مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (40) العدد (1) 2018
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (40) No. (1) 2018

دراسة تخامد لانداو **في البلازما الكمية الكثيفة**

د. نجاح قبلان*

(تاريخ الإيداع 14 / 9 / 2017. قُبِل للنشر في 8 / 1 /2018)

□ ملخّص □

تم من خلال هذا العمل دراسة تأثير القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة على تخامد لانداو لموجة الإلكترون في بلازما كمية كثيفة، باستخدام معادلة الحركة شبه الكمية، بعد أخذ التصحيحات الناجمة عن كلٍ من التأثيرات الكمية والقوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة بالحسبان، نظراً لأهميتهما في دراسة انعكاس الموجة داخل الفجوة الطاقية، وبعض الخواص الفيزيائية للبلازما، ومن ثم مقارنة هذه النتائج مع ما توصل إليه أخرون في هذا المجال.

الكلمات المفتاحية: البلازما الكمية الكثيفة – جهد بوم– القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة – تخامدلانداو– عامل التخامد.

* أستاذ – قسم الفيزياء –كلية العلوم– جامعة تشرين – اللاذقية – سورية.

مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (40) العدد (1) 2018
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (40) No. (1) 2018

dying Landau Damping in dense quantum Plasmas

Dr. Najah Kabalan*

(Received 14/ 9/ 2017. Accepted 8 / 1 /2018

□ ABSTRACT □

In This Scientific Paper it had been studied the Effect of Ponderomotive Force on Landau damping of electron Wave in dense quantum Plasmas, by Using quasi quantum kinetic Equation, Using the Corrections due to both of quantum effects and Ponderomotive Force, because of their necessity in Studying Wave Reflection inside Cavity Energy ,and some Physical Properties of Plasmas, then comparing the Results to the other Conclusions in this Field.

Key Words: dense quantum Plasmas –Bohm Potential –pondeomotive Force- landau Damping - damping Coefficient

***Professor, Physics Department, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria**

مقدمة:

يعود الاهتمام بالبلازما الكمية إلى بدايات القرن الماضي، حيث عمل كلٍ من كلمنتوش(Klimontovich) وسيلين (Silin)على استخراج معادلة الحركة للبلازما الكمية [1]، كما تمت دراسة علم الحركة للبلازما كمياً من قبل كلٍ من بنس (Pinse) وبوم (Bohm)، وذلك بإدخال حدود كمية إلى معادلة الحركة الخاصة بالوسط البلازمي كتأثيرات الانعراج الكمية[2–4] ، كما طورت هذه الدراسة لاحقاً من قبل العديد من الباحثين في هذا المجال [5–7].

تساهم الدراسة الكمية في الأوساط البلازمية في استيعاب الظواهر الفيزيائية بصورة أشمل مما هي عليه الحال في الدراسة الكلاسيكية، وعلى وجه الخصوص الظواهر الموجية من خلال إيجاد عبارات التبدد[6–8]، والظواهر الخطية واللاخطية في الأوساط البلازمية الكثيفة وفائقة الكثافة، كالأقزام البيضاء والنجوم النيوترونية[9–11]... الخ.

تتميز البلازما الكمية بكثافتها العالية ودرجة حرارتها المنخفضة نسبياً، كالإلكترونات الحرة في المعادن، أو ما يسمى بالغاز الإلكتروني في المعادن، والتي تصل كثافتها حتى المرتبة (10^{22}cm^{-3})، وتزداد هذه الكثافة إلى مراتب أعلى في النجوم لتصل حتى المرتبة (10^{36}cm^{-3})، بينما لا تتجاوز درجة حرارتها درجة حرارة فيرمي، حيث $(T \leq T_F \sim 10^4\ K)$، ونظراً للكثافة العالية التي تتميز بها أوساط كهذه، تنشأ العديد من الظواهر اللاخطية المؤثرة بصورة فعالة، كانتشار الأمواج اللاخطية بأنواعها المختلفة، والتي يمكن من خلالها تشخيص الوسط البلازمي للحصول على الكثير من المقادير الفيزيائية ذات الصلة. بتوجيه حزمة ليزرية أو أمواج ميكروية عالية الشدة على أوساط بلازمية كهذه، حيث تنشأ قوة تدعى بالقوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة(Ponderomotive Force)، كالتي تنشأ عن التفاعل اللاخطي بين الموجة الكهرطيسية ذات الشدة المرتفعة والبلازما الكمية الكثيفة والكثيفة جداً [12–18]،حيث تؤدي القوة الناتجة إلى نشوء حقول كهربائية متغيرة ببطء، والتي تنعكس بدورها على خصائص البلازما، والكثير من الظواهر ذات الصلة كتخامدلانداو الخطي واللاخطي للأمواج والناقلية وعامل العازلية الكهربائيتين... الخ.

يترافق تخامدلانداو في البلازما مع التناقص الأسي لاهتزاز الكثافة العددية لجسيمات الوسط البلازمي، إذ تعود الآلية الفيزيائية لتخامدلانداو إلى تبادل الطاقة بين الأمواج وجسيمات الوسط البلازمي، عندما تكون سرعة طور الموجة في حالة رنين مع سرعة الجسيمات، هذا ويمكن ملاحظة هذه الظاهرة في بيئات فيزيائية مختلفة، نذكر منها الضوء المتألق والكرات البلازمية والحلقات البلازمية المتشكلة في مفاعلات الالتحام للتوكاماك وغيرها.

ينشأ تخامد لانداو للموجة الطولية المنتشرة في البلازما نتيجة لتفاعل الموجة مع جسيمات الوسط البلازمي، وهو عبارة عن تفاعل يتم بين الإلكترونات والحقل الكهربائي للموجة، والذي يؤدي بدوره إلى احتجاز الإلكترونات داخل بئر الجهد المرافق للموجة، والتي لها سرعات قريبة تماماً من سرعة طور الموجة، ويتم خلال ذلك تبادل صرف للطاقة بين الإلكترونات والموجة بدون تصادم.

دُرس تخامد لانداو في أوساط بلازمية مختلفة في الحالتين الخطية واللاخطية تجريبياً وتحليلياً في العديد من الأبحاث [19– 25]، وتركز الاهتمام من خلال هذه الأبحاث على دراسة تخامد لانداو للأمواج الصوتية الأيونية [19] وأمواج ألفين(Alfven Waves)[20]وتخامد لانداو لأمواج الهليكون في البلازما الغبارية [21]، وتعديل طول الحجب لديباي في البلازما الكمية، ومن ثم إيجاد التصحيح الكمي لتخامد لانداو لأمواج بلازما الإلكترون، بإدخال الحد المرتبط بجهد بوم إلى معادلة فلاسوف في الحالة الموافقة للبلازما الكثيفة[22]، كما تمت دراسة تخامد لانداو للأمواج الكهربائية الساكنة في البلازما الكمية المتحللة [23].

