r) - 1$$

حيث $g(r)$ دالة الترابط القطرية.

فتصبح العلاقة (5.3):

$$D^{-1} = \frac{4\pi\sqrt{2\beta m}}{3} \int_0^{\infty} dk k^3 h(k) \left(1 + (n\beta v(k))\right)^{-1} \int_0^{\infty} \frac{e^{-2x^2}}{\left((nBv(k))^{-1} + I''(x)\right)^2 + I'^2(x)} dx \quad (6.3)$$

نقوم بحساب كل من $h(k)$ و $v(k)$.

حساب (k) : تحويل فورييه لـ $g(r) - 1$

بوضع: $y = \frac{r}{r_0}$ ، $k' = kr_0$

$$\begin{aligned} h(k) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} d\vec{r} (g(y) - 1)^{-i\vec{k}\vec{r}} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} r y (g(y) - 1)^{-ikr \cos \theta} \sin \theta d\theta \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} r^2 dr (g(y) - 1) \int_0^{\pi} e^{-ikr \cos \theta} \sin \theta d\theta \\ &= \frac{1}{k} \sqrt{\frac{2}{k}} \int_0^{\infty} r dr (g(y) - 1) \sin kr = \frac{r_0}{kr_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{r_0 r}{r_0} \frac{dr r_0}{r_0} (g(y) - 1) \sin kr_0 \frac{r}{r_0} \\ &= \frac{r_0^3}{k'} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} y dy (g(y) - 1) \sin k' y = r_0^3 h(k') \end{aligned} \quad (7.3)$$

حيث:

$$h(k') = \frac{1}{k'} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} y dy (g(y) - 1) \sin k' y$$

تعطى دالة الترابط القطرية لتفاعل ديباي غير خطي حسب الفصل السابق :

$$g(y) = \exp\left(-\frac{\Gamma}{y} \left(\frac{1+p_1s+p_2s^2+p_3s^3}{(1+s)^3}\right) e^{-vy}\right), \quad s = \frac{V}{F} y$$

حساب $v(k)$: تحويل فورييه لطاقة الكامنة لديباي غير الخطي

$$v(y) = \frac{e^2}{r_0 y} \left(\frac{1+p_1s+p_2s^2+p_3s^3}{(1+s)^3}\right) e^{-vy}$$

$$n\beta v(k) = \frac{n\beta}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} r^2 dr v(y) e^{-ikr \cos \theta} \sin \theta d\theta$$

$$= \frac{n\beta}{k} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} r dr v(y) \sin k' y = \frac{r_0}{k'} n\beta \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{r}{r_0} r_0 dy \sin k' y$$

$$= \frac{r_0^3 nB}{k'} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} y v(y) \sin k' y dy = \frac{15}{4} \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{B e^2}{r_0 k'} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} g(s) e^{-vy} \sin k' y dy$$

$$= \frac{15}{4} \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Gamma}{k'} \int_0^{\infty} g(s) e^{-vy} \sin k' y dy$$

$$(n\beta v(k'))^{-1} = \left[\frac{15}{4} \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \Gamma \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} g(s) e^{-vy} \sin k' y dy \right]^{-1} \quad (8.3)$$

نعود الى علاقة مقلوب معامل الانتشار:

$$D^{-1} = 4\pi \frac{\sqrt{2m\beta}}{3} \int_0^{\infty} \frac{r_0}{r_0} dk \frac{k^3 r_0^3}{r_0^3} r_0^3 g(k') (1 + (n\beta v(k)))^{-1} \int_0^{\infty} \frac{e^{-2x^2}}{\left((n\beta v(k'))^{-1} + I''(x) \right)^2 + I'^2(x)} dx$$

$$= \frac{4\pi \sqrt{2m\beta}}{r_0^3 \cdot 3} \int_0^{\infty} dk' k'^3 g(k') (1 + (n\beta v(k')))^{-1} \int_0^{\infty} \frac{e^{-2x^2}}{\left((n\beta v(k'))^{-1} + I''(x) \right)^2 + I'^2(x)} dx$$

ويعطى معامل الانتشار بدون وحدة:

$$D^{-1} \omega_p r_0^2 = \frac{4\pi}{3} \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}} \sqrt{2m\beta} r_0 \int_0^{\infty} dk' k'^3 g(k') (1 + (n\beta v(k')))^{-1} \times$$

$$\int_0^{\infty} \frac{e^{-2x^2}}{\left((n\beta v(k'))^{-1} + 1 - 2xD(x) \right)^2 + \pi x^2 e^{-2x^2}} dx$$

$$= \frac{4\pi}{3} \sqrt{\frac{15\Gamma}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}}} \int_0^{\infty} dk' k'^3 g(k') (1 + (n\beta v(k')))^{-1} \times$$

