

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

جامعة الشهيد حمه لخضر - الوادي

كلية العلوم الدقيقة

قسم علوم المادة



رقم الترتيب:

رقم التسلسل:

مذكرة تخرج لنيل شهادة

ماستر أكاديمي

شعبة: الفيزياء

تخصص: فيزياء تطبيقية إشعاع و طاقة

من إعداد: مدخل خديجة

الموضوع

أهم النماذج لحساب دوال توزيع الحقل الكهربائي
الموضعي في البلازما

نوقشت يوم: .../.../.....

أمام لجنة المناقشة المكونة من:

رئيس.
مناقشة.
مقررا.

جامعة الوادي
جامعة الوادي
جامعة الوادي

أستاذ مساعد قسم ب
أستاذة مساعدة قسم ب
أستاذة مساعدة قسم أ

باقي محمد
بكار الضاوية
عسكري سهيلة

الموسم الجامعي: 2016/2015

الإهداء

إلى من بلغ الرسالة وأدى الأمانة .. ونصح الأمة .. إلى نبي الرحمة ونور العالمين سيدنا محمد صلى الله عليه وسلم، أيام مضت من عمرنا بدأناها بخطوة واليوم نقطف ثمار مسيرة أعوام كان هدفنا فيها واضحاً وكنا نسعى في كل يوم لتحقيقه والوصول له مهما كان صعباً ووصلنا وبيدنا شعلة علم وسنحرص كل الحرص عليها حتى لا تنطفئ. وها نحن اليوم والحمد لله نطوي سهر الليالي وتعب الأيام وخلاصة مشوارنا بين دفتي هذا العمل المتواضع. إلى من جرع الكأس فارغاً ليسقيني قطرة حب إلى من كَلَّت أنامله ليقدّم لنا لحظة سعادة، إلى من حصد الأشواك عن دربي ليمهد لي طريق العلم إلى القلب الكبير والدي العزيز، إلى من أرضعتني الحب والحنان إلى رمز الحب وبلسم الشفاء إلى القلب الناصع بالبياض والدي الحبيبة، إلى من افتقدها في مواجهة الصعاب ولم تهلها الدنيا لأرتوي من حنانها جدتي الطاهرة غمرها الله برحمته الواسعة إن شاء الله، إلى من كانوا يضيئون لي الطريق ويساندونني ويتنازلون عن حقوقهم لإرضائي والعيش في هناء إخوتي أحبكم جداً لو مر على أرض قاحلة لتفجرت منها ينابيع المحبة، وإلى كل أعمامي وأخوالي وأولادهم، إلى من بها أكبر وعليها أعتمد، إلى شمعة متقدة تنير ظلمة حياتي إلى من بوجودها أكتسب قوة ومحبة لا حدود لها إلى من عرفت معها معنى الحياة أختي، وإلى نساء إخوتي وعماتي وخالاتي وبناتهن وكذلك لا أنسى جدتي وجدتي، إلى الأخوات اللواتي لم تلدهن أُمي .. إلى من تحلو بالإخاء وتميزوا بالوفاء والعطاء إلى ينابيع الصدق الصافي إلى من معهم سعدت، وبرفتهم في دروب الحياة الحلوة والحزينة سرت إلى من كانوا معي على طريق النجاح والخير إلى من عرفت كيف أجدهم وعلموني أن لا أضيعهم صديقتي. إلى من علمونا حروفاً من ذهب وكلمات من درر وعبارات من أسمى وأجلى عبارات في العلم إلى من صاغوا لنا علمهم حروفاً ومن فكرهم منارة تنير لنا سيرة العلم والنجاح إلى أساتذتنا الكرام، واهداء خاص إلى استاذتي المشرفة وإلى كل طالب علم يكد ويجتهد على طريق العلم المضني.

مدخل خديجة

شكر و عرفان

أتقدم أولا وأخيرا بالشكر لله عز وجل الذي بنعمته تتم الصالحات، فله الحمد حتى يرضى وله الحمد إذا رضى وله الحمد بعد الرضا.

أتقدم بالشكر الكثير إلى أفضل أستاذة في الوجود سهيلة عسكري على منحي أفضل فرصة علمية أن تكون مؤطرة لي، وعلى مساعداتها الجبارة وتحملها من ذلك عبئا كبيرا، وصبرا طويلا في مختلف مراحل إعداد هذه المذكرة.

أشكر الأستاذة باقى محمد على تكريمه بقبول ترؤس لجنة مناقشتي. أتقدم أيضا بالشكر الجزيل للأستاذة بكار الضاوية على عطائها العلمي وكل التسهيلات التي لم تتأخر في تقديمها بكل عناء، وبقبولها عضوا ممتحنا في لجنة مناقشتي.

أقدم خالص شكري للأستاذة: ضيف الله مصباح، مفتاح محمد الطيب، ياسين اللبي و شيجي إسماعيل على كل المساعدات القيمة.

أقدم تشكراتي العميقة إلى كل زميلاتي: مرجانه، إيمان، مريم، ليلي، سالمه، أمينة.... وإلى زميلتي الوفية يومبعي مسعودة.

أقدم تشكراتي العميقة إلى والدي، وكل شخص من أفراد عائلتي، وخاصة أخي عبد العالي وابن عمي عبد الحميد. أقدم كذلك تشكراتي إلى الصديقات: مطيرة، مريم، ليلي، حياة، عائشة، أحلام..... وكل من قدم لي يد العون.

مدخل خديجة

فهرس المحتويات

.....	فهرس المحتويات
I	فهرس الأشكال
II	فهرس الجداول
III	قائمة الترميز
11	مقدمة عامة

الفصل الأول: عموميات حول البلازما.

14	مقدمة
14	1.I لمحة تاريخية
16	2.I تعريف البلازما
18	3.I أمثلة عن البلازما
18	1.3.I البلازما طبيعية
19	2.3.I البلازما الصناعية
20	4.I أنواع البلازما
20	1.4.I البلازما الحرارية
21	2.4.I البلازما الكهربائية
21	5.I بعض خصائص البلازما
21	1.5.I التعادل الكهربائي في البلازما
22	2.5.I ذبذبات البلازما و حركة الموجة
22	3.5.I حصر البلازما
22	6.I المحافظة على البلازما
23	1.6.I جهاز توكاماك
23	2.6.I الاحتواء القصوري الذاتي
23	7.I مقادير البلازما

24 1.7.I طول ديبياي
24 2.7.I كرة ديبياي
25 3.7.I درجة التأين
26 4.7.I تردد البلازما
26 5.7.I طول لاندو
27 6.7.I طول موجة دي بروغلي الحرارية
27 7.7.I زمن التصادم
28 8.7.I المسير الحر
28 9.7.I نصف قطر الكرة الإلكترونية
28 10.7.I نصف قطر الكرة الأيونية
28 11.7.I معامل التزاوج
29 8.I معالجة البلازما
31 9.I تصنيف أنواع البلازما حسب الكثافة
31 خلاصة

الفصل الثاني: نماذج دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي.

33 مقدمة
33 1.II التوزيعات في البلازما
33 2.II الحقول الموضعية
34 3.II دوال التوزيع
35 4.II حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني
37 5.II أهم نماذج حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي
37 1.5.II نموذج Holtsmark (1919)
38 2.5.II نموذج Mayer (1940) و Salpeter (1958)
40 3.5.II نموذج Ecker-Muller (1957-1958)
40 4.5.II نموذج الجسيم المستقل (1958)

41 5.5.II نموذج Baranger-Mozer (1959)
41 6.5.II نموذج تقريب الإحداثيات الجماعية Hooper (1966)
45 7.5.II نموذج Iglesias (1982)
45 8.5.II نموذج التقريب الآسي ذو المعامل القابل للتكثيف (APEX) (1983)....
46 9.5.II تطورات أخرى.....
47 خلاصة.....

الفصل الثالث: المحاكاة العددية لنموذج Holtsmark.

49 مقدمة.....
59 1.III بعض نماذج التوزيعات.....
50 2.III أهمية دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي الأيوني.....
50 3.III الصيغة الطيفية.....
51 4.III المعالجة العددية.....
51 1.4.III مخطط البرنامج.....
52 2.4.III نموذج Holtsmark بـ (matlab).....
54 3.4.III نموذج Hooper بـ (matlab).....
 4.4.III توزيع الحقل الكهربائي لنموذجي Holtsmark و Hooper بـ (matlab)
55
 5.4.III مقارنة توزيع الحقل الكهربائي لنموذجي Hooper و Holtsmark عند درجة الحرارة المرتفعة والكثافة المنخفضة بـ (matlab).....
56
58 6.4.III مقارنة توزيع الحقل الكهربائي لعدة نماذج.....
58 خلاصة.....
60 الخلاصة العامة.....
62 قائمة المراجع.....
69 الملحق.....

فهرس الأشكال

- 15 الشكل (1.I): العالم جوزيف جون طومسون
- 15 الشكل (2.I): العالم سير وليام كروكس
- 15 الشكل (3.I): العالم ارفن لونقمير
- 16 الشكل (4.I): نموذج مرئي مبسط للمقارنة بين الحالات الأربع للمادة
- 18 الشكل (5.I): بلازما الموجودة على سطح الشمس
- 19 الشكل (6.I): بلازما الموجودة في النجوم
- 19 الشكل (7.I): بلازما البرق
- 20 الشكل (8.I): بلازما المصابيح الفوسفورية
- 20 الشكل (9.I): بلازما الموجودة في التلفاز
- 23 الشكل (10.I): جهاز توكاماك لحصر للبلازما
- 25 الشكل (11.I): تمثيل لكرة ديبياي
- 35 الشكل (1.II): صورة تصف النظام لحساب دوال توزيع الحقل الكهربائي
- 39 الشكل (2.II): مجال استخدام نموذج نمودجي Mayer و Salpeter
- 39 الشكل (3.II): التمثيل التخطيطي والتمثيل البياني للتفاعلين المركزي واللامركزي
- 42 الشكل (4.II): التمثيل التخطيطي للتفاعلين المركزي واللامركزي
- الشكل (1.III): مخطط لحساب دوال توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E/E_0) لنموذج
51 Holtsmark
- الشكل (2.III): توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E/E_0) لنموذج Holtsmark
52 ($E_0=1.03$)
- الشكل (3.III): توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E/E_0) لقيم مختلفة من الحقل الوحدوي
53 لنموذجي Holtsmark

- 54 الشكل (4.III): توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E /E0) لنموذج Hooper
- 55 الشكل (5.III): توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E /E0) لنموذج Hooper
- الشكل (6.III): مقارنة توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E /E0) لنموذجي Hooper و
- 56 Hooper و
- الشكل (7.III): مقارنة توزيع الحقل الكهربائي لنموذجي Hooper و Hooper عند
- 57 درجة الحرارة المرتفعة والكثافة المنخفضة
- 58 الشكل (8.III): مقارنة توزيع الحقل الكهربائي لعدة نماذج

فهرس الجداول

- 17 جدول (1.I): مقارنة بين خصائص البلازما والغاز

قائمة الرموز

❖ الرموز اللاتينية

درجة حرارة الإلكترونات.	T_e
درجة حرارة الأيونات.	T_i
درجة حرارة الجسيمات المتعادلة.	T_n
كثافة الجسيمات المتعادلة.	n_n
كثافة الذرات.	n_a
كثافة غير متأينة.	n_0
كثافة الإلكترونات.	n_e
البعد بين الكترون وأيون.	r_{ei}
كتلة الالكترتون.	m_e
تردد الالكترونات.	w_{pe}
تردد الأيونات.	w_{pi}
كثافة الأيونات.	n_i
كتلة الأيونات.	m_i
ثابت بولتزمان.	K_B
شحنة إلكترون.	E
درجة الحرارة المطلقة.	T
طول موجة برغولي.	Λ
ثابت بلانك المختزل.	\hbar
نصف قطر الكرة الأيونية.	r_i
نصف قطر الكرة الإلكترونية.	r_e
معامل التزاوج للإلكترونات.	Γ_{ee}
معامل التزاوج للأيونات.	Γ_{ii}
طول لا ندو.	r_0
معامل التزاوج للإلكترونات و الأيونات.	Γ_{ei}
عدد الجسيمات من الصنف j لوحدة الحجم في البلازما.	N_{0j}
كتلة الجسيمات من النوع j .	m_p
حجم الجملة.	V
الحقل الكهربائي.	E
الطاقة الكامنة وتتعلق بمواضع الجسيمات.	U
دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي.	$P(E)$
عدد جسيمات البلازما.	N
الكثافة الطيفية للإشعاع.	I
دالة التقسيم.	Z_N
الحقل الوجودي الناتج عن المسافة النموذجية عند r_0 .	E_0

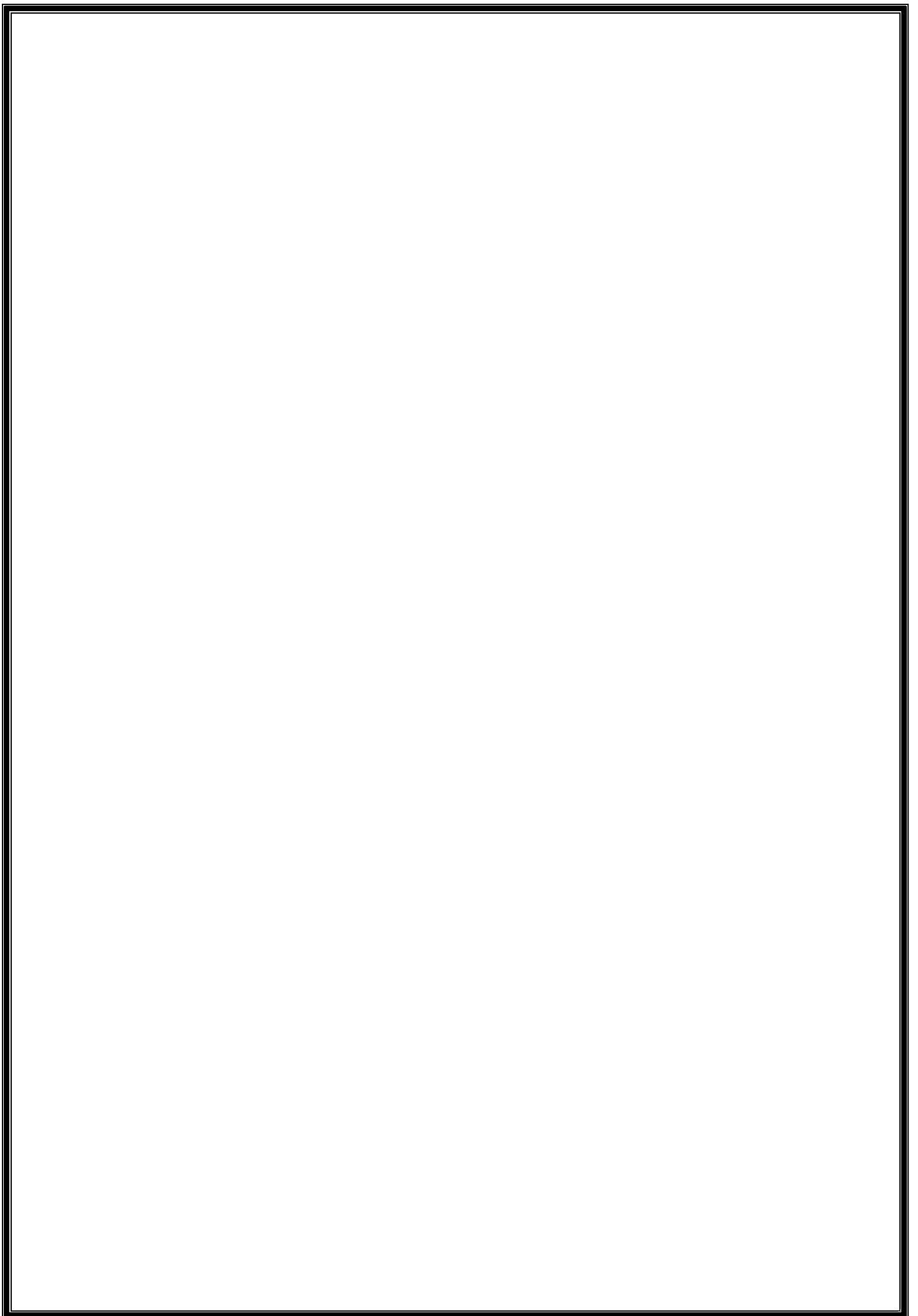
قائمة الرموز

دالة الترابط بين الأيون المشع المركزي والأيون الأخر المسبب للإضطراب.	$g_1(r_1)$
دالة Bessel ذو الرتبة صفر.	J_0
شحنة أحد الأيونات.	Z
عدد الجسيمات.	N

❖ الرموز اليونانية

طول ديبياي.	λ_D
زمن التصادم.	τ
تواتر التصادم.	ν'
المسير الحر.	ℓ

مقدمة عامة



مقدمة عامة

يتميز العصر الحالي بهيمنة العلوم الحديثة على كل مظاهر الحياة وعلى مصير وتقدم الأمم والشعوب، ويعتبر علم فيزياء البلازما مفتاح تكنولوجيا هذا العصر، حيث تعتبر البلازما الحالة الرابعة للمادة ومن المضحك جدا أننا نعلم أنها هي الحالة المكتشفة مؤخرا في حين أنها تشغل نصف كوكبنا، واكتشفت من قبل العالم "Sir William Crookes" عام 1879م وأطلق عليها اسم البلازما من طرف العالم "Irving Lingmuir" عام 1928م والبحث في هذا المجال أصبح محل اهتمام العلماء والباحثين وأخذ نطاقا واسعا [1]، وهو ما جعل دراسة الإشعاعات المنبعثة من البلازما تشكل هدفا رئيسيا لدى الباحثين بمطيفية البلازما، لأن أشكال إزاحات الخطوط الطيفية من هذه الإشعاعات تعتبر أدوات مهمة لتشخيص البلازما كمعرفة كثافتها ودرجة حرارتها فتحلل هذه الإشعاعات الصادرة كيفية لمعرفة العناصر التي تتشكل منها البلازما، وكما لمعرفة تراكيزها ودرجة حرارتها [2-4].