سنقوم من خلال هذا البحث بدراسة تأثير القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة في البلازما الكمية الكثيفة على كلٍ من عبارة التبدد وتخامدلانداو لموجة بلازما الإلكترون.

أهمية البحث وأهدافه:

يهدف هذا البحث إلى معالجة النقاط الآتية:

1- حل المعادلة الحركية شبه الكمية، بعد إضافة حد القوة الناتج عن الحقل الكهربائي المتغير ببطء.

2- إيجاد عبارة حد الاضطراب لتابع التوزع الناتج عن الإضافات الجديدة.

3- حساب عبارة التبدد لموجة الإلكترون في البلازما الكثيفة.

4- استخراج الحد المتعلق بتخامدلانداو ومن ثم دراسته ضمن الشروط الناظمة للوسط ذات الصلة.

5- إبراز النتائج الجديدة المتحصل عليها، ومقارنتها مع ما تم التوصل إليه سابقاً في هذا المجال.

طرائق البحث ومواده

لدراسة تخامدلانداو في البلازما الكمية الكثيفة، تم استخدام معادلة الحركة شبه الكمية[7]، والمعبر عنها بالشكل الآتي:

$$\frac{\partial f(\vec{r},\vec{\vartheta},t)}{\partial t}+(\vec{\vartheta}.\vec{\nabla}_r)f(\vec{r},\vec{\vartheta},t)-\left[\left(\frac{e}{m_e}\right)\vec{E}-\left(\frac{\hbar^2}{2m_e}\vec{\nabla}.\Delta\frac{n_1}{n_0}\right)\right]\frac{\partial f(\vec{r},\vec{\vartheta},t)}{\partial\vec{\vartheta}}=0 \quad (1)$$

m_e: كتلة الإلكترونو n_0:كثافة الإلكترونات في وضع الاتزان وn_1 : حد الاضطرب لكثافة الإلكترونات و$\vec{\vartheta}$: سرعة الإلكترون و$-e$: شحنة الإلكترون و$\vec{E}$ الحقل الكهربائي، كما يعبر الحد $\left(\frac{\hbar^2}{2m_e}\vec{\nabla}.\Delta\frac{n_1}{n_0}\right)$ عن القوة المرتبطة بجهد بوم ، والذي يساهم في إمكانية معالجة المسألة المطروحة كمياً، هذا ويعبر عن تابع توزع الكثافة كتابع لكلٍ من الموضع $(\vec{r})$ والسرعة $(\vec{\vartheta})$ والزمن (t) بالعلاقة الخطية الآتية:

$$\left.\begin{array}{l} f(\vec{r},\vec{\vartheta},t)=f_0(\vec{\vartheta})+f_1(\vec{r},\vec{\vartheta},t) \\ f_0(\vec{\vartheta})\gg f_1(\vec{r},\vec{\vartheta},t) \quad : \text{حيث} \end{array}\right\} (2)$$

يُفترض ضمن الدراسة الكمية أن يكون طول موجة دي- بروي$(\boldsymbol{\lambda}_{\mathbf{B}})$ أصغر بكثير من الطول المميز (L)للبلازما، والموافق لكون أبعاد الوسط البلازمي المدروس أكبر بكثير من نصف قطر الحجب لديباي، وبالتالي لطول موجة دو بروي $(\boldsymbol{\lambda}_{\mathbf{B}})$ ويحقق العلاقة:$\boldsymbol{\lambda}_{\mathbf{B}}=\frac{\boldsymbol{h}}{\boldsymbol{P_F}}\ll\boldsymbol{L}$، حيث h: ثابت بلانك.

سنقوم من خلال هذا البحث باستخدام المعادلة (1) لدراسة تخامدلانداو بعد إضافة الحقل الكهربائي الناتج عن القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة من العلاقة (4)في المرجع[13]، والمعبر عنها كما يلي:

$$\left.\begin{array}{r} \vec{E}_s=-\vec{\nabla}\emptyset-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}=\left(\frac{1}{n_0e}\right)\vec{F}_p= \\ =\left(\frac{1}{16\pi e.n_0}\right)\left[(N-1)\vec{\nabla}\left|\vec{E}_0\right|^2+\frac{\vec{k}}{\omega^2}.\frac{\partial[\omega(N-1)]}{\partial\omega}.\frac{\partial\left|\vec{E}_0\right|^2}{\partial t}\right] \end{array}\right\} (3)$$

$\vec{E}_s$: الحقل الكهربائي المتغير ببطء والناتج عن القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة للإلكترونات الموضعية.

$\emptyset$: الجهد السلمي و $\vec{A}$: الجهد المتجه و $\vec{F}_p$: القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة المتولدة في البلازما الكمية الكثيفة.

N: قرينة انكسار البلازما الكثيفة.

تتركب القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئةمن حدين، كما هو موضح في العلاقة:

$$\vec{F}_p = \vec{F}_{ps} + \vec{F}_{pt} \quad (4)$$

$\vec{F}_{ps}$: القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة في الحالة المستقرة.

$\vec{F}_{pt}$: القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة في الحالة غير المستقرة.

ويعبر عنهما بالعلاقتين الآتيتين على التوالي:

$$\vec{F}_{ps} = \frac{(N-1)}{16\pi}\vec{\nabla}\left[\vec{E}_0\right]^2 \quad (5)$$

$$\vec{F}_{pt} = \frac{1}{16\pi}.\frac{\vec{k}}{\omega^2}\frac{\partial[\omega^2(N-1)]}{\partial\omega}.\frac{\partial\left[\vec{E}_0\right]^2}{\partial t} \quad (6)$$

$N = \frac{k^2c^2}{\omega^2}$: قرينة الانكسار للبلازما الكثيفة، و $\vec{k} = k\vec{e}_x$: متجه الموجة، حيث $\vec{k}//\vec{E}$.

$\vec{E}_0(x,t)$: مغلف الحقل الكهرطيسي المولد للقوة الدافعة المبطئة في البلازما عند الموضع x والزمن t.

$\vec{E}(x,t)$: الحقل الكهربائي والمعبر عنه بالعلاقة الآتية

$$\vec{E}(x,t) = \frac{1}{2}\vec{E}_0(x,t)exp - i\left(\omega t - \vec{k}\vec{r}\right) + c.c \quad (7)$$

$c.c$: الحد العقدي للحقل الكهربائي.