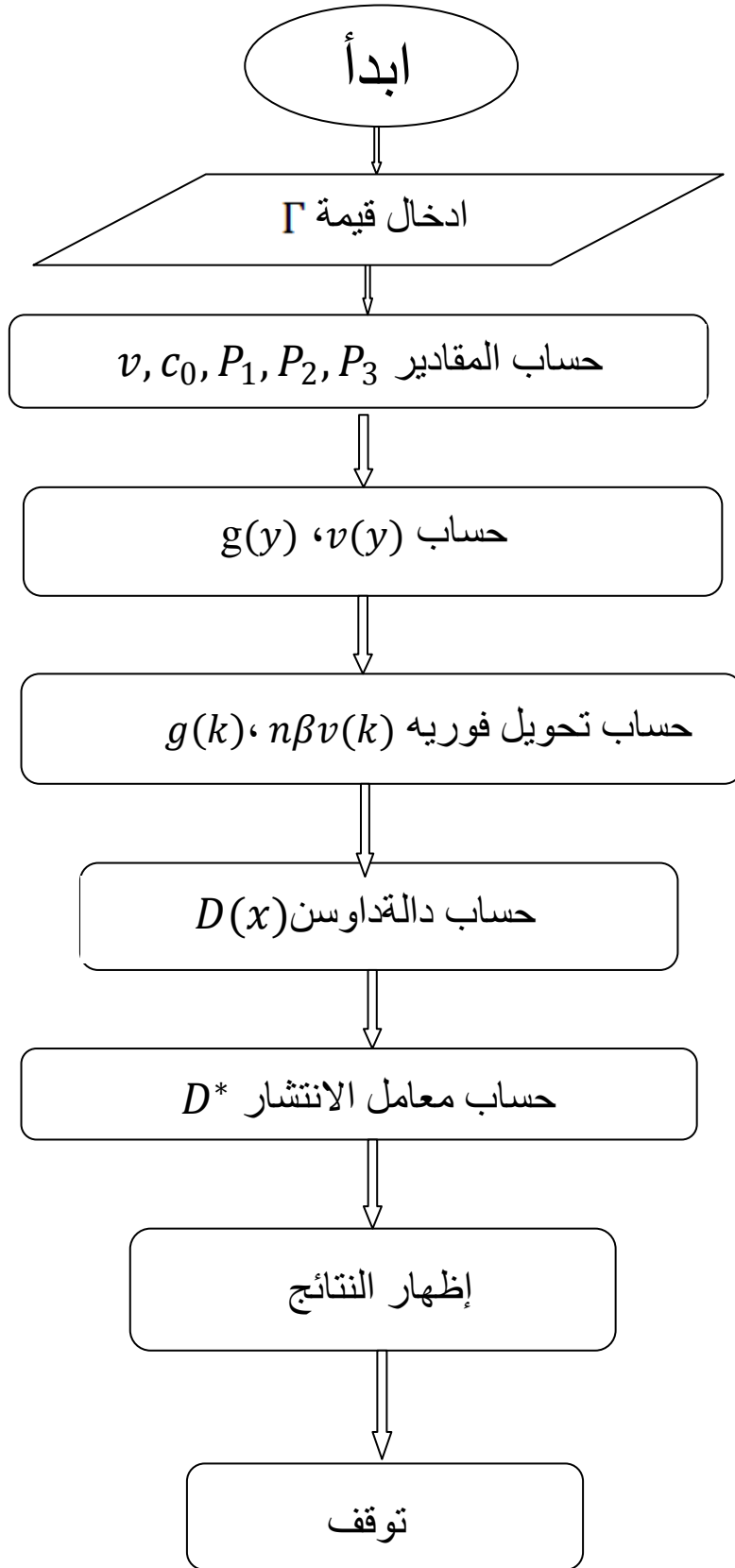
$$\int_0^{\infty} \frac{e^{-2x^2}}{\left((n\beta v(k'))^{-1} + 1 - 2xD(x) \right)^2 + \pi x^2 e^{-2x^2}} dx \quad (9.3)$$

معامل الانتشار بدون وحدة يساوي:

$$D^* = [D^{-1} \omega_p r_0^2] \quad (10.3)$$

2.3 نتائج ومناقشة

بعد حساب العلاقة (7.3) و(8.3) وتعويضها في علاقة معامل الانتشار D^* . يوضح الشكل 1.3 مخطط سير عملية الحساب بالبرنامج:



الشكل 1.3 مخطط سير عملية البرنامج حساب دالة التوزيع للحقل الكهربائي.