من المعلوم لدى المشتغلين بمطيفية البلازما أن أشكال الخطوط الطيفية الصادرة عن المشعات المعزولة (isolated radiators) تكاد تكون خطأ لا عرض له، أما إذا كانت غير معزولة أي داخل وسط مادي، فإنها تتفاعل مع بقية جسيمات هذا الوسط، مما يجعل الخطوط الطيفية لها عريضة [5، 6].

هناك عدة أسباب تؤدي الى تعريض الخطوط الطيفية منها التعريض الطبيعي، إذ يكون هذا التعريض ضئيلا مقارنة بالأسباب الأخرى للتعريض، ويرجع حدوثه الى عمر المستويات في الحالات المثارة وقد لوحظ من طرف العالم "Heitler" سنة 1954م [7]، والتعريض بفعل Doppler الذي يكون موافقا للحركة غير المنتظمة للذرات المشعة المرتبطة بالإثارة الحرارية، كذلك تعريض التصادم الإلكتروني ويرجع سبب حدوثه إلى التصادمات بين المشعات والإلكترونات المحيطة بها، هذه التصادمات تكون سريعة خلال مدة زمنية قصيرة لحياة المستويات.

سبب آخر مهم يؤدي للتعريض هو فعل Stark، ويكون هذا التعريض بسبب أي تفاعل بين أيون مشع وجسيم مشحون كهربائيا مسبب للاضطراب شرط أن تكون مدة هذا التفاعل أكبر من مدة تصادم هذين الجسيمين، وتحت تأثير الحقل الكهربائي الموضوعي.

أما عن الأسباب المؤدية للتناظر الخطوط الطيفية، فيرجع للاتجانس الحقل الكهربائي الموضوعي وهو السبب الأكثر أهمية إذ يعد مصدرا رئيسيا للتناظر، وقد أشار إلى ذلك كل من "Kudrin" و "Sholin" [8]، كما أن لتأثيرات البنية الدقيقة دورا للتناظر الخطوط الطيفية

بالإضافة إلى سبب آخر متمثل في زيادة الكثافة الإلكترونية، إذ أظهرت الخطوط الطيفية للمشعات الشبيهة بالهيدروجين والمغمورة في البلازما لاتناظرا ملحوظا و إنزياحات قابلة للقياس عند الكثافة الإلكترونية العالية.

لقد اهتم الباحثون كل من وجهة نظره بدراسة الأسباب المختلفة لتعريض الخطوط الطيفية منذ دخول مصطلح البلازما للفيزياء، و لا يزال البحث جاريا، إذ لم يصل بعد إلى درجة الحقائق العلمية المتفق عليها من قبل الجميع، و ما يدل على ذلك أن المؤتمرات العلمية مازالت تعقد لليوم باسم "أشكال الخطوط الطيفية".

وبما أنه لا يمكن معالجة البلازما معالجةً عينيةً لأنها تنبثق عنها ظواهر تحدث على سلمٍ صغيرٍ جدا من الأطوال، و تتناول عددا ضخما من الجسيمات، فإنه يتعين معالجتها إحصائيا.

إن تأثير الحقل الكهربائي الموضعي يبدو واضحا أنه مهم في إعطاء الخطوط الطيفية شكلها النهائي، ومن جهة أخرى فإن الصيغة التحليلية للخط الطيفي تستوجب معرفة دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي من الرتبة الأولى.

لقد سعى الباحثون لإيجاد دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي منذ سنة 1919م من قبل العالم "J. Holtsmark" إلى يومنا هذا [9].

الاهداف من المذكرة:

- التطرق إلى مفهوم البلازما، أنواعها، بعض الأمثلة لها، كيفية المحافظة عليها وأهم خصائص ومقادير البلازما.
- أهمية دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي، وحسابها نظريا وعدديا.
- التأكد من شكل المنحنى لنموذج "Holtsmark" بالمحاكاة العددية.

تتضمن هذه المذكرة ثلاثة فصول:

الفصل الأول:

نتناول بإيجاز البلازما عموما، تاريخها، تعاريفها، وصفها، كيفية معالجتها أمثلة عنها والخصائص التي تميزها عن بقية حالات المادة، واضعين القارئ بذلك ضمن موضوع البلازما.

الفصل الثاني:

سنتطرق إلى التوزيعات والحقول الموضعية ودوال التوزيع، كما سنقدم العبارة العامة المعتمد عليها في الحساب آخذين بعين الاعتبار وصف الجملة الفيزيائية التي سنعالجها، ثم سنتطرق لعرض أهم النماذج التي استخدمت لحسابها متقيدين بالتسلسل الزمني لهذه النماذج

حيث سنبداً بنموذج "Holtsmark" الذي ظهر عام 1919 م و ينطلق من فكرة أن طاقة التفاعل للجلمة معدومة، كما افترض أيضا أن درجة الحرارة كبيرة جدا ($T \rightarrow \infty$) في حالة التفاعل وهو نموذج تؤول له جميع النماذج، لذا سنعمد عليه في حسابنا لدالة التوزيع الحقل الكهربائي الموضوعي، وبذلك سنطرق لتوضيح جميع تفاصيل الحساب، كما سنعالج عدديا النتائج المتحصل عليها من هذا الحساب وسنتطرق إلى نماذج أخرى من بينها نموذج "Mozer-Baranger"، ينطلق هذا النموذج من فكرة أن احتمال حدوث هيئة ما يتعلق بكيفية توزيع الجسيمات أي بإحداثياتها الموضوعية، ثم نموذج الجسم المستقل سنة 1958م، الذي ينطلق من اعتبار التفاعلات المركزية فقط، أي أن الأيونات لا تتفاعل إلا مع الأيون المشع المركزي، بعد ذلك ظهر نموذج "Hooper" عام 1966م وهو يأخذ بعين الاعتبار كل التفاعلات، إلا أنه يعتبرها مؤلفة من جزأين أحدهما طويل المدى والآخر قصير المدى، ومن ثم يأتي نموذج التقريب الأسّي الذي يدرس حالة التزاوج الشديد بين الجسيمات كما سنشير وبايجاز لنماذج أخرى اقترحت بعد هذه النماذج.

الفصل الثالث:

سنحدث عن أهمية دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي ومدى تأثيرها في الصيغة التحليلية للخط الطيفي، وبعض نماذج التوزيعات المعروفة، والدور الذي تؤديه في تعريض الخطوط الطيفية، كما سنعالج عدديا النتائج المتحصل عليها من الحساب لنموذج Holtsmark الذي كان عام 1919م، وفي آخر هذا الفصل سنقارن النتائج المتحصل عليها مع نموذج Hooper وبعض النماذج الأخرى.

خلاصة:

نستخلص فيها أهم المميزات والنتائج التي تحصلنا عنها وبعض الملاحظات حول المقارنات التي أجريناها.

الفصل الأول

عموميات عن البلازما

I. عموميات حول البلازما

مقدمة:

إن معظم المواد التي تشكل الكون في حالة بلازما، وتتشترك 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، لا سائلة ولا حتى غازية، فهي عبارة عن حالة مخففة للمادة تشبه الغاز .

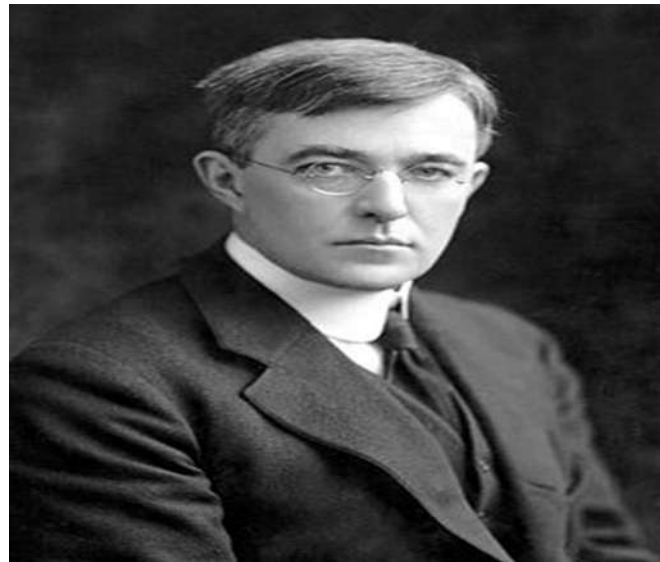
1.I لمحة تاريخية:

إن أول من أطلق مصطلح الحالة الرابعة للمادة هو العالم الإنجليزي "Sir William Crookes" عام 1879م وأطلق عليها آنذاك اسم "المادة المشعة"، في عام 1897م اكتشف الفيزيائي البريطاني "Joseph Thomson" خصائص البلازما وطبيعتها، أول من استخدم مصطلح البلازما هو العالم "Langmuir" في عام 1923م للدلالة على غاز مضيء يحوي إلكترونات وأيونات موجبة وبعض الذرات المعتدلة، ويرجع الفصل في تسمية البلازما إلى العالم الفيزيائي "Irving Lingmuir" في عام 1928م. بعد ذلك استخدم هذا المصطلح بصفة خاصة في فيزياء الفلك للتعبير عن حالة مخففة للمادة تشبه الغاز، إلا أنها مؤلفة من جسيمات مشحونة (إلكترونات وأيونات موجبة) بتناسب معين، يجعل الوسط إجمالاً متعادلاً كهربائياً.

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 [1، 10-17].



الشكل (1.I): العالم جوزيف جون طومسون [18]. الشكل (2.I): العالم سير وليام كروكس [19].

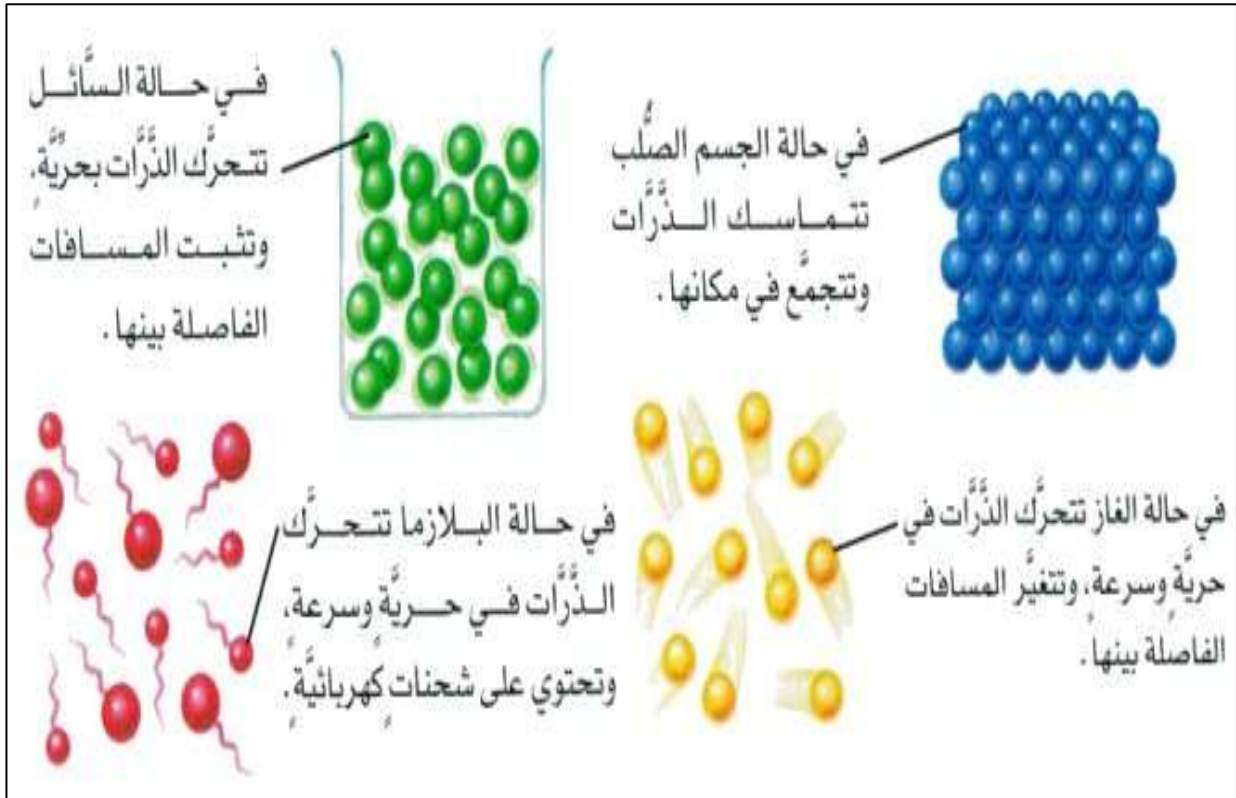


الشكل (3.I): العالم ارفنج لونقمير [20].

2.I تعريف البلازما:

البلازما هي وسط غازي شديد التأين، يتألف من عددٍ متساوٍ تقريباً من الشحنات الموجبة والشحنات السالبة التي هي أيونات حرة، فتسبب القوى الكهربائية بين الشحنات سلوكاً مختلفاً عن الغاز العادي المتعادل كهربائياً على مستوى جزيئاته.

يتأين هذا الغاز عندما يسخن إلى درجة حرارة عالية، إذ يؤدي تهيجه الحراري إلى تصادمات عنيفة بين ذراته وجزيئاته ينشأ عنها اقتلاع إلكترونات منها تصبح حرة، في حين تتحول الذرات أو الجزيئات التي فقدت إلكترونات إلى أيونات موجبة الشحنة، وتتحول تلك التي اكتسبت إلكترونات إلى أيونات سالبة، وكلما ازداد التأين سيطرت القوى الكهرومغناطيسية ما بين الأيونات والإلكترونات على سلوك الغاز المتأين ليصبح حالة جديدة سميت بالبلازما [12، 13].



الشكل (4.I): نموذج مرئي مبسط للمقارنة بين الحالات الأربع للمادة [21].

جدول (1.I): مقارنة بين خصائص البلازما والغاز [22].

البلازما	الغاز	الخاصية
<p>قوي جدا</p> <p>لأغراض عديدة. يمكن أن يعامل التوصيل بالبلازما على أنه غير محدود. يسيطر على تصرفها حقلا كهربائيا ومغناطيسيا.</p>	<p>ضعيف جدا</p> <p>الغازات مصنفة عوازل كهربائية في الشروط العادية. لا يستجيب بشكل واضح لتأثير الحقل الكهربائي أو المغناطيسي.</p>	<p>توصيل كهربائي</p>
<p>اثنان أو ثلاثة</p> <p>إلكترونات أو أيونات و ذرات محايدة تتوزع حسب نوع الشحنة وتصرف عند أكثر الحالات باستقلالية حسب الحجم والسرعة والحرارة.</p>	<p>نوع واحد</p> <p>ذرات أو جزيئات. جميع الجزيئات تتصرف بطريقة مشابهة، تتأثر بالجاذبية وتتصادم مع بعضها البعض.</p>	<p>الأنواع التي تمثلها</p>
<p>تراكمي</p> <p>تموج أو حركة منتظمة للبلازما مهم جدا ذلك أن الجسيمات يمكن أن تتفاعل فيما بينها على مدى طويل عبر القوى الكهربائية والمغناطيسية.</p>	<p>مزدوج</p> <p>اصطدام بين جسيمين ونادرا بين ثلاثة.</p>	<p>التفاعلات</p>

3.I أمثلة عن البلازما:

أبسط أنواع البلازما بلازما الهيدروجين، و هي مؤلفة من إلكترونات و بروتونات حرة بتراكيز متساوية.

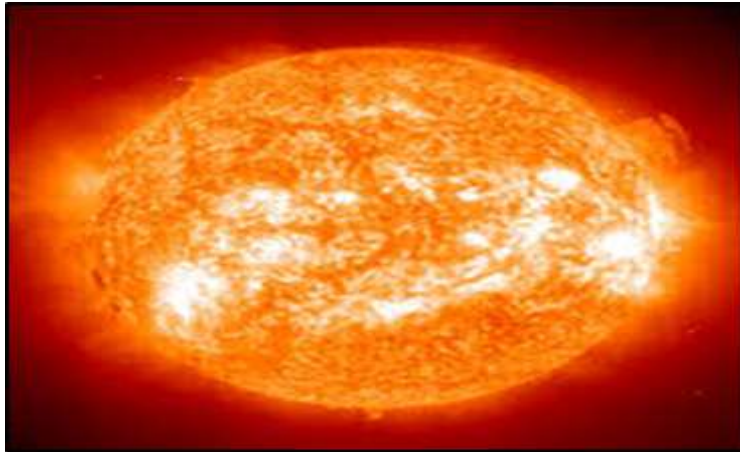
وعموما فإن كل شيء طاقي في الكون يمتلك بلازما مرتبطة به إذ أن 99.9999 % من حجم المادة الملاحظة في الكون توجد في حالة بلازما، ولعلها تشكّل أغلب العالم غير المرئي. و لها نوعان هما [10، 16]:

1.3.I البلازما الطبيعية:

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 كلفن، بلازما مركز الشمس درجة حرارتها 17 مليون كلفن، أيضا البلازما على سطوح النجوم درجة حرارتها 10^4 كلفن، بلازما في جوف النجوم حرارتها تقدر بـ 10^7 كلفن وبلازما الرياح الشمسية... إلخ [10، 16].



الشكل (5.I): بلازما الموجودة على سطح الشمس [23].



الشكل (6.I): بلازما الموجودة في النجوم [23].

➤ بلازما طبيعية أرضية:

تمثل البلازما الأرضية بنسبة أقل من سابقتها لأنها تحدث على مستوى كوكب الأرض مثل البرق والصواعق... إلخ، فنجد غلاف جو الأرض يتكون من بلازما معروفة باسم الكرة المتأينة [10، 16].



الشكل (7.I): بلازما البرق [23].

2.3.I البلازما الصناعية:

بما أن البلازما نادرة في محيطنا القريب، لجأ الإنسان لتوليدها صناعياً، وهي تشمل البلازما الموجودة في التلفاز، في غاز المصابيح الفوسفورية والاندماج النووي... إلخ [10، 16].