من جهة أخرى يعبر عن العلاقة بين القيمة المتوسطة لمربع القيمة المطلقة للحقل الكهربائي $\left\langle\left|\vec{E}(x,t)\right|^2\right\rangle$ ومربع القيمة المطلقة للسعة [14] $\left|\vec{E}_0(x,t)\right|^2$، بالعلاقة الآتية.

$$\left[\vec{E}_0\right]^2 = 2\left\langle\left|\vec{E}\right|^2\right\rangle \quad (8)$$

بالاستفادة من العلاقات السابقة، تم الحصول على عبارة الحقل الكهربائي المتغير ببطء $\left(\vec{E}\right)$، والمعبر عنه بالعلاقة الآتية:

$$\vec{E}_s = \left(\frac{|\vec{E}_0|}{8\pi n_0.e}\right)\left[\left(\frac{k^2c^2}{\omega^2} - 1\right)\vec{\nabla}\left|\vec{E}_0\right| - \left(\frac{2\vec{k}}{\omega}\right)\frac{\partial|\vec{E}_0|}{\partial t}\right] \quad (9)$$

تعد هذه العلاقة العمود الفقري لهذا العمل، والتي تعطي إضافة مهمة لتشخيص البلازما ومعرفة التغيرات التي تطرأ على خصائص الوسط البلازمي المدروس.

بإضافة القوة الناتجة عن الحقل الكهربائي $\left(\vec{E}_s\right)$ إلى معادلة الحركة (1) تصبح بالشكل الآتي:

$$\frac{\partial f(\vec{r},\vec{\vartheta},t)}{\partial t} + \left(\vec{\vartheta}.\vec{\nabla}_r\right)f\left(\vec{r},\vec{\vartheta},t\right) - \left[\left(\frac{e}{m_e}\right)\left(\vec{E} + \vec{E}_s\right) - \left(\frac{\hbar^2}{2m_e}\vec{\nabla}.\Delta\frac{\delta n}{n_0}\right)\right]\frac{\partial f(\vec{r},\vec{\vartheta},t)}{\partial\vec{\vartheta}} = 0 \quad (10)$$

بالتعويض عن تابع التوزع من العلاقة (2) في هذه العلاقة، نحصل بعد القيام بالحسابات الرياضية الازمة على المعادلة الخطية الآتية:

$$\frac{\partial f_1(\vec{r},\vec{\vartheta},t)}{\partial t} + \left(\vec{\vartheta}.\vec{\nabla}_r\right)f_1\left(\vec{r},\vec{\vartheta},t\right) - \left[\left(\frac{e}{m_e}\right)\left(\vec{E} + \vec{E}_s\right) - \left(\frac{\hbar^2}{2m_e}\vec{\nabla}.\Delta\frac{\delta n}{n_0}\right)\right]\frac{f_0(\vec{\vartheta})}{\partial\vec{\vartheta}} = 0 \quad (11)$$

بفرض أن التابع $f_0\left(\vec{\vartheta}\right)$يخضع لتوزع ماكسويل بولتزمان والمعبر عنه بالعلاقة:

$$f_0(\vartheta) = \left(\frac{n_0}{\sqrt{2\pi}.\vartheta_{Te}}\right)exp - \left(\frac{\vartheta^2}{2\vartheta_{Te}^2}\right) = n_0.\hat{f}_0(\vartheta) \quad (12)$$

علماً أنَ:

$$\hat{f}_0(\vartheta) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}.\vartheta_{Te}}\right) exp - \left(\frac{\vartheta^2}{2\vartheta_{Te}^2}\right) \quad ; \quad \vartheta_{Te}^2 = \sqrt{\frac{K_B T_e}{m_e}} \quad (13)$$

ϑ_{Te} : السرعة الحرارية للإلكترونات و n_0: كثافة البلازما في وضع التوازن.

بالتعويض عن كلٍ من $f_0(\vartheta)$ من العلاقة (12)وعن $\vec{E}_s$ من العلاقة (9) في معادلة الحركة (11)، نحصل بعد تطبيق تحويل فورييه في الحالة الخطية، والموافق لكون $\left(\frac{\partial}{\partial t} \to -i\omega\right)$; $\left(\vec{\nabla} \to i\vec{k}\right)$ والقيام بالعمليات الرياضية اللازمة، على حد الاضطراب لتابع التوزع $f_1\left(\vec{r},\vec{\vartheta},t\right)$ وفق العلاقة الآتية:

$$\left.\begin{aligned} f_1\left(\vec{r},\vec{\vartheta},t\right) = -i\left(\frac{e.n_0}{m_e}\right)\Big\{\vec{E} + \frac{|\vec{E}_0|}{8\pi n_0.e}\left[\left(\frac{k^2c^2}{\omega^2}-1\right)\vec{\nabla}|\vec{E}_0| - \left(\frac{2\vec{k}}{\omega}\right)\frac{\partial|\vec{E}_0|}{\partial t}\right] + \\ + \frac{i\hbar^2k^3n_1}{4e.m_e n_0}\Big\}\frac{\frac{\partial \hat{f}_0(\vec{\vartheta})}{\partial\vec{\vartheta}}}{(\vec{k}\vec{\vartheta}-\omega)} \end{aligned}\right\} (14)$$

بما أنَ الموجة المفروضة هنا عبارة عن موجة طولية، يكون لكلٍ من الحقل الكهربائي وسرعة الإلكترونات منحى انتشار الموجة نفسه، أي أنَ :

$$\vec{k}//\vec{\mathrm{E}}//\vec{\vartheta}$$

بفرض أنَ اتجاه انتشار الموجة ينطبق على المحور – x، بحيث يمكن دراسة هذه الموجة وفق هذا المحور، وبالتالي تصبح العلاقة (14)كالآتي:

$$\left.\begin{aligned} f_1(x,\vartheta,t) = -i\left(\frac{e.n_0}{m_e}\right)\Big\{E_x + \frac{|\vec{E}_0|}{8\pi n_0.e}\left[\left(\frac{k^2c^2}{\omega^2}-1\right)\frac{\partial|\vec{E}_0|}{\partial x} - \left(\frac{2k}{\omega}\right)\frac{\partial|\vec{E}_0|}{\partial t}\right] + \\ + \frac{i\hbar^2k^3n_1}{4e.m_e n_0}\Big\}\frac{\frac{\partial \hat{f}_0(\vartheta_x)}{\partial\vartheta_x}}{(k.\vartheta_x-\omega)} \end{aligned}\right\} (15)$$

لإيجاد عبارة تبدد الموجة، يتم استخدام معادلة بواسون والمعبر عنها بالعلاقة الآتية:

$$\vec{\nabla}\vec{E} = -\frac{e}{\varepsilon_0}n_1 = -\frac{e}{\varepsilon_0}\int_{-\infty}^{+\infty} f_1\left(\vec{r},\vec{\vartheta},t\right) d\vartheta \quad (16)$$