بعد تنفيذ البرنامج تحصلنا على النتائج الموضحة في الجدول:

الجدول 1.3 قيم معامل الانتشار من أجل قيم مختلفة لمعامل التزاوج، مقارنة مع نتائج أعمال *Berkovsky* [8] و أعمال *Hansen* [9].

		$D^*(This\ work)$	$D^*(Berkovsky[8])$	
0.2	0.77	53.30	53.90	25.904
0.5	1.22	8.603	8.713	7.54
1	1.73	3.106	2.645	2.959
2	2.44	1.465	0.904	1.177
5	3.87	0.276	0.267	0.342

يوضح الجدول مقارنة بين قيم معامل الانتشار بدون وحدة $D^* = D/\omega p r_0^2$ والمتحصل عليها من العلاقة (10.3) باستخدام

تفاعل ديباي غير الخطي (هذه الدراسة) و القيم المحسوبة في أعمال *Berkovsky* [8]، والنتائج المتحصل عليها من العلاقة

$$D^* = 2.95\Gamma^{-1.34} \text{ من أعمال } Hansen [9].$$

نلاحظ ان القيم المحسوبة من خلال هذا العمل وتلك المحسوبة في المرجع [8] متقاربه جدا عند معامل التزاوج الضعيف والتزاوج

القوي. وعند مقارنة نتائجنا بالعلاقة $D^* = 2.95\Gamma^{-1.34}$ من المرجع [9]، نجد ان هناك تقارب ايضا في النتائج في حالة التزاوج

القوي و بالنسبة في حالة التزاوج الضعيف ليس هناك توافق في النتائج لان العلاقة $D^* = 2.95\Gamma^{-1.34}$ صالحة عند معامل

التزاوج أكبر او يساوي واحد. و نلاحظ ايضا ان قيم معامل الانتشار تتناقص بزيادة معامل التزاوج Γ .

الاحطاء الناتجة في الحساب ترجع الى بعض التقريبات، مثل تقريب دالة الترابط المباشر من طاقة التفاعل وهو تقريب صالح من اجل التزاوج الضعيف او في حالة k صغيرة. كذلك تقريب دالة ترابط القطرية المحسوبة بالعلاقة (10.2) في الفصل الثاني فهي صالحة من اجل التزاوج الضعيف، لذلك كانت نتائج التزاوج الضعيف جيدة مقارنة بحالة التزاوج القوي.

3.3 الخلاصة

يهدف هذا الفصل إلى حساب معامل الانتشار نظريا بالاعتماد على حسابات سابقة لبعض الاعمال مثل أعمال *Martin* و *Berkovsky* مقارنة هذه النتائج. كانت النتائج مقبولة جدا في حالة التزاوج الضعيف، واما في حالة التزاوج القوي كانت هناك بعض الاحطاء. بصفة عامة هذا العمل هو بداية لتطبيق تفاعل ديباي غير الخطي لحساب معامل الانتشار بطريقة رياضية وهي بداية مرضية وفق للنتائج المتحصل عليها.

الخلاصة العامة

قدمنا من خلال هذه المذكرة عمليتين أساسيتين: الأولى هو حساب تفاعل ديباي غير الخطي باستعمال حل معادلة بواسن عن طريق تقريب $(quasi-fractional)$ شبه كسري و العمل الثاني هو حساب معامل الانتشار من خلال حساب معاملات البنية بدلالة تفاعل ديباي غير الخطي، في بلازما ذات مركب واحد في التوازن الترموديناميكي.

في الفصل الأول، تعريف البلازما و تذكر بأهم المقادير الفيزيائية في البلازما التي تدخل كوحدة سلم أي جعل باقي المقادير الاخرى بدون وحدة. وايضا توضيح ظاهرة الانتشار جهريا.

في الفصل الثاني: قمنا باستخراج كمون ديباي غير الخطي، اعتبارا من معادلة بواسن للشحنة وحساب طاقة التفاعل ودالة الارتباط القطرية التي تحسب مباشرة بدلالة من تفاعل ديباي غير خطي، وايضا مناقشة النتائج المتحصل عليها من خلال برنامج من اجل تفاعل ديباي غير الخطي والخطي لمختلف قيم معامل التزاوج.

حيث لاحظنا عند التزاوج الضعيف لا يوجد اختلاف واضح في النتائج الدالة للتوزيع القطرية الناتجة عن تفاعل ديباي غير خطي وتفاعل ديباي الخطي من اجل التزاوج الضعيف، ورغم ذلك فان تفاعل ديباي غير خطي لا يعتمد على أي فرضيات مثل تلك المفروضة على ديباي الخطي. ولاحظنا ان قيم المنحنى لدالة التوزيع القطرية تتراوح نحو اليمين بزيادة معامل التزاوج.