الشكل (8.I): بلازما المصابيح الفوسفورية [23].



الشكل (9.I): بلازما الموجودة في التلفاز [24].

4.I أنواع البلازما:

تم تصنيف البلازما إلى نوعين هما: البلازما الحرارية، البلازما الكهربائية [21].

1.4.I البلازما الحرارية:

يتم تسخين الغاز حتى درجة حرارة عالية بما فيه الكفاية للتأين الجزئي أو الكامل، بحيث تكون الإلكترونات والجسيمات الثقيلة في حالة توازن حراري مع بعضها البعض وعليه تصبح:

$$T_e \sim T_i \sim T_n$$

حيث:

T_e : درجة حرارة الإلكترونات.

T_i : درجة حرارة الأيونات.

T_n : درجة حرارة الجسيمات المتعادلة.

البلازما المستخدمة في مفاعلات الاندماج هي بلازما حرارية، ومن مساوئ البلازما الحرارية بأنها ذات طبيعة تدميرية عالية من خلال زيادة درجة حرارة المواد (جدران) الملامسة [21].

2.4.I البلازما الكهربائية:

يطلق على البلازما المستحثة كهربائياً "التفريغ الغازي الأيوني"، وبحكم درجة حرارتها المنخفضة يعاملونها على أنها البلازما الباردة، وبالتعريف هي غاز متأين وليس في حالة توازن حراري بحيث أن الإلكترونات الوحيدة هي الساخنة [21].

نكتب:

$$T_e \gg T_n \text{ و } T_e > T_i > T_n$$

5.I بعض خصائص البلازما:

لعل أهم خصائص البلازما الجديرة بالذكر، موصليتها (conductivity) الكهربائية العالية، حتى أن الحقول الكهربائية الخارجية تلغى في وسط البلازما بفعل التيارات المتحرضة، ومن أهم هذه الخصائص نذكر ما يلي [2، 25]:

1.5.I التعادل الكهربائي في البلازما:

إحدى الصفات المهمة للبلازما هي نزعتها لتبقى متعادلةً كهربائياً، أي ميلها إلى توازن الشحنة الفراغية السالبة مع الشحنة الفراغية الموجبة في كل جزء من الحجم العيني، إن أي اختلال بسيط في كثافات الشحنة الفراغية يسبب نشوء قوى كهروستاتيكية قوية تؤثر في اتجاه إعادة التعادل، حيثما أمكن.

من جهة أخرى، إذا تعرضت البلازما إلى حقل كهربائي خارجي، فإن كثافات الشحن الفراغية ستتنظم

نفسها بحيث يحجب الجزء الأعظم من البلازما من تأثيرات هذا الحقل [26، 27].

2.5.I ذبذبات البلازما و حركة الموجة:

البلازما من صفاتها المهمة أيضا قابليتها لحمل الذبذبات و بث الموجات، يمكن أن تحدث لأنواع مختلفة من السلوك التذبذبي، إلا أن هذه الذبذبات قد تكون معقدة جدا بسبب الميزة غير الخطية للمعادلات الهيدروديناميكية لها.

ولقد نوقشت الذبذبات الكهروستاتيكية في البلازما لأول مرة من قبل العالمان "Tonks" و "Langmuir"، في الحقيقة هناك نوعان محتملان من الذبذبات الكهروستاتيكية، ذبذبات التردد العالي التي تكون سريعة جدا، إذ يصعب على الأيونات الثقيلة أن تتبعها، و ذبذبات الأيونات التي تكون بطيئة جدا بحيث أن الإلكترونات تتوزع دائما حول الأيونات بنمط إحصائي [28، 29].

3.5.I حصر البلازما:

هي إحدى أهم خصائص البلازما، لقد اهتم العلماء كثيرا بتطوير تقنية حصر البلازما هذا بسبب الحاجة الكبيرة لها، إذ تعتبر هذه الأخيرة مفتاح التفاعلات النووية داخل مفاعلات الاندماج، يوجد عدة تقنيات لهذه الخاصية كالحصر العطالي و الحصر بمجال مغناطيسي.

فمثلا مبدأ الحصر بمجال مغناطيسي هو حصر البلازما داخل مجال مغناطيسي بحيث لا تلمس جسيمات البلازما (إلكترونات وأيونات) أي جدار مادي، لأن درجة حرارتها تسبب انصهار مادة المفاعل النووي ولقد طورت عدة أجهزة تعتمد على هذا المبدأ مثل: Alcator، Scylla، Scyllac، Stellarator Tokamak [2، 22].

6.I المحافظة على البلازما:

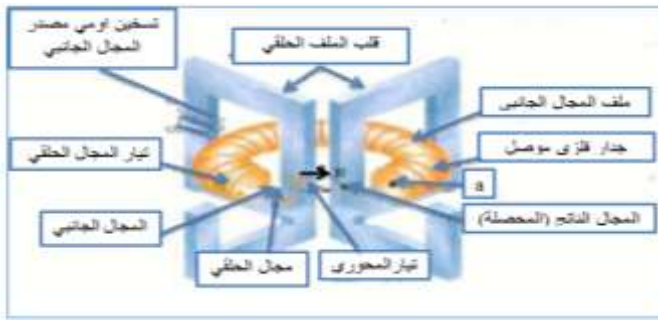
اتضح أن البلازما مادة متقلبة جدا، تقاوم كل المحاولات لجمعها، فإضطر العلماء لتذليل صعوبات كثيرة، ريثما أنشئت الوحدات ذات المصائد المغناطيسية، التي نجحت شيئا فشيئا في حصر البلازما. حيث يمكن حصر الجسيمات المشحونة بواسطة مجالات مغناطيسية قوية، بدأت المحاولات لتسخين البلازما بسرعة كبيرة واحتوائها في مجالات مغناطيسية لفترة، بحيث أن ما ينتج من طاقة يفوق ما يستهلك منها قبل أن يهدم الاحتواء [30].

هناك عدة نماذج لاحتواء البلازما أهمها:

1.6.I جهاز توكاماك (Tokamak):

يعتمد هذا الجهاز على نظام الاحتواء المغناطيسي للبلازما وذلك باستخدام مغناط ضخمة من شأنها الحفاظ على أيونات البلازما في مدارات المجال المغناطيسي وزيادة كثافتها وحفظها بعيدا عن جدران المحتوي للبلازما [1].

- وفي هذا النظام لابد من ارتفاع طاقة التصادم بين نواتي ذرتي نظيري الهيدروجين (الدوتيريوم والتريتيوم) إلى 2.10^4 إلكترون فولط لحدوث الاندماج، كما يجب أن تتحقق الشروط المثلى لخصائص البلازما التي يتم عندها الاندماج النووي في آن واحد معا وهي:
- ✓ درجة حرارة البلازما من 100 إلى 200 مليون درجة مئوية.
 - ✓ كثافة البلازما من 2×10^{20} إلى 3×10^{20} لكل متر مكعب.
 - ✓ زمن احتواء وحصر البلازما من 1 إلى 2 ثانية.



الشكل (10.I): جهاز توكاماك (Tokamak) لحصر للبلازما [1].

2.6.I الاحتواء القصوري الذاتي:

يعتمد الاحتواء القصوري الذاتي على إطلاق حزم قوية من أشعة الليزر على كريات صغيرة مصنوعة من الدوتيريوم والتريتيوم الصلب حيث ترتفع درجة حرارتها إلى درجة حرارة عالية جدا وبسرعة وزمن محدود وقصير للغاية حتى تتحقق شروط الاندماج [1].

حيث:

- كثافة البلازما تصل إلى 3×10^{25} أيون لكل متر مكعب.
- زمن حصر البلازما يصل إلى 3×10^{-11} ثانية.

7.I مقادير البلازما:

تتميز البلازما بعدة مقادير و أهمها:

1.7.I طول ديبي:

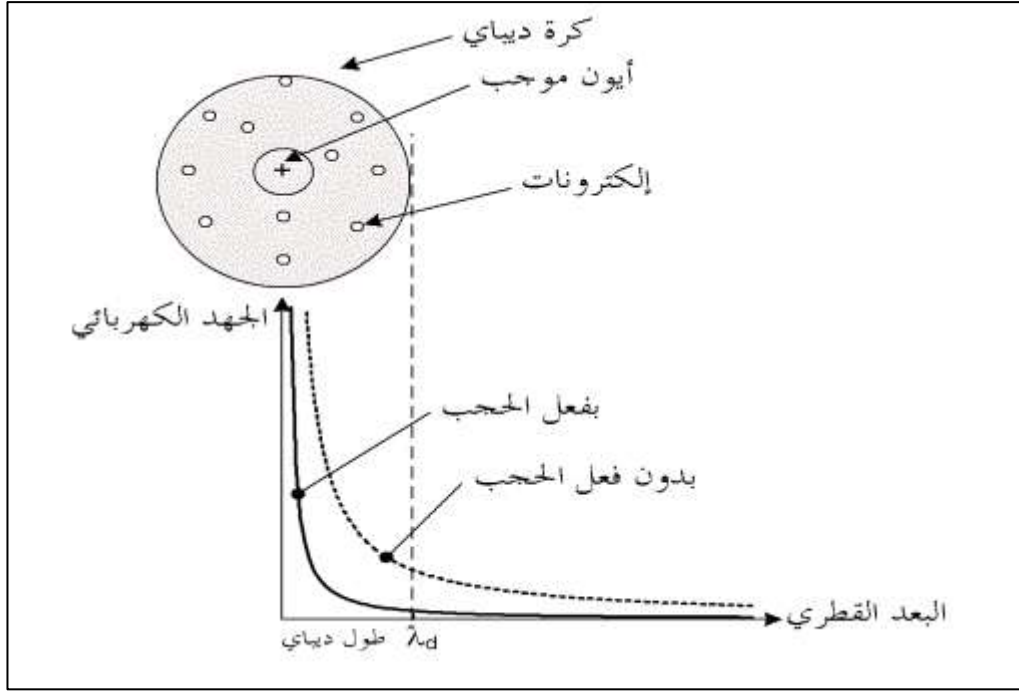
إن التفاعلات الجماعية هي السائدة في البلازما، وهذه التفاعلات لا تظهر خاصتها الجماعية إلا بعد مسافة حرجة تسمى نصف قطر ديبي، ويمكن فهم هذه المسافة بتصور شحنة موجبة تحيط بها إلكترونات تخضع لقوتين متعاكستين: قوة التجاذب الكولوني التي تؤثر بها الشحنة الموجبة وقوى أخرى سببها التهييج الحراري، ويضمن التوازن بين هاتين القوتين عدم الاتحاد بين الشحنات الموجبة والسالبة في البلازما. وتتحدد في هذه الحالة مسافة حرجة تتعلق بدرجة الحرارة وكثافة الإلكترونات، وتتكون في هذه الحالة سحابة من الإلكترونات حول كل أيون، وتقوم بدور حاجز كهروستاتيكي في وجه الشحنات الموجودة خارج كل سحابة، في حين تخضع الإلكترونات دون هذه المسافة لقوة جذب الأيون وتتفاعل معه تفاعلات متبادلة ثنائية [2، 14، 22، 31-33].

يعطى طول ديبي بالعلاقة:

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{K_B T_e}{4\pi n_e}} \quad (SI) = 6,9 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad (cgs) \quad (1.I)$$

2.7.I كرة ديبي:

تعرف على أنها كرة من الشحنات نصف قطرها هو طول ديبي، تكون الشحنات داخل هذه الكرة ذات تأثير متبادل قوي فيما بينها، على عكس الشحنات التي توجد على حواف هذه الكرة فهي تقريبا محجوبة [32].



الشكل (11.I): تمثيل لكرة ديبي [32].

3.7.I درجة التأين:

في الحالة العادية يكون الغاز عازلا كهربائيا، بمجرد أن نطبق عليه حقلا كهربائيا شديدا يتحول هذا الغاز لناسل كهربائي، لأنه أصبح غاز مؤين، تمثل درجة التأين إحدى المعايير لتصنيف البلازما، وبذلك تعرف درجة التأين بأنها كمية الذرات التي كسبت أو خسرت إلكترونات [11، 25، 32].
وتعطى بالعلاقة:

$$\alpha = \frac{n}{(n + n_0)} \quad (2.I)$$

n: كثافة الالكترونات أو الأيونات.

n_0 : كثافة غير متأينة.

يمكن ان نقسم الغاز المتأين إلى قسمين حسب درجة التأين:

• غاز ضعيف التأين من أجل $\alpha < 10^{-4}$.

• غاز شديد التأين من أجل $\alpha > 10^{-4}$.

4.7.I تردد البلازما:

عند حدوث اضطراب داخلي أو خارجي في البلازما فإنه يؤدي إلى إزاحة جسيماتها المشحونة سلبيًا (الإلكترونات مثلاً) من وضع التوازن، تصبح الشحنة الموجبة هي الغالبة مما يؤدي إلى نشوء حقل كهربائي داخلي يحاول إعادة الجسيمات المشحونة إلى وضع توازنها، لكن هذه الجسيمات تتجاوز هذا الوضع فيؤدي ذلك إلى حدوث اهتزازات في البلازما بتردد w_{pe} ، يدعى التردد الإلكتروني للبلازما [11، 25، 32].

تكتب العلاقة من الشكل:

$$w_{pe} = \sqrt{\frac{4 \pi (e)^2 n_e}{m_e}} \quad (3.I)$$

n_e : الكثافة الإلكترونية.

m_e : كتلة الإلكترون.

أما في حالة انزياح جسيماتها المشحونة إيجاباً (الأيونات مثلاً) من وضع توازنها، فيحدث نفس الحالة السابقة، لكن بتردد أيوني للبلازما w_{pi} يعطى بالعلاقة:

$$w_{pi} = \sqrt{\frac{4 \pi (Ze)^2 n_i}{m_i}} \quad (4.I)$$

n_i : الكثافة الأيونية.

m_i : كتلة الأيون.

5.7.I طول لاندو:

يعرف طول لاندو بالطول الحرج للتفاعل الثنائي ويعرف أيضاً بالبعد التقليدي للاقتراب الأدنى، وهو يستخدم في تحليل ظواهر التصادم وارتباطات الموضع في البلازما [23، 36].

يعطى بالعلاقة:

$$K_B T = e^2 \frac{1}{r_0} \Rightarrow r_0 = \frac{e^2}{K_B T} \quad (5.I)$$

حيث:

K_B : ثابت بولتزمان.

e: الشحنة الإلكترونية.

T: درجة الحرارة المطلقة.

6.7.I طول موجة دي بروغلي الحرارية:

يعطي هذا الطول تقديرا للطبيعة الموجية الكمية لجسيمات البلازما [17].

يعرف بـ:

$$\Lambda = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mK_B T} \right)^{1/2} \quad (6.I)$$

حيث:

m: كتلة الجسيم.

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

7.7.I زمن التصادم:

يسمى أيضا بالمدة الحرة، وهي المدة التي يقضيها جسم قبل أن يصدم جسما من الهدف ورمزه τ [25].

تعطى عبارته كالتالي:

$$\tau = 1/\nu' \quad (7.I)$$

حيث:

ν' : تواتر التصادم.

8.7.I المسير الحر:

هو المسافة التي يقطعها جسم قبل أن يتصادم بجسم من الهدف ورمزه ℓ [25].

تعطى عبارته كالتالي:

$$\ell = \tau \cdot \nu \quad (8.I)$$

حيث:

v: سرعة الفذيفة.

9.7.I نصف قطر الكرة الإلكترونية:

وهو يميز البعد المتوسط بين إلكترونين وعرف بنصف قطر Wigner-seitz [22، 34، 37].

يستخرج من:

$$\frac{4}{3}\pi r_e^3 n_e = 1 \rightarrow r_e = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi n_e}} \quad (9.I)$$

10.7.I نصف قطر الكرة الأيونية:

وهو يميز البعد المتوسط بين الأيونين [22، 34، 37].

يستخرج من:

$$\frac{4}{3}\pi r_i^3 n_i = 1 \rightarrow r_i = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi n_i}} \quad (10.I)$$

11.7.I معامل التزاوج:

لمعرفة التزاوج بين جسيمات البلازما في الجملة، ننظر إلى معامل التزاوج، هذا الأخير عرف من طرف العالم "Ichimaru"، وهو يمثل النسبة بين الطاقة الكامنة المتوسطة والطاقة الحركية المتوسطة للجسيمات [25، 28، 37، 38، 40].

$$\Gamma = \frac{\langle E_P \rangle}{\langle E_C \rangle} \quad (11.I)$$

حيث:

$\langle E_P \rangle$: الطاقة الكامنة المتوسطة لتفاعل جسيم مع جسيم مجاور له.

$\langle E_C \rangle$: الطاقة الحركية له.

✓ من أجل الأيونات يكون:

$$\Gamma_{ii} = \frac{Z^2 e^2}{K_B T r_i} \quad (12.I)$$

✓ للإلكترونات يكون:

$$\Gamma_{ee} = \frac{e^2}{K_B T r_e} \quad (13.I)$$

✓ للإلكترونات والأيونات:

$$\Gamma_{ei} = \frac{Z^2 e^2}{K_B T r_{ei}} \quad (14.I)$$

حيث:

$$\Gamma_{ei} = \frac{r_e + r_i}{2} \quad (15.I)$$

- ❖ عندما تكون $\Gamma \ll 1$ فإن للطاقة الحركية لها الدور الأكبر في وصف سلوك الجسيمات، أي أن التزاوج بين هذه الجسيمات ضعيف، يقال عن البلازما في هذه الحالة أنها مثالية.
- ❖ عندما تكون $\Gamma \geq 1$ فإن ذلك يدل على أن التزاوج شديد.