بتطبيق تحويل فورييه تصبح هذه العلاقة كالآتي:

$$\left|\vec{E}\right| = E_x = i\frac{e}{\vec{k}\varepsilon_0}n_1 = i\frac{e}{\vec{k}\varepsilon_0}\int_{-\infty}^{+\infty} f_1\left(\vec{r},\vec{\vartheta},t\right) d\vartheta \quad (17)$$

يمكن الاستفادة من عبارة القيمة المتوسطة لاضطراب كثافة إلكترونات البلازما$\langle n_1\rangle$، حيث $\langle n_1\rangle = -i\frac{\vec{k}\varepsilon_0}{e}\langle\sqrt{|E_x|^2}\rangle$[14]، للتعبير عن متوسط الطاقة الحركية لجسيمات الوسط البلازمي في العلاقة (17)كالآتي:

$$\langle\sqrt{\left|\vec{E}\right|^2}\rangle = \langle\sqrt{|E_x|^2}\rangle = i\frac{e}{\vec{k}\varepsilon_0}\langle n_1\rangle = i\frac{e}{\vec{k}\varepsilon_0}\langle\int_{-\infty}^{+\infty} f_1\left(\vec{r},\vec{\vartheta},t\right) d\vartheta\rangle (18)$$

وبالاستفادة من العلاقة (15) يعبرعن $\langle \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(\vec{r},\vec{\vartheta},t)\, d\vartheta \rangle$ بالشكل الآتي:

$$\left.\begin{array}{c} \langle \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(\vec{r},\vec{\vartheta},t)_1\, d\vartheta \rangle = \\ -i\left(\frac{e.n_0}{m_e}\right)\left\{\langle\sqrt{|E_x|^2}\rangle + \frac{\langle|\vec{E}_0|\rangle}{8\pi n_0.e}\left[\left(\frac{k^2c^2}{\omega^2}-1\right)\frac{\partial\langle|\vec{E}_0|\rangle}{\partial x} - \left(\frac{2k}{\omega}\right)\frac{\partial\langle|\vec{E}_0|\rangle}{\partial t}\right] + \right. \\ \left. + \frac{\hbar^2k^4\langle\sqrt{|E_x|^2}\rangle}{4.m_e\omega_{pe}^2}\right\}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\frac{\partial\hat{f}_0(\vartheta_x)}{\partial\vartheta_x}}{(k.\vartheta_x-\omega)}\, d\vartheta \end{array}\right\} (19)$$

بالتعويض عن $\langle \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(\vec{r},\vec{\vartheta},t)\, d\vartheta \rangle$من (19) في العلاقة (18) والاختصار، نحصل على العبارة الآتية:

$$1 = \left(\frac{\omega_{pe}^2}{k^2}\right).\beta.\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\frac{\partial\hat{f}_0(\vartheta_x)}{\partial\vartheta_x}}{\left(\vartheta_x-\frac{\omega}{k}\right)}\, d\vartheta_x (20)$$

علماً أنَ:

$$\beta = \left\{1 + \frac{\hbar^2k^4}{4.m_e\omega_{pe}^2} + \frac{\sqrt{2}}{8\pi n_0.e}\left[\left(\frac{k^2c^2}{\omega^2}-1\right)\frac{\partial\langle|\vec{E}_0|\rangle}{\partial x} - \left(\frac{2k}{\omega}\right)\frac{\partial\langle|\vec{E}_0|\rangle}{\partial t}\right]\right\} (21)$$

أو

$$\beta = (1+\gamma) = 1 + (\gamma_{qu} + \gamma_{FL}) (22)$$

يعبر عن كلٍ من حد التصحيح الكمي γ_{qu} وحد التصحيح الناتج عن القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة γ_{FL} بالعلاقة:

$$\gamma_{FL} = \frac{\sqrt{2}}{8\pi n_0.e}\left[\left(\frac{k^2c^2}{\omega^2}-1\right)k_0 - \left(\frac{2k}{\omega}\right)\omega_0\right].|\vec{E}_0|\ ;\ \gamma_{qu} = \frac{\hbar^2k^4}{4.m_e\omega_{pe}^2} (23)$$

يمكن إجراء عملية التكامل على المقدار الموجود ضمن رمز التكامل في العلاقة (20) بالتجزئة وفق الآتي:

$$\left.\begin{array}{c} \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\hat{f}_0(\vartheta_x)}{\left(\vartheta_x-\frac{\omega}{k}\right)} = \left[\frac{\hat{f}_0(\vartheta_x)}{\left(\vartheta_x-\frac{\omega}{k}\right)}\right]_{-\infty}^{+\infty} - \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\hat{f}_0(\vartheta_x)}{\left(\vartheta_x-\frac{\omega}{k}\right)^2}\, d\vartheta_x = \\ = -\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\hat{f}_0(\vartheta_x)}{\left(\vartheta_x-\frac{\omega}{k}\right)^2}\, d\vartheta_x \end{array}\right\} (24)$$

يلاحظ من خلال هذا التكامل وجود حالة من عدم التعيين والموافقة لكون$\left(\vartheta_x = \frac{\omega}{k}\right)$، وللتغلب على هذه المشكلة يمكن استخدام صيغة بليمليج (Plemelj Formula)، والمعبر عنها بالعلاقة الآتية:

$$\ell im\ \frac{1}{(\xi-a)\mp i|\eta|} = P\left(\frac{1}{(\xi-a)}\right) \pm i\pi\delta(\xi-a)$$

وبالتالي فإنَ:

$$1 = \left(\frac{\omega_{pe}^2}{k^2}\right).\beta\left[P\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\frac{\partial\hat{f}_0(\vartheta_x)}{\partial\vartheta_x}}{\left(\vartheta_x-\frac{\omega}{k}\right)}\, d\vartheta_x + i\pi\left(\frac{\partial\hat{f}_0}{\partial\vartheta_x}\right)_{\vartheta=\vartheta_{ph}}\right] (25)$$

يمكن التعويض عن نتيجة التكامل في العلاقة (25) مباشرة دون الخوض في تفاصيلها، إذ أنَ معظم كتب البلازما تحتوي على نتيجة هذا التكامل، بحيث تأخذ العلاقة (25) الشكل الآتي:

$$\left.\begin{aligned} 1 &= \left(\frac{\omega_{pe}^2}{k^2}\right).\beta\left\{\overline{\left(\vartheta_x-\frac{\omega}{k}\right)^{-2}} + i\pi\left(\frac{\partial\hat{f}_0}{\partial\vartheta_x}\right)_{\vartheta=\vartheta_{ph}}\right\} = \\ &= \left(\frac{\omega_{pe}^2}{k^2}\right).\beta\left\{\left(\frac{k^2}{\omega^2}\right).\left(1+3\frac{\vartheta_{Te}^2}{\vartheta_{ph}^2}\right) + i\pi\left(\frac{\partial\hat{f}_0}{\partial\vartheta_x}\right)_{\vartheta=\vartheta_{ph}}\right\}\end{aligned}\right\} \quad (26)$$