في الفصل الثالث، تم الحساب النظري لمعامل الانتشار هذا العمل يتضمن عدة حدود:

- معاملات البنية $S(k, \omega)$ و $S^S(k, \omega)$ خلال هذا العمل لم نتطرق الى طريقة حسابها استعملت العلاقات الموجودة في المراجع مباشرة بدلالة تحويل فورييه لتفاعل ديباي غير الخطي.

- $v(k)$ تحويل فورييه لتفاعل ديباي غير الخطي.

- $c(k)$ تحويل فورييه لدالة الارتباط المباشر والتي تأخذ كتقريب بأنها الطاقة الكامنة للتفاعل ديباي غير الخطي.

النتائج المتحصل عليها متوافقة مع تلك الموجودة في بعض المراجع، والاختلاف نتيجة بعض التقريبات قد تكون غير صالحة في بعض الحالات (التزاوج القوي). نستطيع أن نحسن من النتائج السابقة باستخدام تقريبات أخرى و كآفاق مستقبلية لهذا العمل لذلك يمكن:

- ✓ إعادة النظر في حساب معاملات البنية باستخدام تقريبات صالحة من اجل التزاوج القوي.
 - ✓ من خلال حساب معامل الانتشار D بدلالة معامل Γ (التزاوج) نستطيع إيجاد علاقة من الشكل $C\Gamma^{-a}$ أو شكل اخر
- تحليلي كما هو الحال في أعمال *Hansen*.
- ✓ يمكن تعميم علاقات حساب معامل الانتشار عند كمون ديباي غير الخطي في البلازما التي تحتوي على أكثر من مركب.

المراجع

- [B. Held, '*Physique Des Plasmas froids*', Masson Paris (1994)
- [بن عطاء الله زهية، ماستر أكاديمي فيزياء الإشعاعات، كاشف وبصريات إلكترونية، جامعة قاصدي مرياح ورقة (2012).
- [T.chohra, Thèse de Magistre, Université de Ouargla (2000).
- [عبد الله موسى، هميزياء البلازما، مكتبة المجتمع العربي للنشر والتوزيع (2010).
- [محمودي منال، ماستر أكاديمي، فيزياء الاشعاعات، كاشف وبصريات الالكترونية، جامعة قاصدي مرياح ورقة (2013)
- [R. Perez and B. Martin, *Astrophys. Space Sci.* **256**, 263–268 (1998)
- [7] J.P. Hansen et I. R. Macdonald, '*Theory of simple liquids*', Academic press (1976).
- [M. A. Berkovsky, J. W. Dufty, A. Calisti, R. Stamm, et B. Talin ,*Phy. Rev.* **E54**(1996).
- [J. P. Hansen, I. R. McDonald and E. L. Pollock, *Phys. Rev. A* **11**,1025 (1975).

ملخص

من خلال هذه المذكرة، قمنا بحساب معامل الانتشار لشائبة ايونية في بلازما وحيدة المركب (أخذنا الشائبة نفس

نوع مركب البلازما)، هذا الحساب يعتمد على معاملات البنية وعلى تفاعل ديباي غير خطي بين الأيونات

الموجبة. مختلف المقارنات بين نتائجنا ونتائج بعض الاعمال الاخرى في حالة التزاوج الضعيف في حالة تزاوج قوى،

بينت توافق في النتائج، هذا يشجع الباحثين على التحسين من هذا النموذج .

الكلمات المفتاحية: معامل الانتشار، تفاعل ديباي غير الخطي، معاملات البنية. البلازما.

Resumé

Dans ce mémoire, nous calculons le coefficient de diffusion d'impureté ionique dans un plasma à une composante, les calculs sont basés sur les facteurs de structure et l'interaction de Debye non linéaire entre les particules chargées. Divers comparaisons entre les résultats obtenus par notre modèle et d'autres travaux dans le cas d'un couplage faible et fort, ont montré un bon accord, ceci encourage les chercheurs à améliorer ce modèle.

Mots clés : coefficient de diffusion, interaction Debye non linéaire, facteurs de structure, plasma.

Abstract

In this work, we compute the diffusion coefficient of impurity ion in the one ionic component plasma, the calculation is based on the knowledge of dynamics structure factors and nonlinear Debye interaction between charged particles. Various comparison between our work results and others work, in the case of weak and strong coupling, showed a good agreement, this encourage the chercheurs improve this model.

Key words: diffusion coefficient, nonlinear Debye interaction, structure factors, plasma.