8.I معالجة البلازما:

مع أن التحليل النظري للبلازما بسيط نسبياً، ذلك أن القوى بين الجسيمات معروفة بدقة، والوصف بالميكانيك التقليدي ممكن عموماً، إلا أن دراستها لم تتطور إلا مؤخراً. تستحيل معالجة البلازما بشكل كاف معالجة عينية بحتة، بل من الضروري استخدام النظرية الحركية. إن التعقيد في حالة البلازما بشتى أشكالها قاد إلى عدد كبير من طرائق التحليل النظري المختلفة تماماً. هناك ثلاث صيغ تقريبية توفر لنا النظرة الهامة لما يحدث داخل البلازما [11، 28]:

✓ الصيغة الأولى هي نظرية التوازن:

تستند إلى افتراض أن التصادمات بين الجسيمات المشحونة تكون كافية لتجعل توزيع الجسيمات في كيان البلازما خاضعاً لتوزيع بولتزمان - ماكسويل السريع [11، 28]:

$$N_j(\vec{V}) dv_x dv_y dv_z = N_{0j} \left(\frac{m_p}{2\pi\kappa_B T} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-m_p V^2}{2\kappa_B T} \right) dv_x dv_y dv_z \quad (16.I)$$

حيث:

N_{0j} : عدد الجسيمات من الصنف j لوحدة الحجم في البلازما.

v_x, v_y, v_z : مركبات السرعة.

m_p : كتلة الجسيمات من النوع j .

T : درجة الحرارة المطلقة.

✓ الصيغة الثانية هي نظرية المدار:

تعالج هذه النظرية حركة الجسيمات المشحونة في حقول كهربائية ومغناطيسية مفترضة قد تكون توابع للموضع والزمن، وتمثل هذه النظرية تقريبا جيدا لحركة جسيم في البلازما عندما لا تؤدي التصادمات بين الجسيمات الدور الرئيسي، أي عندما يكون متوسط المسار الحر للتصادمات كبيرا مقارنة بالأبعاد المميزة للمدار، وتعالج التصادمات في هذه الحالة كاضطراب [11، 28].

✓ الصيغة الثالثة هي المعالجة الهيدرومغناطيسية:

تستخدم المعادلات الكهرومغناطيسية الكلاسيكية (معادلات ماكسويل)، وتدمج مع المعادلات الكلاسيكية لحركة الموائع، وهي معالجة عينية للبلازما، وتعد تقريبا جيدا عندما يكون متوسط المسار الحر للتصادمات صغيرا جدا بالنسبة إلى المسافات الفيزيائية المهمة في منظومة البلازما. بفضل تطور علم الفلك الراديوي، ثم الأبحاث الفضائية، أمكن استغلال بلازما المحيط الأرضي: الأيونوسفير والمغنطوسفير والرياح الشمسية وهالة الشمس ... بصيغة أعم، يمكن القول أن البلازما اليوم تؤدي دورا جديا مهم في كل الفيزياء الفلكية والكونية، ذلك أن الجزء الأكبر من الكون مؤلف من مادة في حالة بلازما [11، 28].

9.I تصنيف أنواع البلازما حسب الكثافة:

تصنف أنواع البلازما حسب الكثافة إلى ثلاثة [23] وهي:

○ بلازما خفيفة الكثافة:

تتراوح كثافتها ما بين $(10^4 - 10^9) \text{ cm}^3$ وتكون فيها البلازما قليلة التصادم أي تسلك سلوك الغاز

المثالي.

○ بلازما متوسطة الكثافة:

تكون كثافتها ما بين $(10^7 - 10^{15}) \text{ cm}^3$ وتكون فيها البلازما في حالة التصادم (فعل جماعي).

○ بلازما عالية الكثافة:

تتراوح كثافتها ما بين $(10^{20} - 10^{23}) \text{cm}^3$ ويكون سلوكها سلوك المائع.

خلاصة:

ناقشنا في هذا الفصل البلازما من مختلف جوانبها، فقدمنا بعض التفاصيل المهمة عن البلازما وأنواعها كما تطرقنا أيضا إلى شروط تشكلها والمحافظة عليها وكذلك معالجتها كما لخصنا وبايجاز أهم المقادير في فيزياء البلازما، في الفصل الموالي سنقوم بدراسة شاملة لدوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي في البلازما وكيفية حساب هذه الدوال.

الفصل الثاني

نماذج دوال توزيع

الحقل الكهربائي

الموضعي

II. نماذج دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي**مقدمة:**

تعد الحقول الكهربائية الموضوعية فعلا من الأفعال المهمة التي تساهم في تعريض الخطوط الطيفية ويظهر تأثير الحقول الكهربائية في شكل الخطوط الطيفية من الرتبة الأولى بدوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي، ويوجد عدة نماذج لحسابها.

II. 1 التوزيعات في البلازما:

تتألف البلازما من عدد كبير جدا من الجسيمات المتفاعلة فيما بينها، ولتوفير وصف عيني لطواهر البلازما، من الملائم اعتماد تقريب إحصائي، مما يؤدي إلى انخفاض كبير في كمية المعلومات التي تتعين معالجتها، في النظرية الحركية من الضروري فقط معرفة دالة توزيع جملة الجسيمات.

دالة التوزيع لسنف محدد من الجسيمات $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ ، تعرف ككثافة جسيمات في فضاء الأطوار:

$$f = f(\vec{r}, \vec{v}, t) = dn(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{r} d\vec{v} \quad (1. III)$$

هذه الدالة ينبغي أن تكون مستمرة وموجبة ومحدودة عند أي لحظة، وينبغي أن تؤول إلى الصفر عندما تصبح السرعة لامتناهية الكبر.

في نموذج البلازما الحارة، تكون كل المقادير العينية ذات الأهمية الفيزيائية مختزلة في دالة التوزيع. المقدار الفيزيائي الذي سنهتم به هو الحقل الكهربائي الموضوعي، وهو ناشئ عن أيونات البلازما ويعرف أيضا بمركبة الحقل الكهربائي ذات التردد المنخفض، ذلك أن هناك حقلًا آخر ناشئًا عن الإلكترونات، إلا أنه ذو تردد مرتفع [27].

II. 2 الحقول الموضوعية:

أدخل مصطلح الحقول الموضوعية للتعبير عن الحقول الكهربائية أو المغناطيسية ووصفها، التي لها أثر فعال على السلم المجهري داخل مختلف الأوساط.

تتميز البلازما على السلم المجهري بانحراف محسوس عن شروط شبه التعادل، وظهور حقول كهربائية قوية بسبب انفصال الشحنات، هذه الحقول مهمة على السلم المجهري، تدعى عادة الحقول الموضوعية وطويلة هذا الحقل واتجاهه تتغيران من نقطة إلى أخرى، ومن لحظة إلى أخرى.

من حيث المبدأ، يمكن أن نحدد خصائص الحقول الموضوعية بمساعدة ذرات أشباه الهيدروجين المغمورة داخل البلازما، والتي تخضع لفعلي ستارك أو زييمان في الحقول الكهربائية أو المغناطيسية على التوالي [3، 43-45].

3.II دوال التوزيع:

كثافة البلازما N تمثل عدد الجسيمات في وحدة الحجم لكل صنف (أيونات، إلكترونات جسيمات حيادية) ويخضع توزيعها لعبارات إحصائية، تدعى دوال التوزيع التي تصف عدد الجسيمات في اللحظة t والموضع بين r و $r + dr$.

حيث :

• f : دالة في الزمن و الموضع و السرعة.

$$f \equiv f(t, \vec{r}, \vec{v})$$

في الفيزياء الإحصائية نميز ثلاث دوال لتوزيع الجسيمات.

- ❖ توزيع فيرمي ديراك.
- ❖ توزيع بوز-إنشتاين.
- ❖ توزيع ماكسويل بولتزمان.

إذا كان الغاز في حالة توازن ترموديناميكي، طاقة التفاعل بين الجسيمات مهمة أمام الطاقة الحركية فإن الجسيمات تخضع لتوزيع ماكسويل بولتزمان، الذي يعبر عن التصادمات أثناء الحركة العشوائية [46-48].

تكتب دالة توزيع السرعات في هذه الحالة كما يلي:

$$f = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{-mv^2}{2k_B T} \right) \quad (2. III)$$

k_B ، T ، m : تمثل على الترتيب كتلة الجسم، درجة الحرارة وثابت بولتزمان.

يحقق هذا التوزيع في كامل الحجم الذي يشغله العلاقة التالية:

$$\int_V \mathbf{f}(\vec{v}) \cdot dV = 1 \quad (3. II)$$

4.II حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني:

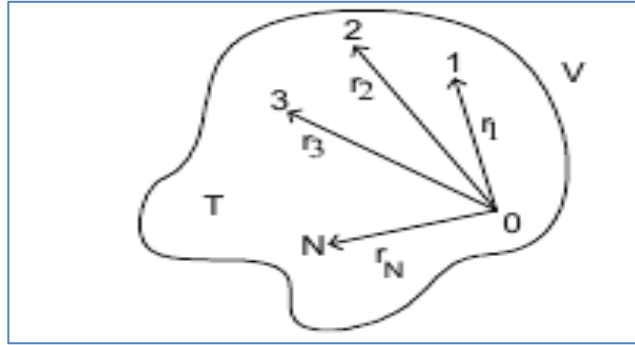
في هذا المجال أنجزت عدة حسابات نظرية لحساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي، كل هذه الدراسات تعتمد على وصف الجملة الفيزيائية للبلازما وطريقة إحصائية ما. نعتبر الجملة الفيزيائية المراد دراستها مكونة من N أيونا نقطيا، هذه الأيونات مغمورة في خلفية متجانسة ومتعادلة كهربائيا لها درجة حرارة T وتحتوي على حجم V .

هذه الأيونات تتفاعل فيما بينها بكمون ديباي، عند معالجة مسألة دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي عند موضع مشحون يضاف أيونا آخر، يعتبر مرجع فتصبح الجملة مكونة من $(N+1)$ أيونا نقطيا أما عند موضع حيادي فتصبح المسألة حالة خاصة من الموضع المشحون.

يكون الحقل الكهربائي المتحصل عليه عند موضع ما، وفق ما ينص عليه مبدأ التراكم ويكون مساويا للمحصلة الشعاعية للحقول الناشئة عن كل أيون على حدى [49، 52].

يعرف احتمال وجود شعاع حقل \vec{E} ومحسورا بين القيمتين \vec{E} و $\vec{E} + d\vec{E}$ ، عند المرجع مشحونا كان أم حياديا بالعبرة التالية:

$$Q(\vec{E}) = \frac{\int \dots \int e^{\beta U} \delta\left(\vec{E} - \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right) \prod_{j=1}^N d\vec{r}_j}{Z_N} \quad (4.II)$$



الشكل (1.II): صورة تصف النظام [23].

$$\beta = \frac{1}{k_\beta T} \text{ حيث:}$$

الطاقة الكامنة للجملة وهي تتعلق بمواضع الجسيمات بالنسبة للأيون المركزي $U = U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N)$

المشع.

$$\delta\left(\vec{E} - \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right) \text{ : دالة توزيع ديراك.}$$

: $\sum_{i=1}^N \vec{E}_i$: المحصلة الشعاعية للحقول الكهربائية الناشئة عن جميع الأيونات عند موضع الأيون المشع.

$$\prod_{j=1}^N d\vec{r}_j = d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_N \quad (5. II)$$

$$Z_N = \iint \dots \int e^{-\beta u} \prod_{j=1}^N d\vec{r}_j \quad (6. II)$$

Z_N : تسمى دالة التقسيم.

باستخدام الصيغة التكاملية أو صيغة فورييه للدالة دلتا:

$$\delta(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint e^{i\vec{l} \cdot \vec{x}} d\vec{l} \quad (7. II)$$

ومنه إذن يمكن كتابة:

$$\begin{aligned} Q(\vec{E}) &= \frac{1}{Z_N} \iint \dots \int e^{-\beta u} \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint \exp\left(i\vec{l} \cdot \left(\vec{E} - \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right)\right) \prod_{j=1}^N d\vec{l} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint T(\vec{l}) \exp(i\vec{l} \cdot \vec{E}) \prod_{j=1}^N d\vec{l} \end{aligned} \quad (8. II)$$

حيث:

$$\begin{aligned} T(\vec{l}) &= \frac{1}{Z_N} \iint \dots \int e^{-\beta u} \exp\left(i\vec{l} \cdot \sum_{i=1}^N \vec{E}_i\right) \prod_{j=1}^N d\vec{r}_j \\ &= \langle \exp(i\vec{l} \cdot \sum_{i=1}^N \vec{E}_i) \rangle \end{aligned} \quad (9. II)$$

إنجاز التكامل الزاوي في المعادلة (8.II) يكون:

$$Q(E) = \frac{1}{2\pi^2 E} \int_0^{\infty} T(l) \sin(El) l dl \quad (10.II)$$

وباعتبار الجملة متماثلة المناحي وفي فضاء الحقول الكهربائية يمكن كتابة:

$$Q(E) \cdot 4\pi E^2 dE = P(E) dE \quad (11.II)$$

حيث:

$P(E)$: دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي للقيمة E عند مركز الإحداثيات (المرجع).

إذن:

$$P(E) = Q(E) \cdot 4\pi E^2 = \frac{2E}{\pi} \int_0^{\infty} T(l) \sin(El) l dl \quad (12.II)$$

وهي تمثل احتمال أن يكون الحقل الكهربائي الموضعي للقيمة E عند مركز الإحداثيات (المرجع) والتي يعتمد عليها في حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي.

5.II. أهم نماذج حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي:

إن حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي مركز على حساب التكامل في المعادلة (12.II) وبالضبط على المقدار $T(l)$ ، لذلك هناك نماذج للحساب مختلفة على حسب اختيار كل باحث تقريبا مناسبا لطريقة حسابه النظرية. ففي هذا المجال يوجد العديد من النماذج سنتطرق إليها في موضوع دراستنا هذا وسنقوم بترتيبها حسب تسلسلها الزمني:

1.5.II نموذج Holtsmark (1919م):

لقد كان العالم الفيزيائي J.Holtsmark سنة 1919م أول من قام بمعالجة مسألة توزيع الحقول الكهربائية الموضعية في البلازما، حيث افترض في معالجته هذه بأن الجملة مؤلفة من N جسيما لا تتفاعل فيما بينها، أي أن طاقة التفاعل للجملة معدومة ($U=0$)، كما افترض أيضا أن درجة الحرارة كبيرة جدا ($T \rightarrow \infty$) في حالة التفاعل [53 - 55].

حيث تهيمن الطاقة الحركية على الطاقة الكامنة $\Gamma \ll 1$.

$$\Gamma = \frac{\langle U \rangle}{\langle U_c \rangle} \quad \text{حيث :}$$

Γ : يمثل حاصل النسبة بين الطاقتين المتوسطتين للطاقة الكامنة والطاقة الحركية.

أما عندما يكون هذا المعامل Γ في حدود تقريبا 0.1 فإن هذا التقريب يصبح غير دقيق، ويعتبر هذا النموذج نهاية تؤول إليها جميع النماذج الأخرى، وذلك لما يكون النظام عند درجة الحرارة العالية أو الكثافة المنخفضة.

$$T(l) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{1}{n} \left(2\pi \left(\frac{4}{15} \right)^{2/3} \frac{q}{4\pi\epsilon_0} N^{2/3} l \right)^{3/2} \right)^n$$

$$= \exp[-(lF_0)^{3/2}] \quad (13. II)$$

خطوات إيجاد الدالة $T(l)$ موجوده في الملحق.

إذن تكتب كثافة الاحتمال بواسطة التحويل العكسي لفورييه من الشكل:

$$Q(l) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^\infty T(l) e^{-iE.l} d^3l \quad (14. II)$$

$$Q(l) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty T(l) \frac{\sin(E.l)}{E.l} l^2 dl \quad (15. II)$$

وبتعويض الدالة $T(l)$ نجد دالة توزيع الحقل الكهربائي من الشكل:

$$P(E) = Q(E). 4\pi E^2 = \frac{2E}{\pi} \int_0^\infty T(l) \sin(El) l dl$$

$$P(E) = Q(E). 4\pi E^2 = \frac{2E}{\pi} \int_0^\infty e^{-(F_0.l)^{3/2}} \sin(El) l dl \quad (16. II)$$

حيث:

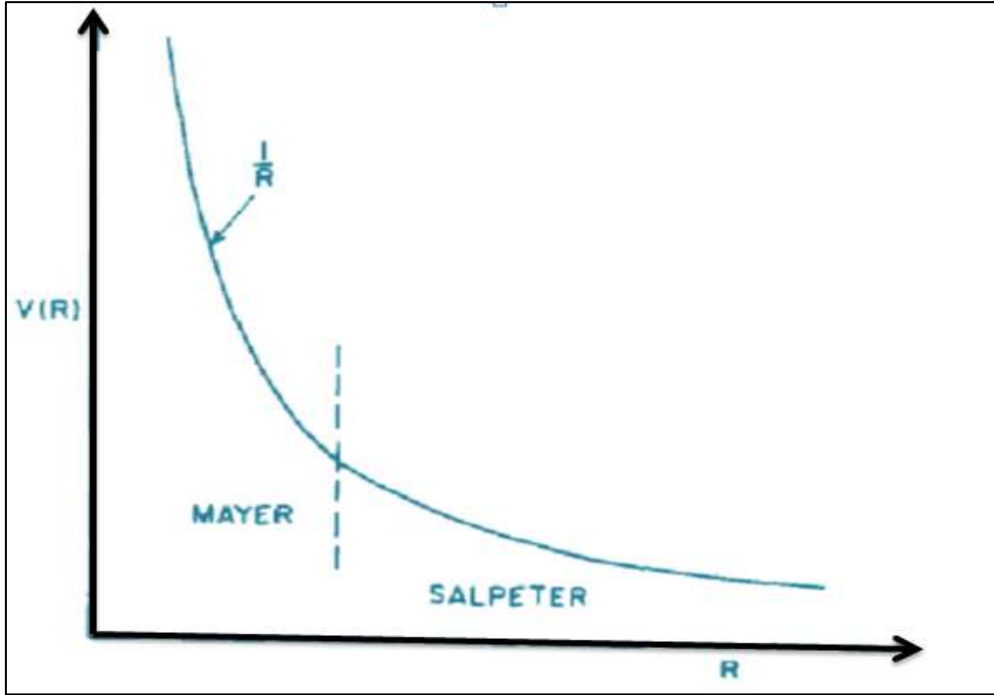
$$x = l.F_0 \quad , B = E/F_0$$

F_0 : الحقل العادي.