حيث:

$$\overline{\left(\vartheta_x-\frac{\omega}{k}\right)^{-2}} = \left(\frac{k^2}{\omega^2}\right).\left(1+3\frac{\vartheta_{Te}^2}{\vartheta_{ph}^2}\right)$$

تصبح عبارة التبدد بعد القيام ببعض الحسابات الرياضية البسيطة كالآتي:

$$\omega^2(k) = \left(\frac{\omega_{pe}^2}{k^2}\right).\beta\left\{\left(\frac{k^2}{\omega^2}\right)\left[1+3\left(\frac{k}{k_D}\right)^2.\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\right] + +i\pi\left(\frac{\partial\hat{f}_0}{\partial\vartheta_x}\right)_{\vartheta=\vartheta_{ph}}\right\} \quad (27)$$

تحتوي هذه العلاقة على حدين حقيقي وعقدي، وبالتالي يمكن معالجتها وفق المرحلتين الآتيتين:

أولاً)- إيجاد عبارة التبدد للجزء الحقيقي

يمكن إهمال الجزء العقدي من العلاقة (27)نظراً لصغره مقارنة مع الحد الحقيقي، وبالتالي تختصر هذه العلاقة إلى الشكل كالآتي:

$$\omega_R^2 \cong \beta.\omega_{pe}^2\left[1+3\left(\frac{k}{k_D}\right)^2.\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\right] \quad (28)$$

تشير هذه العلاقة إلى الجزء الحقيقي لعبارة التبدد، والتي يمكن التعبير عنها بعد التعويض عن ( ) بقيمتها من العلاقة (22) في(28)كالآتي:

$$\omega_R^2 \cong \omega_{pe}^2\left[1+\gamma+3\left(\frac{k}{k_D}\right)^2.\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\right] \quad (29)$$

علماً أنَ كلٍ من الحدين الثاني والثالث في هذه العلاقة عبارة عن مقادير تصحيحية.

نحصل من هذه العلاقة على عبارة ω_R كما يلي:

$$\omega_R = \omega_{pe}.\left[1+\frac{3}{2}\left(\frac{k}{k_D}\right)^2.\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)+\ \frac{1}{2}\gamma\ \right] \quad (30)$$

تبين العلاقة (29) أن الحد التصحيحي (γ)، والمرتبط بكلٍ من التصحيح الكمي والتصحيح الناتج عن القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة يؤدي إلى ازدياد ω_R^2 في العلاقة (29) بالمقدار $(\gamma.\omega_{pe}^2)$، بينما تزداد قيمة ω_R في العلاقة (30) بالمقدار $\left(1+\frac{1}{2}\gamma\right)\omega_{pe}$.،

ثانياً)- الحد التخيلي

لدراسة القسم التخيلي، يمكن الانطلاق من العلاقة (27)، والتي تبين أنَ القيمة الرئيسة للتكامل الناتج يساوي تقريباً $\left(\frac{k^2}{\omega^2}\right)$، وبالتالي يمكن إهمال حد التصحيح الحراري$\left[3\left(\frac{k}{k_D}\right)^2.\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\right]$من العلاقة (27) ضمن دقة كافية،

علماً أنَّ هذا الحد يرتبط بالسرعة الحرارية للإلكترونات $\left(\vartheta_{Te}=\omega_{pe}/k_D\right)$، وعليه تأخذ العلاقة (27)ضمن هذا الشرط الشكل الآتي:

$$\omega^2(k)=\omega_{pe}^2.\beta\left[1\ +i\pi\left(\frac{\omega}{k}\right)^2\left(\frac{\partial\hat{f}_0}{\partial\vartheta_x}\right)_{\vartheta=\vartheta_{ph}}\right] \quad (31)$$

تعطى $\left(\hat{f}_0\right)$ حسب العلاقة (13) بالشكل:

$$\hat{f}_0=\frac{1}{\sqrt{2\pi}.\vartheta_{Te}}.exp-\left(\frac{\vartheta_{ph}^2}{2\vartheta_{Te}^2}\right)$$

وبالتالي فإنَ:

$$\left(\frac{\partial\hat{f}_0}{\partial\vartheta}\right)_{\vartheta=\vartheta_{ph}}=-\frac{1}{\sqrt{2\pi}\vartheta_{Te}^3}\left(\frac{\omega}{k}\right)exp\frac{-k_D^2}{2k^2}\left(\frac{\omega}{\omega_{pe}}\right)^2 \quad (32)$$

$k_D=\frac{\omega_{pe}}{\vartheta_{Te}}$: العدد الموجي لـ ديباي.

بالتعويض عن $\left(\frac{\partial\hat{f}_0}{\partial\vartheta}\right)_{\vartheta=\vartheta_{ph}}$ من هذه العلاقة في(31)، يمكن الحصول على العلاقة الآتية:

$$\omega(k)=\omega_{pe}\beta^{\frac{1}{2}}\left[1-i\sqrt{\frac{\pi}{8}}\left(\frac{k_D}{k}\right)^3.\left(\frac{\omega}{\omega_{pe}}\right)^3.exp\frac{-k_D^2}{2k^2}\left(\frac{\omega}{\omega_{pe}}\right)^2\right] \quad (33)$$

تأخذ هذه العلاقة الشكل العام الآتي:

$$\widehat{\omega}=\omega-i\delta \qquad (34)$$

δ: عامل التخامد، وهو كمية موجبة وصغيرة مقارنة مع ω.

يشير القسم العقدي في العلاقة (33)إلى وجود تخامد، بينما تدل الإشارة السالبة إلى حدوث هذا التخامد بدون تصادم، وبالتالي فإنَ التخامد الناتج يكون ضعيفاً، ويدعى تخامدلانداو، ويكون التردد الموافق للموجة في هكذا نوع من أنواع التخامد قريباً جداً من التواتر البلازمي، أي أنَ $\left(\omega\cong\omega_{pe}\right)$،

بمقارنة العلاقة (33) مع(34) ، يمكن الحصول على عامل التخامد بالشكل الآتي:

$$\delta=\omega_{pe}\beta^{\frac{1}{2}}\left[\sqrt{\frac{\pi}{8}}\left(\frac{k_D}{k}\right)^3.\left(\frac{\omega}{\omega_{pe}}\right)^3.exp\frac{-k_D^2}{2k^2}\left(\frac{\omega}{\omega_{pe}}\right)^2\right] \quad (35)$$

بالتعويض عن ωبـ ω_R من العلاقة(30)في هذه العلاقة، يمكن الحصول على عبارة (δ) وفق الآتي:

$$\left.\begin{array}{l}\delta=\omega_{pe}\left\{\sqrt{\frac{\pi}{8}}\left(\frac{k_D}{k}\right)^3\left[1+\frac{9}{2}\left(\frac{k}{k_D}\right)^2+\frac{3}{2}\gamma\right].\right.\\ \left..\left(1+\frac{1}{2}\gamma\right).exp\frac{-k_D^2}{2k^2}\left[1+3\left(\frac{k}{k_D}\right)^2+\gamma\right]\right\}\end{array}\right. \quad (36)$$

يمكن التعبير عن عامل التخامد، بعد القيام بالعمليات الرياضية ذات الصلة بالصيغة التفصيلية كالآتية:

$$\left.\begin{array}{l}\delta=\omega_{pe}\left\{\sqrt{\frac{\pi}{8}}\left(\frac{k_D}{k}\right)^3\left[1+\frac{9}{2}\left(\frac{k}{k_D}\right)^2\right].exp-\left(\frac{3}{2}+\frac{k_D^2}{2k^2}\right)-\right.\\ \left.-\sqrt{\frac{\pi}{8}}\left(\frac{k_D}{k}\right)^3.\frac{(\gamma_{qu}+\gamma_{FL})}{2}\left[\frac{1}{2}+\left(\frac{k_D}{k}\right)^2\right].exp-\left(\frac{3}{2}+\frac{k_D^2}{2k^2}\right)\right\}\end{array}\right. \quad (37)$$

بعد دراسة تأثير القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة على حد الاضطراب لتابع التوزع، والناتجة عن مرور موجة كهرطيسية عالية الشدة عبر وسط بلازمي كثيف، وذلك بإدخال القوة الكهربائية المتولدة عن التغير البطيء للحقل الكهربائي المصاحب لهذه القوة [13] إلى معادلة الحركة الكمية لـ Tsintsadze[7]، تبيَّن العلاقة (15) صلة الوصل بين حد الاضطراب $f_1(x,\vartheta,t)$ من جهة، وكلٍ من القوة الناتجة عن جهد بوم والقوة الكهربائية المتغيرة ببطء والمكونة من حدين، يعود الحد الأول إلى الحالة المستقرة للقوة الدافعة المبطئة، بينما ينشأ الحد الثاني عن القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة غير المستقرة، إذ تؤدي هذه القوى مجتمعة إلى تغيير قيمة $f_1(x,\vartheta,t)$، والذي ينعكس بدوره على خواص الوسط المدروس، إلا أنه تم التركيز هنا على تأثير هذه القوى على كلٍ من عبارة التبدد لبوم – جروس (Bohm–Gross)وتخامد لانداو، وبنتيجة الدراسة تبين الآتي:

أولاً)- عبارة التبدد

تشير العلاقة (29) إلى الجزء الحقيقي لعلاقة التبدد، وهي تمثل الجزء الحقيقي لعبارة التبدد لـ بوم – جروس المعدلة بتصحيحين، يدعى التصحيح الأول بالتصحيح الكمي [22]، ويعود التصحيح الثاني إلى التغير الزمني الموضعي البطيء للحقل الكهربائي، كما هو موضح في العلاقة الآتية:

$$\omega_R^2 \cong \omega_{pe}^2\left[1+\left(\gamma_{qu}+\gamma_{FL}\right)+3\left(\frac{k}{k_D}\right)^2.\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\right] \quad (38)$$

يساهم التصحيح الكمي γ_{qu} في زيادة قيمة ω_R^2 في العلاقة (38)، بينما يلعب حد التصحيح المرتبط بالقوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئةدوراً أكثر تعقيداً، نتيجة لاحتوائه على حدين يعود منشأ أحدهما إلى الحالة غير المستقرة، وهذا ما يشكل فرقا جوهرياً في بعض الحالات الخاصة الآتية:

الحالة الأولى : $0<|\gamma_{FL}|<\left[\gamma_{qu}+3\left(\frac{k}{k_D}\right)^2.\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\right]$

توافق هذه الحالة كون $\left|\left(\frac{k^2c^2}{\omega^2}-1\right)>\left(\frac{2k}{\omega}\right)\left(\frac{\omega_0}{k_0}\right)\right|$، وبالتالي تصبح قرينة انكسار البلازما محققة للعلاقة الآتية:

$$N=\frac{k^2c^2}{\omega^2}>1+2\left(\frac{k}{\omega}\right)\left(\frac{\omega_0}{k_0}\right) \quad (39)$$

تساهم جميع الحدود التصحيحية في هذه الحالة في زيادة قيمة التردد (ω_R)، وتكون قيمته أكبر من التواتر البلازمي دوماً، والذي يدل على مساهمة كلٍ من التصحيح الحراري والكمي والتصحيح الناتج عن القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة في زيادة طاقة الموجة ذات الصلة.

الحالة الثانية: $|\gamma_{FL}|<\left[\gamma_{qu}+3\left(\frac{k}{k_D}\right)^2.\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\right]$ و $\gamma_{FL<0}$

تصبح في هذه الحالة قيمة (ω_R)، أقل مما هي عليه قبل أخذ التصحيح الناتج عن القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة بالحسبان، مما يؤدي إلى تناقص طاقة الموجة، والذي يشير بدوره إلى تأثير هذه القوة على كثافة الجسيمات، والتي تعمل على نزوح جزء من الجسيمات إلى خارج منطقة تأثيرها.

الحالة الثالثة: $|\gamma_{FL}|>\left[\gamma_{qu}+3\left(\frac{k}{k_D}\right)^2.\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)\right]$ و $\gamma_{FL<0}$

تأخذ (ω_R) في هذه الحالة قيماً أقل من التواتر البلازمي، والذي يؤدي بدوره إلى تغير قيمة العدد الموجي $\boldsymbol{k}$، يوافق تحقق اللامساواة المفروضة هنا، نشوء حالة من عدم الاستقرار في الوسط نتيجة، نتيجة لنزوح بعض جسيماته من أماكنها، والتي تنشأ عن الضغط الاشعاعي الشديد، المتولد إما عن حزمة ليزرية ذات شدة مرتفعة أو نتيجة لخضوع الوسط البلازمي لأمواج ميكروية... الخ، والتي تؤدي بدورها إلى ظهور قوة جديدة تدعى بالقوة الدافعة ذات المفاعيل

الحقلية البطيئة، والتي تعمل على توليد حقول كهربائية متغيرة ببطء. يؤدي نزوح الجسيمات البلازمية من هذه الفجوات إلى تركيز طاقة الحقل الكهربائي داخلها، والتي يطلق عليها بالفجوات الطاقية، وبناءً عليه تحقق الحالتين الثانية والثالثة اللامساواة الآتية:

$$N = \frac{k^2c^2}{\omega^2} < 1 + 2\left(\frac{k}{\omega}\right)\left(\frac{\omega_0}{k_0}\right) \quad (40)$$

ترتبط هذه العلاقة بصورة مباشرة بآلية انتشار الأمواج الموجودة ضمن الفجوة الطاقية.