$$H(B) = F_0 P(E) = \frac{2}{\pi} B \int_0^\infty \exp[-x^{3/2}] x \sin(Bx) dx \quad (17. II)$$

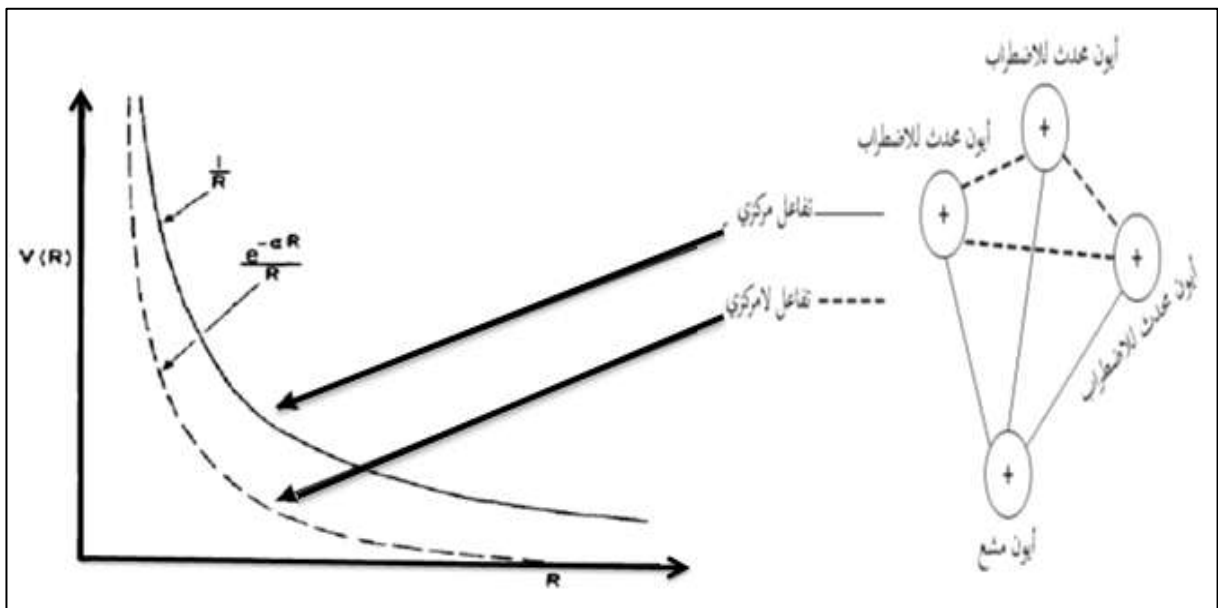
2.5.II نموذج Mayer (1940) و Salpeter (1958):

لقد استخدم Mayer النشر العنقودي للتفاعلات الثنائية قصيرة المدى، ثم مُدِد من طرف Salpeter التفاعلات الثنائية الضعيفة بعيدة المدى [49، 56-58]، (الشكل (2.II)):



الشكل (2.II): مجال استخدام نموذج نمودجي Mayer و Salpeter [47].

بهدف استخدام أفضل الأجزاء لكل من هذين النموذجين، قسمت الجهود الزوجية كما في الشكل التالي:



الشكل (3.II): التمثيل التخطيطي والتمثيل البياني للتفاعلين المركزي واللامركزي [47].

3.5.II نموذج Ecker-Muller (1957م-1958م):

لقد افترض نموذج Ecker-Muller في سنة (1957م-1958م) أن جهد الأيونات محجوب بالكترونات البلازما والذي يخضع لقانون ديبياي، يعتبر التفاعل بين الأيونات مهمل، والفرق بين هذا النموذج ونموذج Holtsmark يكمن في عبارة الحقل المحجوب بالكترونات [49، 59، 60].

4.5.II نموذج الجسيم المستقل (1958م):

هذا النموذج كان في الأول من اقتراح العالمين الفيزيائيين M.Lewis و H.Marganau في سنة 1958م، ينطلق هذا النموذج من اعتبار التفاعلات مركزية فقط، أي أن كل التفاعلات مهمة ما عدا التفاعلات التي تحدث بين الأيون المشع المركزي وبقية الأيونات الأخرى، تخضع التفاعلات إلى جهد كولوم [50، 61، 62].

حسب التقريبات المذكورة توصلنا إلى العبارة التالية:

$$T(l) = \exp\left(-4\pi \int_0^{\infty} g_1(r_1)[1 - j_1(lE_1)]r_1^2 dr_1\right) \quad (18.II)$$

حيث:

$g_1(r_1)$: دالة الترابط بين الأيون المشع المركزي والأيون الأخر المسبب للإضطراب.

J_0 : دالة Bessel ذو الرتبة صفر.

بتعويض عبارة $T(l)$ نجد العبارة النهائية لدالة التوزيع $P(E)$.

يعتبر هذا النموذج الرتبة الأولى لنموذج B-M ونموذج تقريب الإحداثيات الجماعية واللذان سيدرسنا لاحقاً.

5.5.II نموذج Baranger-Mozer (1959م):

لقد طورت عدة تقريبات لأخذ كل الترابطات بعين الاعتبار، فمثلاً انطلق العالمين Mozer و Baranger وخلال 1959م في نموذجهما من فكرة حدوث هيئة ما، لقد استخدمنا طريقة النشر العنقودي ويهتم هذا النموذج بكيفية توزيع الجسيمات أي بالإحداثيات الموضوعية [36، 37، 63-65].

وقد ميز هذا النموذج بين مركبتين للحقل: مركبة ذات تردد عالي، وأخرى ذات تردد منخفض، هذه الأخيرة يكون تغير زمنها متحكماً فيه حركة الأيونات، فهي الحقول الناشئة عن الأيونات المحجوبة بالخلفية الإلكترونية، أما الحجب الإلكتروني فعادة ما يوصف بالجهد الفعال، وهو شبيه بجهد ديبياي Debye.

وعلى حسب التقريبات في هذا النموذج تأخذ $T(l)$ العبارة التالية:

$$T(l) = \exp \left[\sum_j \frac{n^j}{j!} [h_j(l)] \right] \quad (19. II)$$

تعوض عبارة $T(l)$ لإيجاد العبارة النهائية لدالة التوزيع $P(E)$.

إن هذا النموذج يتفق تماما مع نتائج نموذج Holtsmark، عند درجات الحرارة العالية جدا، حيث تصبح الترابطات ليست لها جدوى.

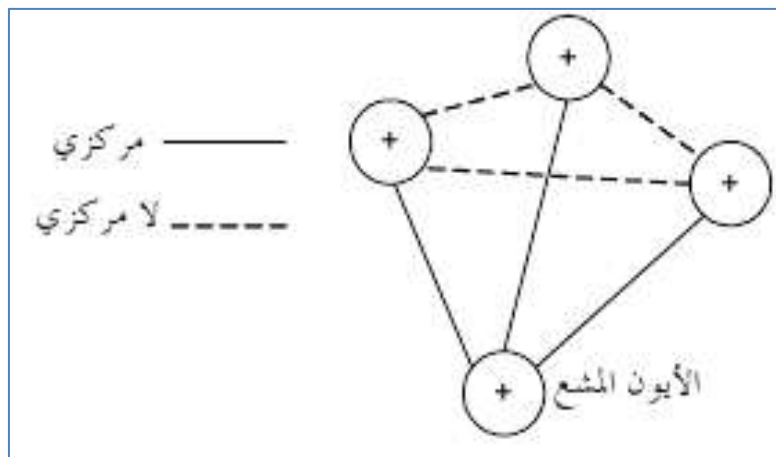
6.5.II نموذج تقريب الإحداثيات الجماعية Hooper (1966م):

قدم هذا النموذج من قبل العالم الفيزيائي Hooper في سنة 1966م، والذي تمت دراسته والتأكيد على حساباته، وصف هذا النموذج بنموذج تقريب الإحداثيات الجماعية، وهو يأخذ بعين الاعتبار كل التفاعلات إلا أنه يعتبرها مؤلفة من جزئين أحدهما طويل المدى والآخر قصير المدى [36، 63، 64، 66]. هذا محاولة لتعزيز التقارب من خلال اعتبار الكمونات والحقول ذات مساهمتين، إحداها طويلة المدى والأخرى قصيرة المدى، وتعالجان معالجة مختلفة، فالطاقة الكامنة الكلية مقسمة إلى جزئين: $U_N = U_0 + U_1$ حيث:

U_0 : الجزء طويل المدى، والذي يعتبر مرجعا (الجزء الأهم) لأنه يتضمن التفاعلات بين الأيون المشع وكل أيون آخر مسبب للاضطراب وتدعى التفاعلات المركزية.

U_1 : الجزء قصير المدى، هو الجزء الذي يتضمن التفاعلات بين الأيونات الأخرى فيما بينها، ويعالج كأنه اضطراب، وتدعى التفاعلات اللامركزية.

والشكل (4.II) يوضح ذلك:



الشكل (4.II): التمثيل التخطيطي للتفاعلين المركزي واللامركزي [36].

حيث تعطى عبارة الجزء القصير المدى كالتالي:

$$U_1 = \sum_j W_j = \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} e^{-\alpha \frac{r_{ij}}{\lambda}}$$

α : وسيط حسابي، وهو عدد حقيقي موجب.

r_{ij} : المسافة بين ايونين i و j .

λ : طول ديبياي (معرف في الفصل السابق).

وعليه تكون طاقة التفاعل كما يلي:

$$U = U_0 + \sum_j w_j$$

$$\sum_i^N \vec{E}_1 = -\vec{\nabla} U = -\vec{\nabla} U_0 - \vec{\nabla} \sum_j w_j$$

$$\begin{aligned} T(\vec{l}) &= \frac{1}{Z_N} \int_0^\infty \dots \int \exp \left[-\beta U + i \frac{\vec{l}}{e} \cdot \vec{\nabla} U_0 \right] \prod_{j=1}^N d\vec{r}_j \\ &+ \frac{1}{Z} \int \dots \int \exp \left[-\beta U + i \frac{\vec{l}}{e} \cdot \vec{\nabla} U_0 \right] x(1,1) \prod_{j=1}^N d\vec{r}_j \end{aligned} \quad (20. II)$$

حيث:

$$x(1,1) = \exp \left[-\beta \sum_j w_j + i \frac{\vec{l}}{e} \cdot \vec{\nabla} U_0 \sum_j w_j - 1 \right] \quad (21. II)$$

بعد العديد من الخطوات والتبسيطات تكتب العبارة النهائية لـ $T(l)$ كمايلي:

$$T(l) = \frac{T_0(l)}{T_0(0)} \exp \left[\sum_j \frac{n^j}{j!} [h_j(l) - h_j(0)] \right] = \exp \left[-\gamma L^2 + \sum_j \frac{n^j}{j!} [h_j(l) - h_j(0)] \right] \quad (22. II)$$

حيث:

$$\frac{T_0(l)}{T_0(0)} = \exp[-\gamma L^2] = \exp \left[-\frac{\alpha^3 a L^2}{4(\alpha + 1)^2} \right]$$

$a = \frac{r_0}{\lambda}$ وهو معامل الشاشة.

وعليه تكون دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي الأيوني حسب هذا النموذج كالاتي:

$$P(\varepsilon) = \frac{2\varepsilon}{\pi} \int_0^\infty \exp \left[-\gamma L^2 + \sum_j \frac{n^j}{j!} [h_j(l) - h_j(0)] \right] \sin(\varepsilon l) dl \quad (23. II)$$

وفي هذا النموذج عالج Hooper حالتين:

• التقريب الأول:

وهي الحالة التي تكون فيها دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني من أجل $j=1$ و بالتالي وجد أن:

$$\begin{aligned} P(\varepsilon) &= \frac{2\varepsilon}{\pi} \int_0^\infty \exp[-\gamma L^2 + n[h_1(l) - h_1(0)]] \sin(\varepsilon l) \, dl \\ &= \frac{2\varepsilon}{\pi} \int_0^\infty \exp[-\gamma L^2 + I_1(l)] \sin(\varepsilon l) \, dl \end{aligned} \quad (24. II)$$

حيث:

$$s(x_1) = \frac{\alpha^2 a^2}{(1-\alpha^2)3x_1} (e^{-ax_1} - e^{-\alpha ax_1})$$

$$F(x_1) = s(x_1) - \beta W_1 = \frac{a^2}{3x_1} (\alpha^2 e^{-ax_1} - e^{-ax_1})$$

$$q(x_1) = \alpha^2 \frac{1}{1-\alpha^2} \left(\frac{1}{x_1^2} (\alpha e^{-\alpha ax_1} - e^{-ax_1}) - \frac{\alpha}{x_1} (e^{-\alpha x_1} - \alpha e^{-\alpha ax_1}) \right)$$

$$G(x_1) = q(x_1) + \nabla W_1 = \frac{1}{1-\alpha^2} \left(\frac{1}{x_1^2} (e^{-\alpha ax_1} - \alpha^2 e^{-ax_1}) + \frac{1}{x_1} (\alpha e^{-\alpha ax_1} - e^{-ax_1}) \right)$$

• التقريب الثاني:

وهي الحالة التي تكون فيها دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني من أجل $j=2$ و بالتالي وجد أن:

$$\begin{aligned} P(\varepsilon) &= \frac{2\varepsilon}{\pi} \int_0^\infty \exp \left[-\gamma L^2 + 3 \int_0^\infty x_1^2 \left(\frac{\sin(L G(x_1))}{L G(x_1)} - \frac{\sin(L q(x_1))}{L q(x_1)} \right) dx_1 \right. \\ &\quad \left. + \sum_k (-1)^{k+1} 3(2k+1)a^2 \{ \} \right] \sin(\varepsilon l) \, dl \end{aligned} \quad (25. II)$$

$$\begin{aligned} \{ \} &= \left[\int_0^\infty I_{k+\frac{1}{2}}(\alpha x_2) \left[e^{-\beta w_2} J_k[L G(x_2)] - J_k[L q(x_2)] \right] \times x_2^{3/2} \int_{x_2}^\infty K_{k+\frac{1}{2}}(\alpha x_1) [J_k[L G(x_1)] - \right. \\ &\quad \left. J_k[L q(x_1)]] x_1^{3/2} dx_1 \right] dx_2 \end{aligned}$$

أما بالنسبة لحساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني في الموضع الحيادي فنتبع نفس خطوات حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني في الموضع المشحون، لأن الاختلاف لا يكون إلا على مستوى طاقة تفاعل الجملة، فعند الموضع الحيادي لا تتضمن أي تفاعلات مركزية، وعليه تحدث تغيرات وتصبح العبارات كالتالي.

■ التقريب الأول:

$$P(\varepsilon) = \frac{2\varepsilon}{\pi} \int_0^\infty \exp \left[-\gamma L^2 + 3 \int_0^\infty x_1^2 \left(\frac{\sin(L G(x_1))}{L G(x_1)} - \frac{\sin(L q(x_1))}{L q(x_1)} \right) dx_1 \right] \times \sin(\varepsilon l) dl \quad (26. II)$$

■ التقريب الثاني:

$$P(\varepsilon) = \frac{2\varepsilon}{\pi} \int_0^\infty \exp \left[-\gamma L^2 + 3 \int_0^\infty x_1^2 \left(\frac{\sin(L G(x_1))}{L G(x_1)} - \frac{\sin(L q(x_1))}{L q(x_1)} \right) dx_1 + \sum_k (-1)^{k+1} 3(2k+1)a^2 \{ \} \right] \sin(\varepsilon l) dl \quad (27. II)$$

حيث:

$$\{ \} = \left[\int_0^\infty I_{k+\frac{1}{2}}(ax_2) \left[e^{-\beta w_2} J_k[L G(x_2)] - J_k[L q(x_2)] \right] \times x_2^{3/2} \int_{x_2}^\infty K_{k+\frac{1}{2}}(ax_1) \left[J_k[L G(x_1)] - J_k[L q(x_1)] \right] x_1^{3/2} dx_1 \right] dx_2$$

7.5.II نموذج Iglesias (1982م):

لقد اعتمد العالم Iglesias سنة 1982م على تخمين أنه عند تقدير دالة توزيع الحقل الموضعي يتطلب التفاعل المركزي معالجة متأنية أكثر من التفاعل اللامركزي. تبرير هذه الفرضية هو حقيقة أن التأثيرات المركزية تتضمن الترابطات الأيونات خلال الجهد، كما تتضمن أيضا تأثيرات الحقل بسبب الأيونات المحدثة للاضطراب [49، 58].

وعليه يمكن كتابة:

$$U_N = U_0 + \sum_i U_{i0} : U_{i0} = \frac{e^2}{r_{i0}} e^{ar_{i0}/\lambda}$$

8.5.II نموذج التقريب الأسّي ذو المعامل القابل للتكثيف (1983م):

لقد قام العالم C. A. Iglesias وآخرون في سنة 1983م بإجراء تقريب عرف بالاختصار APEX للعبارة: "The Adjustable-Parameter Exponential Approximation". إن أغلب الأعمال التي سبقت هذا النموذج لم تحقق ما يمكن الثقة به للبلازما شديدة التزواج، لذا فقد انطلق هذا النموذج كما هو الحال في النماذج السابقة [23، 61-68]. عبارة دالة التوزيع كالتالي:

$$P(E) = \frac{2E}{\pi} \int_0^\infty T(l) \sin(El) l dl \quad (28. II)$$

حيث استخدمت صيغة لـ T(l)، اشتقت بتقنية مستخدمة سابقا لتمثيل الجهد الكيميائي الزائد بدلالة دالة التوزيع الزوجي (pair function). لقد افترض حقلًا فعالًا له الصيغة:

$$E^*(\vec{r}) \equiv E_\alpha(\vec{r}) = \frac{Ze}{r^2} (1 + \alpha r) \exp(-\alpha r) \quad (29. II)$$

حيث:

a: يقترب من مقلوب طول ديبياي، و يتم إيجاده بحيث يحقق علاقة العزم الثاني (second moment):

$$\frac{\langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle}{E_0^2} = \frac{3Z}{\Gamma Z_0} \quad (30. II)$$

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2}{k_B T r_i} \quad \text{حيث:}$$

Z: شحنة أحد الأيونات.

Z₀: شحنة الأيون المشع.

لقد قام العالم Dufty وآخرون في سنة 1985م فيما بعد بتعميم طريقة APEX للمواضع حيادية الشحنة كما أنها عممت للبلازما ضعيفة التزواج، ويعتقد لدى الأوساط المشتغلة بهذا المجال أن هذا التقريب أفضل ما قُدم لحساب دوال توزيع الحقول الكهربائية الموضوعية.

9.5.II تطورات أخرى:

هذا وقد اقترحت فيما بعد طرق أخرى لحساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي وتتضمن طرقاً تقريبية، واعتبارات للحالات المختلفة لتزاوج البلازما.

عند التزاوجات الشديدة جداً ($\Gamma \gg 10$)، وبدون حجب، فإن النموذج القابل للتطبيق هو نموذج الهزاز التوافقي المقترح من طرف Mayer، والذي يفترض أن كل أيون يهتز حول وضع اتزانته عند مركز الكرة الأيونية، مستقلاً عن بقية الأيونات.

فيما بعد قام العالم Dufty وآخرون عام 1985م بتعميم طريقة APEX للمواضع حيادية الشحنة، كما أنها عممت للبلازما ضعيفة التزاوج من طرف العالم C. A. Iglesias وآخرون في العام نفسه. يعتقد لدى الأوساط المشتغلة بهذا المجال أن هذا التقريب أفضل ما قدم لحساب توزيعات الحقول الكهربائي الموضعية.

نشير إلى أن هناك نماذج وتقريبات كثيرة، كتقريب الجوار الأقرب (NN)، وهو يعتبر الحقل عند الأيون المشع مهيمناً عليه من قبل الجوار الأقرب، وتقريب الجوار الموالي (NNN)، وهو يعتبر الحقل عند الأيون المشع مهيمناً عليه من قبل الجوار الأقرب والجوار الذي يليه.

الجدير بالذكر أيضاً الإشارة إلى العديد من الأعمال المفيدة في هذا المجال مثل: J.PUERTA et al عام 1998م، I.O.Golosnoy عام 2001م، A. Y. Potekhin et al عام 2002م، N. N. Kalitkin عام 2008م.

لقد قام A. V. Demura سنة 2010م في مقال طويل بتقديم حوصلة شاملة ومفصلة حول تطوير النماذج، طرق حساب الحقل الكهربائي الموضعي وتوزيعاته في البلازما. بالإضافة إلى هذا لقد حسبت أيضاً دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعية بطريقة المحاكاة العددية، مثل محاكاة مونتني كارلو والتحرك الجزئي [68-76].

خلاصة:

لدالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي أهمية كبيرة جداً بحيث تعددت النماذج لحساب هذه الدالة وكل نموذج يدرس هذه الظاهرة وفق تقريبات معينة، ولكن هناك نموذج من هذه النماذج تؤول إليه كل النماذج وذلك في الكثافة المنخفضة أو درجة الحرارة العالية وهو نموذج Holtsmark.

الفصل الثالث
المعالجة العددية
لنموذج

Holtmark

III. المعالجة العددية لنموذج Holtsmark**مقدمة:**

لدوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي في البلازما أهمية كبيرة لإدخالها في العبارة التحليلية للخط الطيفي النهائي، لذلك سوف نقوم بالمحاكاة العددية لنموذج Holtsmark ونرسم دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي ونقارنها مع نماذج أخرى.

1.III بعض نماذج التوزيعات:

الكثير من مجالات النشاطات الحديثة للبشرية كالتكنولوجيا، الطب، الهندسة، التسيير وكل ما له علاقة بالمعرفة الإنسانية، كلها تقريبا تشتمل على بناء نماذج إحصائية لوصف المتغيرات الأساسية في هذه المجالات.

أبسط نموذج وأكثره استعمالا، ذلك المسمى توزيع الاحتمال، وهو يربط قيم المتغيرات الأساسية باحتمالات حدوثها، فإذا كان من الممكن للمتغير المدروس أن يأخذ أية قيمة في مجال ما، سمي هذا التوزيع الاحتمالي بالمستمر.

لقد شهد مجال استخدام التوزيعات للتعبير عن البيانات المختلفة نموًا هائلًا، و المضمون الذي تحمله دالة التوزيع لمتغير عشوائي ما مماثل لذلك الذي تحمله كثافة الاحتمال.

❖ التوزيع الأكثر شيوعا في مختلف التطبيقات الفيزيائية والهندسية هو التوزيع العادي (توزيع غوص) [41،42].

$$f(x, a, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-a}{\sigma}\right)^2\right) : -\infty < x < \infty, \sigma > 0 \quad (1. III)$$

إلا أن هناك أصناف أخرى من التوزيعات، يمكن أن نذكر منها:

❖ التوزيع المتجانس والمستمر على المجال $[a, b]$ حيث $a < b$ ، وله دالة كثافة الاحتمال.

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{b-a} & : a < x < b \\ 0 & \text{في غير ذلك} \end{cases} \quad (2. III)$$

❖ التوزيع الأسي $\theta > 0$ ، وله دالة كثافة الاحتمال.

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{\theta} e^{-\frac{x}{\theta}} & : x > 0 \\ 0 & : \text{في غير ذلك} \end{cases} \quad (3.III)$$

2.III أهمية دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني:

إن معرفة حالة البلازما (العناصر المتكونة منها، درجة حرارتها، كثافتها...) مهمة بدرجة كبيرة تستوجب تشخيصها، ويتم ذلك بتحليل الخطوط الطيفية الصادرة من الإشعاع المنبعث عنها سواء بإزاحة الخطوط الطيفية أو بتعريضها، ومن بين الأسباب المؤدية إلى التعريض هي: فعل دوبلر، فعل التصادم الإلكتروني وفعل ستارك.

يحدث اتساع ستارك للخطوط الطيفية الصادرة عن أيونات البلازما وذراتها تحت تأثير مركبتي الحقل الكهربائي، المركبة ذات التردد المنخفض والمركبة ذات التردد المرتفع، وهنا تكمن أهمية حساب دالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي قصد إدخالها في العبارة التحليلية للخط الطيفي النهائي [23، 27، 36].

3.III الصيغة الطيفية:

يعبر عن شدة الخط الطيفي بالصيغة التالية [27، 36]:

$$I(w) = \int d\vec{E} \int d\left(\frac{\partial E_i}{\partial x_j}\right) Q(\vec{E}) P\left(\frac{\partial E_i}{\partial x_j} \middle| E\right) J\left(w, \vec{E}, \frac{\partial E_i}{\partial x_j}\right) \quad (4.III)$$

حيث :

$Q(E)$: دالة احتمال الحقل الموضعي لقيمة E للحقل الموضعي الأيوني.

$\left(\frac{\partial E_i}{\partial x_j} \middle| E\right)$: دالة التوزيع المشروط لمشتقات الحقل.

$J\left(w, \vec{E}, \frac{\partial E_i}{\partial x_j}\right)$: دالة شدة الخط للمشع، بوجود الحقل المتجانس E وتدرجاته الممثلة

ب $\frac{\partial E_i}{\partial x_j}$ ، والتي تمثل مشتقات مركبات الحقل بالنسبة للإحداثيات x ، y ، و z .

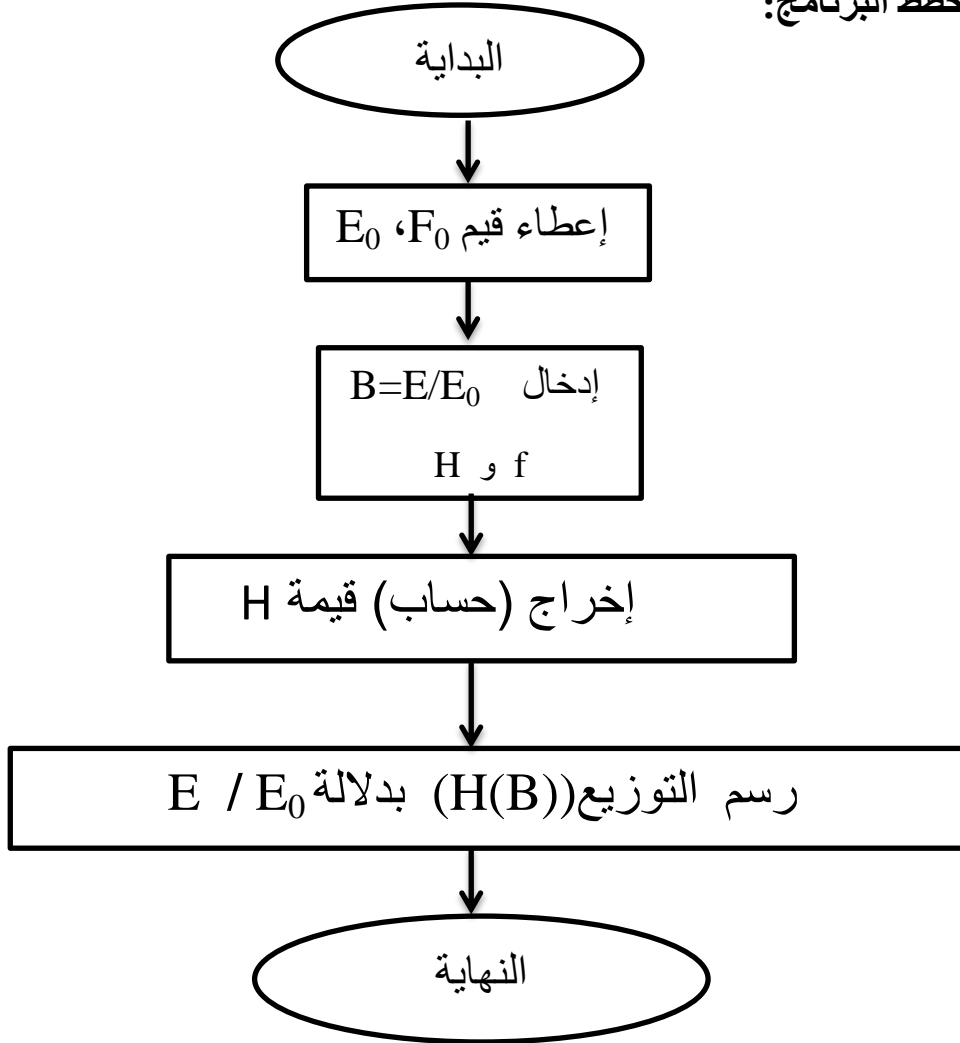
4.III المعالجة العددية:

بعد التأكد من الحسابات في الفصل الثاني للنموذج الأول الذي أقترحه العالم Holtsmark في عام 1919م والوصول إلى العبارة النهائية من الشكل التالي:

$$H(B) = F_0 P(E) = \frac{2}{\pi} B \int_0^{\infty} \exp[-x^{3/2}] x \sin(Bx) dx \quad (4.III)$$

سنقوم في هذا الفصل بالمحاكاة العددية باستخدام البرمجة بلغة matlab ونقوم برسم منحنى توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B وهي (E/E₀) لنموذج Holtsmark، ويتم مقارنته مع منحنى التوزيع للنماذج أخرى.

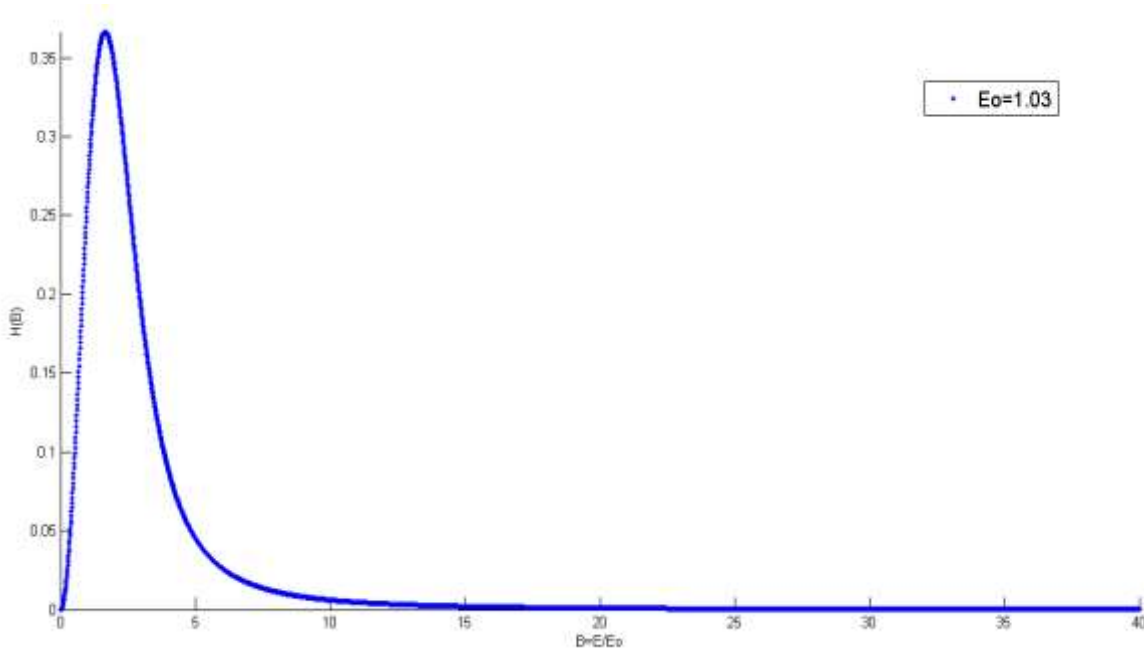
1.4.III مخطط البرنامج:



الشكل (1. III): مخطط لحساب دوال توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E/E₀).

2.4.III نموذج Holtmark بـ (matlab):

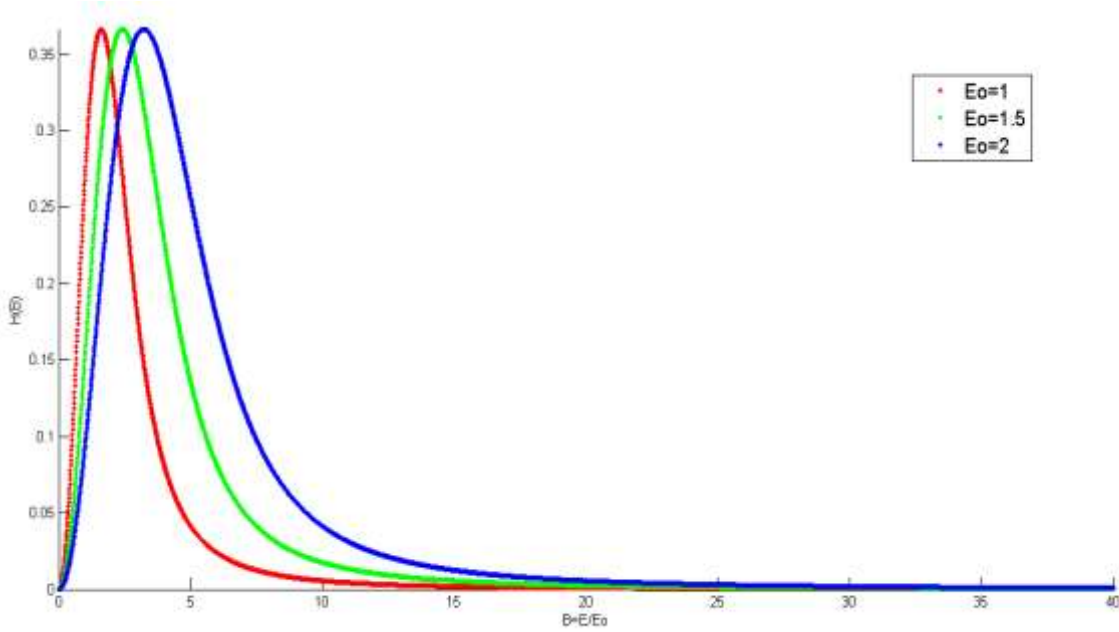
لقد عالجتنا المعادلة (5. III) عددياً، باستخدام البرمجة بلغة matlab وذلك وفق حالتين:
 ✓ من أجل إعطاء قيمة واحدة للحقل الوحدوي E_0 (نأخذ $E_0 = 1.03$)، تحصلنا على منحنى توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B وهي (E/E_0) كما هو موضح في الشكل (2. III):



الشكل (2. III): توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E/E_0) لنموذج Holtmark ($E_0=1.03$).

يمثل الشكل (2. III) منحنى توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B ، و بأخذ قيمة واحدة للحقل الوحدوي ($E_0=1.03$) يتبين لنا من خلال هذا الرسم أنه على النسق المتفق عليه (أي توزيع غوص) لدوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي.

✓ من أجل إعطاء قيم مختلفة للحقل الحدودي E_0 ، تحصلنا على منحنى توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E/E_0) كما هو موضح في الشكل (2.III):



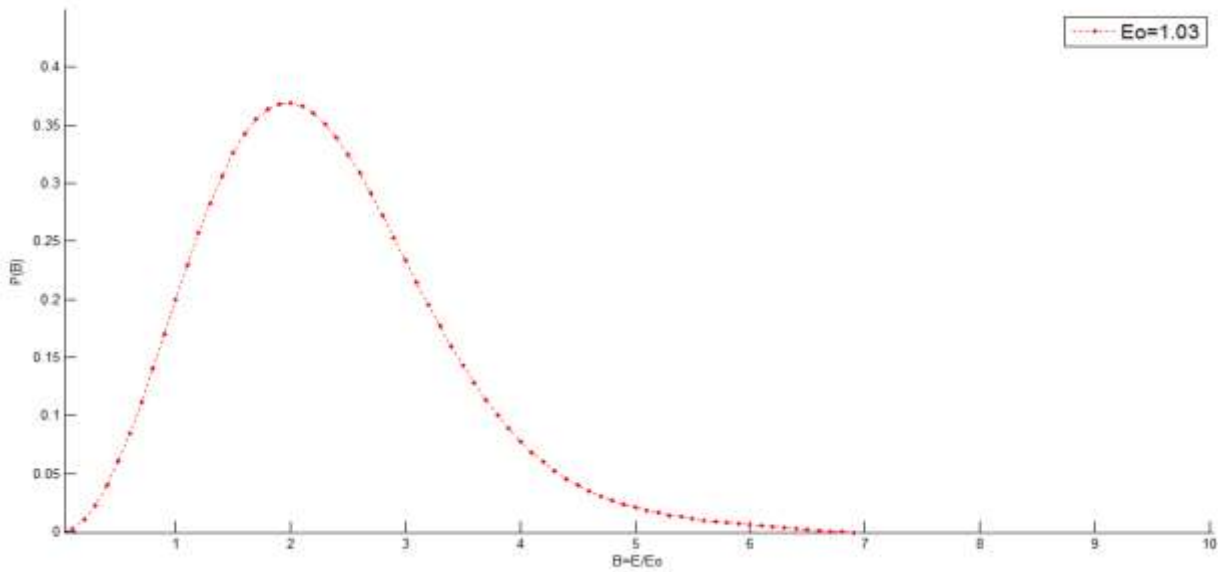
الشكل (3. III): توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B لنموذج Holtmark لقيم مختلفة من الحقل الحدودي.

يتبين لنا من خلال الشكل (3. III) الذي يمثل منحنى توزيع دالة الحقل الكهربائي بدلالة B ، ومن أجل قيم مختلفة للحقل الحدودي أنه بالرغم من اختلاف قيمة الحقل الحدودي إلا أن جميع المنحنيات لها نفس النسق ولها نفس القمه، فيما تنزاح هذه القمم نحو جهة الحقول الكبيرة، ونلاحظ كذلك أنه كلما زادت قيمة الحقل الحدودي (E_0) يحدث اتساع في عرض منحنى توزيع الحقل الكهربائي الموضعي، وكذلك سرعة اضمحلال التوزيع يكون في جهة الحقول الكبيرة، الذي يؤدي إلى أن احتمال الحقول الصغيرة يكبر.

3.4.III نموذج Hooper بـ (matlab):

لقد تمت من قبل معالجة هذا النموذج عددياً باستخدام البرمجة بلغة matlab وتحصلنا على منحنى توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي بدلالة (E/E_0) وسنعالج حالتين:

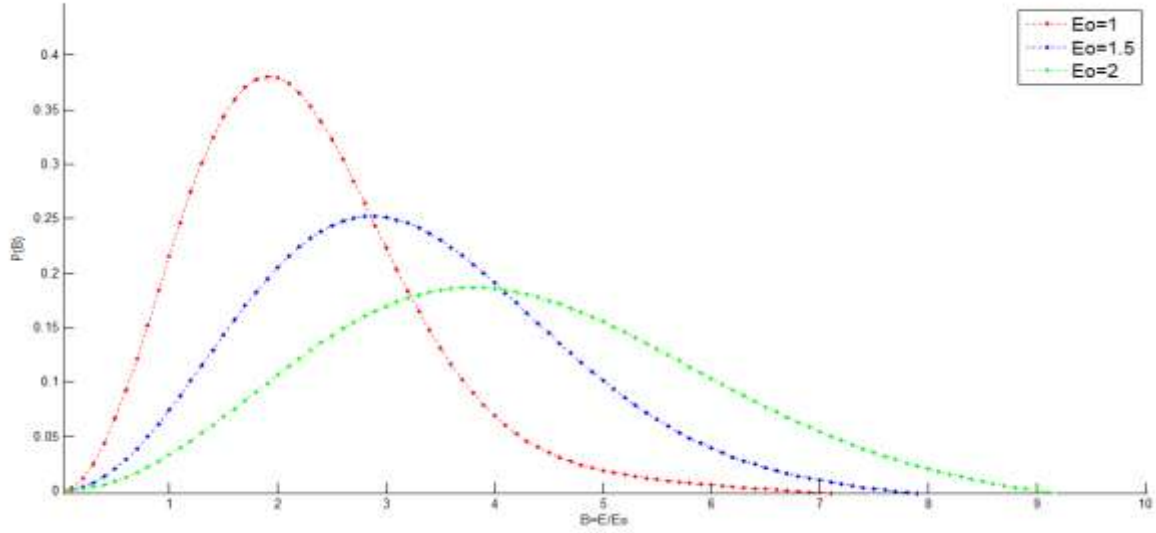
✓ من أجل إعطاء قيمة للحقل الوحدوي E_0 (نأخذ $E_0 = 1.03$)، تحصلنا على منحنى توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B وكما هو موضح في الشكل (4. III):



الشكل (4. III): توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B لنموذج Hooper ($E_0=1.03$).

يمثل الشكل (4. III) منحنى توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B ، ولكن بأخذ قيمة واحدة للحقل الوحدوي ويتبين لنا من خلال منحنى التوزيع أنه يكون على النسق المتفق عليه لدوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي.

✓ من أجل إعطاء قيم مختلفة للحقل الحدودي E_0 ، تحصلنا على منحني توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E/E_0) كما هو موضح في الشكل (5.III):



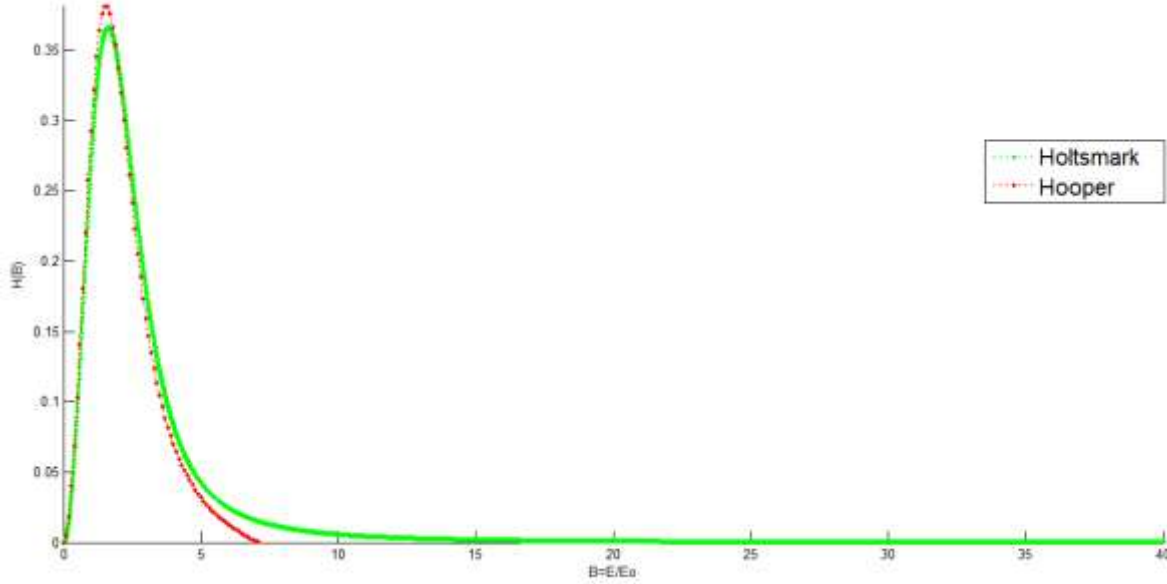
الشكل (5. III): توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B النموذج Hooper لقيم مختلفة من الحقل الحدودي.

يتبين لنا من خلال الشكل (5. III) الذي يمثل منحني توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B، ومن أجل قيم مختلفة للحقل الحدودي لنموذج Hooper، أنه بالرغم من اختلاف قيمة الحقل الحدودي إلا أن جميع المنحنيات لها نفس النسق ولكن تختلف في قممها وتنزاح هذه القمم نحو جهة الحقول الكبيرة، ونلاحظ كذلك أنه كلما زادت قيمة الحقل الحدودي E_0 يحدث اتساع في عرض منحني توزيع الحقل الكهربائي الموضعي كذلك سرعة اضمحلال دالة توزيع يكون في جهة الحقول الكبيرة، والذي يؤدي إلى أن احتمال الحقول الصغيرة يكبر.

4.4.III توزيع الحقل الكهربائي لنموذجي Holtsmark و Hooper بـ (atlab):

باستخدام البرمجة بلغة matlab قمنا برسم منحنى كل من نموذجي Hooper و Holtsmark

من أجل $(E_0 = 1.03)$ ، تحصلنا على منحنى توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B في الشكل الموالي.



الشكل (6. III): مقارنة توزيع الحقل الكهربائي بدلالة (E/E_0) لنموذجي Hooper و Holtsmark.

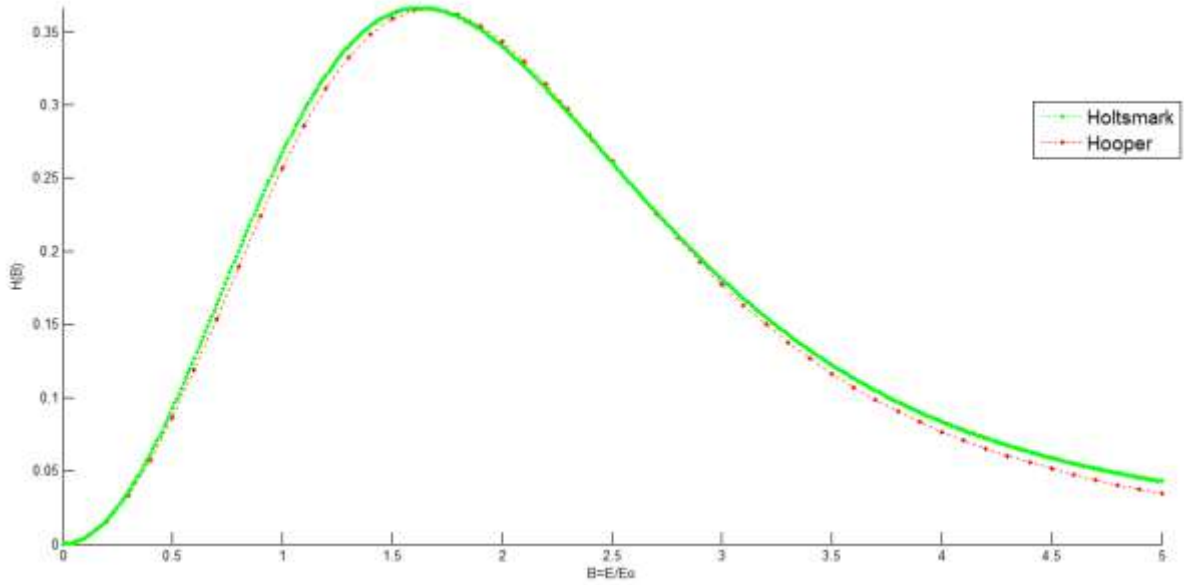
يتبين لنا من خلال الشكل (6. III) الذي يمثل منحنى توزيع الحقل الكهربائي بدلالة B لنموذجي Hooper و Holtsmark أن البيانيين لهما نفس النسق، كذلك سرعة اضمحلال منحنى التوزيع يكون في جهة الحقول الكبيرة في النموذجين، والذي يؤدي إلى أن احتمال الحقول الصغيرة يكبر، ولكن بالرغم من تطابق البيانيين إلا أن هناك اختلاف في قمم منحنى توزيع الحقل الكهربائي الموضعي، ويكون اضمحلال نموذج Hooper قبل بقليل من نموذج Holtsmark.

5.4.III مقارنة توزيع الحقل الكهربائي لنموذجي Hooper و Holtsmark عند درجة

الحرارة المرتفعة والكثافة المنخفضة بـ (matlab):

نعلم أن توزيع الحقل الكهربائي لنموذج Holtsmark هو التوزيع الذي تؤول إليه معظم توزيعات النماذج الأخرى عند درجة الحرارة العالية جدا أو عند البلازما ذات الكثافة الضئيلة، وبتطبيق ذلك على نموذج Hooper (نموذج تقريبي للإحداثيات الجماعية) فننتوصل إلى نموذج Holtsmark وذلك وفقا لهذا

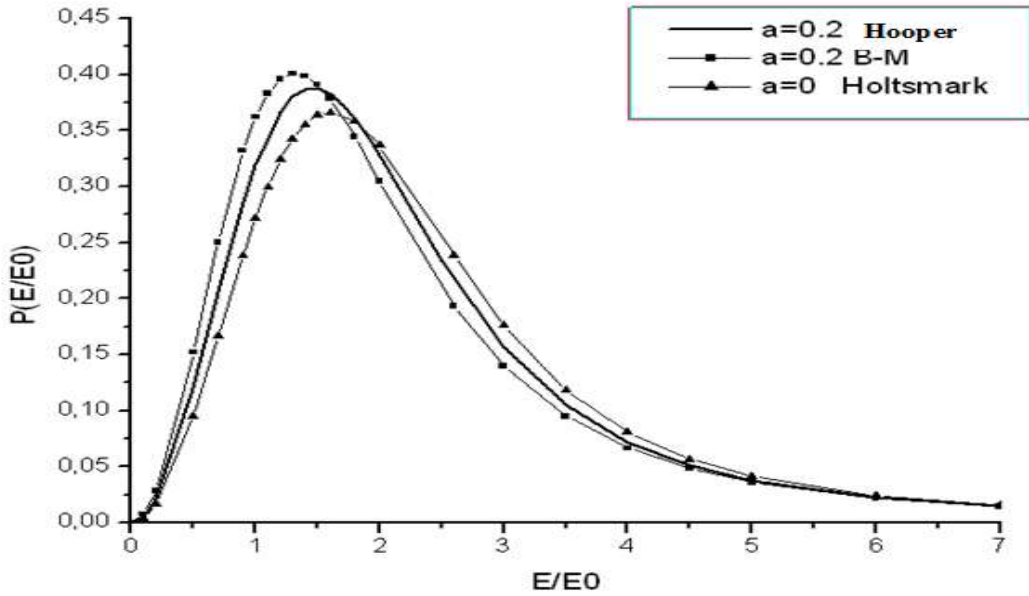
المقدار $a = \frac{r_0}{\lambda_d} = 0.0898 \frac{n_e^{1/6}}{\sqrt{T}}$ أي يكون من أجل $(a=0)$ كما هو موضح في الشكل (7. III).



الشكل (7. III): مقارنة توزيع الحقل الكهربائي لنموذجي Holtmark و Hooper عند درجة الحرارة المرتفعة أو الكثافة المنخفضة.

يتبين لنا من خلال الشكل (7. III) الذي يمثل منحنى توزيع الحقل الكهربائي الموضعي بدلالة (E/E_0) لنموذجي Holtmark و Hooper عند درجة الحرارة المرتفعة أو الكثافة المنخفضة يكون لهما نفس النسق المنفق عليه في منحنى توزيع الحقل الكهربائي الموضعي، وتقريباً متطابقان على بعضهما وهذا ما يؤكد صحة أن جميع النماذج تؤول إلى نموذج Holtmark عند درجة الحرارة المرتفعة أو الكثافة المنخفضة.

6.4.III مقارنة توزيع الحقل الكهربائي لعدة نماذج:



الشكل (8. III): مقارنة توزيع الحقل الكهربائي لعدة نماذج [27].

يتبين لنا من خلال الشكل (8. III) أن هناك تشابه بين نموذج دراستنا (بالنسبة لنموذج Holtsmark) ونموذج Hooper ونموذج B-M من حيث هيئة منحنى توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي لهذه النماذج ذاتها (أي لها نفس النسق المتفق عليه)، لا تختلف تقريبا باستثناء طفيف في عرض منحنى التوزيع وارتفاع القمم عند كل نموذج.

خلاصة:

تطرقنا في هذا الفصل إلى أهمية دوال توزيع الحقل الكهربائي وأجرينا المحاكاة العددية لنموذج Holtsmark، وتمت مقارنته مع كل من نموذج Hooper ونموذج B-M، فبالرغم من اختلاف تقريبات كل نموذج إلا أن هذه التوزيعات تمتلك نفس النسق فيما يظهر اختلاف طفيف في قمم التوزيعات.

خلاصة عامة

خلاصة العامة

كخلاصة يمكننا القول أننا تمكنا من دراسة شاملة حول أهم نماذج توزيع الحقل الكهربائي الموضعي في البلازما. فلقد قمنا أولاً بتقديم عرض موجز للإشكالية التي بنينا على أساسها هذه المذكرة، إذ تحدثنا عن الدور المهم للخطوط الطيفية، ومدى استعمالها في معرفة حالة البلازما، وتطرقنا إلى الأسباب الرئيسية التي تؤثر في شكل الخطوط الطيفية. مهدنا لموضوعنا بعرض موجز لبعض المفاهيم الأساسية حول البلازما، وتطرقنا إلى بعض التعاريف المهمة لها، أمثلة عن أشكالها، بعض خصائصها وأهم مقاديرها وكيف يمكن معالجتها.

وكذلك تحدثنا عن أهمية دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي، وأهم النماذج التي تعالج هذا الموضوع، وخصصنا الحديث عن نموذج J. Holtsmark الذي كان سنة 1919م وهو أول من عالج هذه المسألة، منطلقاً من فكرة أن الجسيمات المكونة للجلمة الفيزيائية لا تتفاعل فيما بينها أي أن طاقة التفاعل معدومة ($U=0$)، كما يفترض أيضاً أن درجة الحرارة كبيرة جداً ($T \rightarrow \infty$) في حالة وجود تفاعل، وهو النموذج الذي تؤول إليه معظم النماذج الأخرى، عند درجة الحرارة العالية جداً أو عند البلازما ذات الكثافة الضئيلة وأعدنا الحساب بالتفصيل للحصول على العبارة النهائية لدالة توزيع الحقل الكهربائي الموضعي.

قمنا بمعالجة العلاقة النظرية المتحصل عليها لنموذج Holtsmark عددياً بالبرمجة بلغة matlab وتحصلنا على منحنى توزيع الحقل الكهربائي الموضعي بدلالة (E/E_0) لنموذج Holtsmark وقمنا بمقارنة هذه النتائج مع نماذج أخرى وتوصلنا إلى أن نموذج Hooper يؤول إلى نموذج Holtsmark في درجة الحرارة العالية أو الكثافة الضئيلة. إن النتائج التي توصلنا إليها تفتح أبواباً وآفاقاً لاستمرار البحث في هذا الميدان قصد رصد أدق لدوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي، ومن ثم إدخالها في الصيغة الطيفية لإيجاد الشكل النهائي للخط الطيفي.

قائمة المراجع

- [1] وليد مصطفى صهيوني، مقدمة في فيزياء البلازما، يونيو 2006، سلطنة عمان.
- [2] H.R. Griem, 'plasma spectroscopy' McGraw Hill, 1964.
- [3] H.R. Griem, "Spectral Lin Broadening by plasmas", New York, Academic press(1974).
- [4] H.R. Griem, "principles of plasmas spectroscopy", Cambridge U. press(1997)
- [5] M. Baranger, Phys. Rev. 112, 855 (1958).
- [6] M. Baranger and B. Mozer, Phys. Rev. 111, 494 (1958).
- [7] L.P. Kudrin and G.V. Sholin, Sov. Phys. Dokl. 7, 1015 (1963).
- [8] C. Stehlé, D. Gilles and A.V. Demura, Eur. Phys. J. D 12, 355-367 (2000).
- [9] J. Holtsmark, Ann. Phys (Leipzig) 58, 577 (1919).
- [10] <http://www.plasma.ory/rot.plasams.htm>.
- [11] Jean-Loup Delcroix et Abraham Bers, "Physique des plasmas", Inter Editions / CNRS. Editions (1994).
- [12] L. Artsimovitch, "Physique élémentaire des plasmas" Moscou(1966)
www.fikr.com.
- [13] B. M. Smirnov, "Introduction to plasmas, Mir Publishers", Moscou (1977)
www.fikr.com.
- [14] علي ابراهيم مهدي العزاوي، الكهرومغناطيسيات، الجامعة المنتصرية، بغداد.
- [15] W. Crookes, On a ourth State of Matter, Proceedings of the Royal Society of London, Vol.30, p p 469-472, 1879-1880.
- [16] J.J. Thomson, Philosophicall Magazine, 44, p.293, 1897.
- [17] I. Langmuir, "Oscillations in ionized gases", Proc. Nat. Acad. Sci. U . S vol .14 p.628(1928).
- [18] www.wikiwand.com/ar/1/4/2016.
- [19] Crookes, William. 1870. "Spiritualism Viewed by the Light of Modern Science" Quarterly Journal of Science. July 1870.

- [20] Langmuir, Irving, in Webster's Biographical Dictionary (1943) Springfield, MA: Merriam-Webster.
- [21] Hanene Bahouh, Contribution à la modélisation d'une décharge continue d'un gaz moléculaire, mémoire de magister, Université Mentouri Constantine, 2010.
- [22] د. علاء الدين عبد الله النعيمي و د. قاسم علي محمود و د. إبراهيم علي الجوادي، " الفيزياء التطبيقية الحديثة"، ص 591 وما يليها، دار الجيل لنشر والطباعة والتوزيع، بيروت، لبنان، الطبعة الثانية (2005).
- [23] إسماعيل شيجي، " حساب دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي ومشتقاتها داخلا لبلازما باستخدام المحاكاة العددية مونتي كارلو تطبيق على طيف الهليوم"، رسالة دكتوراه دولة، جامعة منتوري، 2005 قسنطينة.
- [24] almerja.net/reading.php?i=2&ida=1707&id=704&idm=36711.
- [25] J.L. Delcroix et A. Bers, physique des plasmas I+II Inter Edition / CNRS Editions, 1994.
- [26] Paul. Bellan , "Fundamentals of plasma physics ", Cambridge University press, us(2006).
- [27] رسالة ماجستير في الفيزياء، "مساهمة في دراسة توزيعات المشتقات الفضائي للحقول الكهربائية الموضوعية في البلازما"، قريشة سليمة، جامعة ورقلة، (2008).
- [28] ريتز- ميلفورد، ترجمة: يحي عبد الحميد الحاج علي والدكتور رحمن رستم عبد الله "أساسيات النظرية الكهرومغناطيسية"، جامعة الموصل العراق (1988).
- [29] L. Tonks and I. Langmuir, physical Review, 33, 195(1929).
- [30] T. J. M. Boyd, J.J. Sanderson, The Physics of Plasmas, Cambridge University Press, New York, 2003.
- [31] A. Dinklage, T. Klinger, G. Marx, L. Schweikhard, Plasma Physics Springer, 2005, Berlin.
- [32] Pierre Fauhais, "Gaz ionisés et plasmas", SPCTS (Science des procédés céramiques et des traitements de surface), CNRS UMR 6638, Université de Limoges-Faculté des sciences, 2000.
- [33] Peter A. STURROCK, "plasma physics", CAMBRIDGE Université presse (1994).
- [34] Khelfaoui Fethi, Thèse de doctorat, Université de Provence, France, 1991.
- [35] R. O. Dendy, "plasma a Dynamic", Oxford Academic, press(1990).

- [36] سهيلة عسكري، "حساب دوال توزيع مشتقات الحقول الموضعية وتطبيق على طيف الهليوم"، رسالة ماجستير، المركز الجامعي بالوادي، 2011.
- [37] D. SALZMANN, "Atomic Physics in Hot Plasmas", Oxford University Press 1998, New York.
- [38] David parker kilcrease, PhD Thesis, University Florida(1991).
- [39] Michael S. Murillo and Jon C. Weisheit, physics Reports ,302,1-65(1998).
- [40] جيرد بوش، أساسيات الفيزياء، الدار الدولية للاستثمارات الثقافية، الطبعة الأولى، مصر.
- [42] I. I. Sobelman, Introduction to Atomic Spectra, Pergamon press, Oxford UK(1972).
- [42] V. D. Shafranov, "Electromagnetic, Ed, Vol. 3-140(1963).
- [43] G. A. Martynov, "Fundamental Theory of Liquids", Adam Hilger, New York, NY, USA (1992).
- [44] Elie. Belorizky, Wladimir Gorecki, "Introduction à la mécanique statistique" Univesité Joseph-Fourier, pp. 17-24(1993).
- [45] عبيد سعيدة، "دراسة في ثلاث أبعاد للمقادير الكهربائية في جهاز الرش المهبطي باستعمال طريقة الحجم المنتهية"، رسالة ماجستير، جامعة ورقلة (2012).
- [46] لاديمير كارتسيف - بيزتر خازانوفسكي، آلاف السنين من الطاقة، ترجمة علم المعرفة، 1994 الكويت.
- [47] قريشة سليمة، "استخدام نموذج الجسيمات المستقلة لحساب دوال التوزيع المشتقات الفضائية للحقل الكهربائي الموضعي الايوني في البلازما"، أطروحة دكتوراه علوم، جامعة قاصدي مرباح ورقلة 2013.
- [48] P. Debye and E.H udkel, physik . Z. 24, 185(1923).
- [49] C. E. Hooper, Jr. phys. Rev. 165, 215 (1968).
- [50] C. A. Iglesia and C.F. Hooper, Jr, phys. Rev. 25, 1049(1982).
- [51] Stark broadening models for plasma diagnostic. J. Phys. D: Appl. Phys. 47 (2014) 343001 (33pp).
- [52] J. Holtmark. Ann. Phys (Leipzig) 58, 577(1919).
- [53] A. Y. Potekhin, G. Ghabrier and D. Gilles, Phys. Rev. E65,036412(2002).
- [54] J. E. Mayer and M. G. Mayer, "Statistical Mechanics", Wiley, New York(1940).
- [55] E. E. Salpeter, Ann. phys. (N. Y.) 5, 183(1958).

- [56] L. A Woltz, C. A. Iglesias and C. F. Hooper, Jr, J. Qunanat. Spectrosc. Transfer, Vol.27, No.3, pp. 233-242(1982).
- [57] G. Ecker, "Das Mikrofild in Gesamtheiten mit Coulombscher Wechselwirkung", Zeitschrift fur physic, Vol . 148, no.3 , p 593 - 606 (1958).
- [58] G. Ecker and K. G. Muller " plasma polarisation und Tragerwechselwirkung" Zeitschrift fur physic, Vol . 153, no. 3, p 317 - 330(1958).
- [59] C. A.I. glesias, J. L. Lebowitz and D. MacGowam, phys. Rev.A28,1667(1983).
- [60] M. Lewis and H. Margenau. Phys. Rev. 109, 842(1958).
- [61] M. Baranger and B. Mozer, Phys. Rev.115, 521 (1959).
- [62] M. Baranger and B. Mozer, Phys. Rev.118, 626(1960).
- [63] H. Hoffman and O. Theimer, Astrophys. J. 127, 427(1958).
- [64] C. F. Hooper, Jr, phys. Rev.149, 77(1966).
- [65] C. A.I. glesias, J. L. Lebowitz and D. Mac Gowam, phys. Rev.A28, 1667(1983).
- [66] بكوش عبد الله، "حساب توزيع مشتقات الحقول المحلية في البلازما باستخدام محاكاة التحريك الجزيئي" رسالة ماجستير، المركز الجامعي بالوادي، 2011.
- [67] H. Mayer, Los Alamos Scientific Laboratory Report No.LA-647, 1947 (Unpublished).
- [68] J. W. Dufty, Boercker, and C. Iglesias, phys. Rev. A31, 1681-1686(1985).
- [69] C. A.I. glesias, D. Mac Gowam, and W. B . Hubbard, phys. Rev. A31, 1695(1985).
- [70] M.W.C. Dharma - Wardana and F. Perrot, phys. Rev.A33, Nun53303(1986).
- [71] I. O. Golosnoy, "Spectral Line Shapes", vol. 11.(2001).
- [72] C. A. Iglesias, J.L. Lebowitz and D. MacGowan, Phys. Rev A28, Num 3, 1667 (1983).
- [73] A.Y. Potekhin, G. Chabrier and D. Gilles, phys. Rev.E65, 036412(2002).
- [74] J.P. HANSEN and I.R. MCDONALD "Theory of simple liquids". 3rd Edition (2005).

[75] Zaven A. Karian and Edward J. Dudewicz, "Fitting Statistical Distributions: the Generalized Lambda Distribution and Generalized Bootstrap Methods", Chapman & Hall / CRC(2000).

[76] Vladimir V. Uchaikin and Vladimir M. Zolotarev, "CHANCE and STABILITY Stable Distributions and their Applications", VSP (1999).

المأحق

الملحق (1)

وفي هذا الملحق سنبين خطوات حساب عبارة $T(1)$ في نموذج [51]Holtmark.

$$Q(l) = \int d^3r_1 d^3r_2 \dots d^3r_n P(r_1, r_2 \dots r_n) \delta(F - E(r_1, r_2 \dots r_n)) \quad (1.1)$$

تكون عبارة الدالة $T(1)$ كما يلي:

$$\begin{aligned} T(l) &= \int d^3r_1 d^3r_2 \dots d^3r_n P(r_1 \dots r_n) \exp(il.E(r_1 \dots r_n)) \\ &= \langle \exp[il.E] \rangle \end{aligned} \quad (2.1)$$

وبالتالي فإن الدالة المميزة في التوزيع هي القيمة المتوسطة للحد الأسي الذي يظهر الحقل الكهربائي في المجال كمجموع المجالات التي تنتجها كل جسيمات البلازما N ، ويمكن التعبير عن هذا بـ:

$$T(l) = \langle e^{\sum il.E} \rangle = \left\langle \prod_{j=1}^n e^{il.E_j} \right\rangle \quad (3.1)$$

وتعتبر هنا الحالات التي تكون فيها جزيئات البلازما إحصائيا مستقلة، وتحدث هذه الحالة عندما تكون طاقة تفاعلها لا تقارن مع طاقة البلازما.

$$T(l) = \langle e^{il.E} \rangle^n \quad (4.1)$$

$$P(r_1, r_2, \dots, r_n) = (P(r))^n$$

إذا كان نظام البلازما هو متجانس وموحد الخواص، فالتوزيع الاحتمالي ببساطة هو:

$$P(r) d^3r = \frac{d^3r}{V} \quad (5.1)$$

حيث أن:

V : حجم البلازما.

إذن تكون عبارة الدالة $T(1)$ من الشكل التالي:

$$\begin{aligned}
 T(l) &= \left[\frac{1}{V} \int_V d^3r e^{il.E(r)} \right]^n \\
 &= \left[\frac{1}{V} \int_V r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi e^{il.E(r)\cos\theta} \right]^n \\
 &= \left[\frac{2\pi}{V} \int_V \frac{il.E(r)}{il.E(r)} r^2 dr (-d \cos \theta) e^{il.E(r)\cos\theta} \right]^n \\
 &= \left[\frac{2\pi}{V} \int_V \frac{r^2 dr}{il.E(r)} \left[e^{il.E(r)\cos\theta} \right]_0^\pi \right]^n \\
 &= \left[\frac{4\pi}{V} \int_V r^2 dr \frac{\sin(lE(r))}{l.E(r)} \right]^n \\
 T(l) &= \left[\frac{4\pi}{V} \int_V r^2 dr \frac{\sin(l.E(r))}{l.E(r)} \right]^n \quad (6.1)
 \end{aligned}$$

في هذا النموذج الحقل الذي يؤثر على الجسيمات هو حقل كولوم وعبارته من الشكل:

$$E = \frac{q}{(4\pi\epsilon_0 r^2)}$$

إذن يصبح التكامل الأخير من الشكل التالي:

$$\begin{aligned}
 T(l) &= \left[\frac{4\pi}{V} \int_V r^2 dr - \frac{4\pi}{V} \int_0^\infty r^2 dr \left(1 - \frac{\sin(l.E(r))}{l.E(r)} \right) \right]^n \\
 &= \left[1 - \frac{2\pi}{V} \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0} l \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \frac{dx}{x^{\frac{5}{2}}} \left(1 - \frac{\sin(x)}{x} \right) \right]^n \quad (7.1)
 \end{aligned}$$

وفي الخطوة الأخيرة وباستعمال تغير المتغير نجد:

$$x \equiv l.E = l \frac{q}{4\pi\epsilon_0}$$

وعليه يصبح هذا التكامل تكامل مشهور:

$$\int_0^\infty \frac{dx}{x^{\frac{5}{2}}} \left(1 - \frac{\sin(x)}{x} \right) = \frac{4}{15} \sqrt{2\pi} \quad (8.1)$$

$$T(l) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left[1 - \frac{1}{n} \left(2\pi \left(\frac{4}{15} \right)^{2/3} \frac{q}{4\pi\epsilon_0} N^{2/3} l \right)^{3/2} \right]^n$$

$$= \exp[-(lF_0)^{3/2}] \quad (9.1)$$

$$F_0 = 2\pi \left(\frac{4}{15} \right)^{2/3} \frac{q}{4\pi\epsilon_0} N^{2/3} = \left(\frac{2}{5} \sqrt{2\pi} \right)^{2/3} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_0^2}$$

$$= 1.001768 E_0$$

حيث أن:

$$N = n/V$$

n: كثافة البلازما.

N: عدد جسيمات البلازما.

E_0 : الحقل الوحدوي الناتج عن المسافة النموذجية عند r_0 .

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

F_0 : تسمى في هذا النموذج بالحقل العادي.

لقد تم في هذا العمل التطرق إلى كيفية حساب دوال التوزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني داخل البلازما، كما تطرقنا إلى أهم النماذج التي اقترحت في هذا المجال وخصصنا في دراستنا النموذج الأول الذي كان عام 1919، و تحدثنا كذلك عن أهمية دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني وكيفية إدخالها في الصيغة الطيفية لإيجاد الشكل النهائي للخط الطيفي.

أجرينا لهذا النموذج المحاكاة العددية، وقمنا بمقارنة النتائج التي تحصلنا عليها بنتائج منشورة من قبل ، إضافة إلى ذلك تأكدنا من خلال هذه النتائج أن هذا النموذج الذي توّول إليه معظم النماذج الأخرى، عند درجة الحرارة العالية جدا أو عند البلازما ذات الكثافة الضئيلة. ولقد رصدنا الكثير من الخصائص لدوال توزيع الحقل الكهربائي الموضعي الأيوني، من خلال النتائج العددية التي تحصلنا عليها.

الكلمات المفتاحية: البلازما، توزيع الحقل الموضعي، اضطراب.

Résumé

Dans ce travail. On a procédé comment calculer la répartition des fonctions du microchamp électrique dans le plasma. Ensuite on a vu les principaux modèles qui ont été suggérés dans ce domaine, et on a choisi le premier modèle qui date de 1919. En plus on a parlé de l'importance de la répartition des fonctions du microchamp électrique et comment l'introduire dans la formule spectrale (La formule de Rydberg) pour retrouver la raie spectrale.

Et on a opéré à ce modèle la simulation numérique, puis on comparé les résultats obtenus avec ceux qu'on a obtenus auparavant. en outre , on s'est aperçu que d'après ces résultats que le modèle auquel se rapportent les autres modèles à une température très élevée ou à la plasma à faible densité. comme on a relevé plusieurs caractéristiques pour les fonctions de la répartition du microchamp électrique lors des chiffres obtenus.

Mots clefs: Plasma, Distribution du microchamp, trouble.

Abstract

I've been in this work addressed how functions Ionian localized electric microfield within the plasma distribution expense, as we dealt with the most important models that have been proposed in this area and dedicated in our study first model, which was in 1919, and we talked as well about the importance of function of Ionian localized electric microfield distribution and how entered into the spectral formula for finding the final shape of the spectral line.

We also conducted for this model numerical simulation, we compare the results that we have acquired by the results published before, by adding to it confirmed by these results that this model, which accrue to him most of the other models, at a very high temperature or at the same sparsely plasma. Then we spotted a lot of properties for the function of Ionian localized electric microfield distribution, through numerical results that we have acquired them.

Key words: Plasma, Microfield distribution, perturbation.