ثانياً)- عامل تخامد لـ لانداو

تم التوصل من خلال العلاقة (37) إلى صيغة معدلة لعبارة معامل تخامد لـ لانداو، والتي تحتوي على حدين، يشير الحد الأول إلى عبارة عامل التخامد الكلاسيكي المعروف، بينما يكون الحد الثاني سالباً ويحتوي على حدود تصحيحية، تعود بالأصل إلى كلٍ من التأثير الكمي الناتج عن جهد بوم والتأثير الناتج عن القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة.

بإهمال الحد التصحيحي الموافق للقوة الدافعة المبطئة$(\gamma_{FL} = 0)$ في الحد السالب من العلاقة (37) يتم الحصول على نفس العلاقة المستخرجة من قبل $(Jun\ Zhu)$[22] الآتية:

$$\delta = \omega_{pe}\left\{\begin{array}{l}\sqrt{\frac{\pi}{8}}\left(\frac{k_D}{k}\right)^3\left[1+\frac{9}{2}\left(\frac{k}{k_D}\right)^2\right].exp-\left(\frac{3}{2}+\frac{k_D^2}{2k^2}\right)- \\ -\sqrt{\frac{\pi}{8}}\left(\frac{k_D}{k}\right)^3.\left(\frac{\hbar^2k^4}{8m_e^2\omega_{pe}^2}\right)\left[\frac{1}{2}+\left(\frac{k_D}{k}\right)^2\right].exp-\left(\frac{3}{2}+\frac{k_D^2}{2k^2}\right)\end{array}\right\} \quad (41)$$

تحتوي هذه العلاقة على التصحيح الكمي السالب لتخامد لانداو، والتي تشير بدورها إلى الدور الذي يلعبه هذا التصحيح في التقليل من معدل التخامد، وإلى تأخير تبادل الطاقة بين جسيمات الوسط البلازمي والموجة، والموافق لكون $\left(\gamma_{qu} = \frac{\hbar^2k^4}{4m_e^2\omega_{pe}^2}\right)$. أي أنَ التصحيح الكمي يتناسب طرداً مع القوة الرابعة للعدد الموجي(k)، وبالتالي عكساً مع القوة الرابعة للطول الموجي للإلكترون (quantum Wavelength of Electron)، وهذا يشير بدوره إلى الدور الذي يلعبه هذا التصحيح في تقليص طول ديباي وجعل تأثير الحجب لديباي أكثر فعالية، إضافة لذلك يلعب التأثير الكمي دوراً هاماً عندما يصبح الطول الموجي للإلكترون قابل للمقارنة مع طول موجة لانغمير، من جهة أخرى يمكن تقييم الدور الذي يلعبه كل من الحدين (γ_{qu}) و (γ_{FL}) في التأثير على تخامد لانداو تأثيراً نوعياً، في الحالتين الآتيتين:

توافق الحالة الأولى كون $(\gamma_{qu} > \gamma_{FL} > o)$ يبقى الحد الثاني في العلاقة (37) سالباً، إلا أنَ قيمته المطلقة تزداد، والذي يقود بدوره إلى ازدياد قيمة الحد السالب في العلاقة (37)، وبالتالي إلى تعزيز الدور الذي يلعبه التصحيح الكمي في التأثير على تخامد لانداو، وفي تقليص طول ديباي وجعل تأثير الحجب أكثر أهمية، وبالتالي نستنتج مدى أهمية تحقق هذه الحالة في الحد من تأثير تخامد لانداو، وبالتالي التحكم بآلية تبادل الطاقة بين الموجة وجسيمات الوسط البلازمي، وتنعكس الحالة من أجل$(\gamma_{qu} < |\gamma_{FL}|)$ و $(\gamma_{FL<0})$، بحيث يصبح الحد الثاني في العلاقة (37) موجباً، مما يؤدي إلى ازدياد قيمة عامل التخامد(δ)، وبالتالي إلى تدعيم تخامد لانداو، والذي يشير بدوره إلى الدور الذي يلعبه حد التصحيح الناتج عن القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة، في التأثير على تخامد لانداو وإلى تعزيز تبادل الطاقة بين الموجة والجسيمات، والذي يتطلب تقارب سرعة الجسيمات من سرعة طور الموجة، وبالتالي نستنتج أنَ القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة تعمل على إكساب جسيمات الوسط البلازمي طاقة حركية، والذي يساهم في زيادة سرعتها إلى قيم قريبة من سرعة طور الموجة. تتفق عملية احتجاز الجسيمات هذه

مع النتيجة التي تم التوصل إليها في المرجع [23]، والتي اقتصرت على دراسة تخامد لانداو في البلازما الكمية، حيث تم احتجاز الإلكترونات في حالة الرنين في بطون الموجة، والتي لها سرعات أكبر من سرعة طور الموجة.

الاستنتاجات والتوصيات:

تمت دراسة تأثير القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة في البلازما الكمية الكثيفة على تخامد لاندا ولموجة بلازما الإلكترون، باستخدام التقريب الاحصائي، انطلاقاً من معادلة الحركة الكمية لـ [7](Tsintsadze)، بعد إضافة كلٍ من القوة الناتجة عن جهد بوم الكمي والقوة الكهربائية المتغيرة ببطء، والمتمثلة بالقوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة، وتبين نتيجة لهذه الدراسة، ظهور حدين تصحيحيين في كلٍ من عبارة التبدد لبوم – جروس وعامل التخامد(δ) لـ لانداو، يعود الحد التصحيحي الأول (γ_{qu}) إلى جهد بوم الكمي، والذي يساهم في زيادة قيمة التردد الخاص بالموجة، بينما يعمل من جهة أخرى على التقليل من قيمة عامل التخامد لـ لانداو، وبالتالي تقليص طول ديباي وجعل تأثير الحجب لديباي أكثر فعالية، إضافة لذلك يلعب التأثير الكمي دوراً هاماً عندما يصبح الطول الموجي للإلكترون قابل للمقارنة مع طول موجة لانغميور. وبمعالجة مماثلة أمكن إظهار الأثر الذي يبديه الحد التصحيحي (γ_{FL}) على كلٍ من عبارة التبدد وعامل التخامد لـ لانداو، كما تبين أن هذا الحد يلعب دوراً أكثر تعقيداً، وينطوي على الكثير من التنوع في المضامين الفيزيائية، والذي يظهر الدور الذي يلعبه نضوب كثافة الجسيمات نتيجة تأثير القوة الدافعة ذات المفاعيل الحقلية البطيئة على تشكل الفجوات الطاقية، وبالتالي على احتجاز الموجة ضمن هذه الفجوة، وانعكاساتها المتكررة داخلها، كما هو وارد في العلاقة (40)، والتي تبين ارتباط قرينة انكسار البلازما بكلٍ من سرعة طور الموجة وكلٍ من التواتر (ω_0) والعدد الموجي (k_0)والمرتبطين بدورهما بسعة الحقل الكهربائي المتغير ببطء نتيجة الطاقة الحرة. الناتجة عن الأمواج الكهرطيسية الخارجية، والتي يتعرض لها الوسط البلازمي، والتي تؤدي بدورها إلى انقاص قيمة التواتر الخاص بالموجة (ω_R) بحيث تصبح أقل من التواتر البلازمي $(\omega_R < \omega_{pe})$، وهذا يؤدي بدوره إلى تغير قيمة العدد الموجي k، وإجبار الموجة على البقاء في الفجوة الطاقية.

وبناءً عليه يمكن توسيع هذه الدراسة في معالجة تأثير الحدود التصحيحية على تخامد لانداو على أمواج أخرى منتشرة في البلازما كالموجة الأيونية الصوتية، والسوليتونات المعزولة في الفجوات الطاقية وأمواج الهليكون بعد أخذ تأثير الحقل المغناطيسي بالحسبان، وغيرها من الأمواج في الحالتين الخطية واللاخطية، باستخدام أدوات رياضية مناسبة لكل حالة من هذه الحالات. إضافة لدراسة تأثير هذه التصحيحات على الأمواج المنتشرة في بلازما الحالة الصلبة وبلازما فيرمي الكمية ، ويعد تخامد لانداو من الظواهر الهامة في البلازما الكمية، والذي يمكن مشاهدته تجريبياً في المقياس الإلكتروني النانوي والأجهزة البلازمية والمادة الكثيفة والحارة.

المراجِع:

[1]–KLIMOTOVICH, Y.؛SILIN, V.P.*The spectra of systems of interacting particlesIn Plasma Physics.* J. E. Drummond, pp. V. P. {87. McGraw-Hill}, 1961, 35.

[2] -KLIMONTOVICH, Y.U. L. *Statistical Theory of Non-Equilibrium Processesin* a *Plasmas*. MIT Press, Cambridge, 1967.

[3]- BOHM, D. ؛ PINES, D. *A. collective description of electron interactions: III. Coulombinteractions in a degenerate electron gas*. Phys. Rev, 609-625, 1953, 92.

[4]- BOHM, D.؛ PINES, D., *in Plasma Physics*. J.E. Drummend, New York : McGraw-hill, 1961.

[5]-Mostacci, D.؛Molinari, V. ;Pizzio, F. 2008 *A derivation of quantum kinetic equation from Bohm potential. Transport Theory Stat*. Phys. 37, 2006, 589.

[6]-Mostacci, D.؛ Molinari, V. Quantum macroscopic equations from Bohm potential and propagation of waves. PhysicaPizzio, F. A 387, 2008 , 6771-6777.

[7] -Tsintsadze, N. L. ؛Tsintsadze, L. N. ؛*New kinetic equations and Bogolyubov energy spectrum in a Fermi quantum plasma* arXiv:0903.5368v1

[8] -TSINTSADZE, N.L.؛ TSINTSADZE, L. N. *Nonlinear and Coherence Aspects. Europphys*. Lett, 88, Jan Weiland, New York, 2009. 18.

[9] - SHUKLA, P.K.؛ELASSON, B.*Reviews of Modern Physics*. , Published Online, 2011, 83.

[10] - SHAPIRO, S.L.؛ TEUKOLSKY, S.A., *Black Holes, white Dwarfs, and Neutron Stars*, John Wiley and SONS, New York, 1981.

[11]- SHIRYAEV, O. B. *Regimes of the interaction of high intensity Plane electromagnetic Waves with electron- Ion Plasmas*, Physics of physics, 2008, 15

[12] –AREFIEV, A.V.؛ KHUCIK. V.N.؛ROBINSON, A.P.L.؛ SHVETS, G. L.؛ Willingale,L. SCHDLEIER, M.*Byond the ponderomotive limit: direct Laser acceleration of relativistic electrons in subcritical plasmas*, e-Print arXiv: 1602. 08758 V1[physics Plasma-ph] 28 Feb 2016.

[13] –SHUKLA, P.K.؛SHUKLS, N.؛ STENFLO, L.*Generation of magnetic Fieldes by the Ponderomotive Force of electromagnetic Waves in Dense Plasmas*, Journal of Plasma Physics 76, 25-28 (2010).

[14]-DENDY, R.O. *Plasma Dynamics*, 2nd, Clarendon Press. Oxford, 1994.

[15]-DODIN, I.Y. ؛ FISCH, N.J. *Ponderomotive Force on Waves in Modulated Media*, Physical Review Letters, PRL 112,202002(2014).

[16]-HAN KI, D.؛ DAC JUNG, Y.؛ WASHIMI, K*Ponderomotive Magnetization Andradiated Power: Streaming and. resonant Effects*, Z. Naturforsch, 68a, 483-488(2013)/ DOI: 10.5560/ZNA.2013-0026.

[17]- ESPOSIT, O.*The action of Neutrino Ponderomotive Force on Supernova dynamics*. e- Print arXiv: hep-ph , 9902357 V2 2 Sep.

[18] –Knuffman, B. R. *Rydberg Atoms in PonderomotivePotentials*, Doctor of Philosophy in the University of Michigan 2009.

[19] –CHEN, F. F. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. 2nd* Plenum Press, New York and London , USA, 1984.

[20] –BELLAN, P.M. *Plasma Physics*. 1nd published by CUP, USA, 2004, 536.

[21] –EHSAN, Z.؛NODAR, L.؛TSINTZADZE, J.؛VRANJES, S.*acceleration of Solton by nonlinear Landau damping of dust- helical Waves*, Physics of Plasmas ,16, 053702 (2009).

[22]-PEIYONG JI, J.Z.؛LU, N. *Quantum Correction to Landau damping of Electron Plasma Waves*, Physics of Plasmas 16, 032105(2009),

[23]- RIGHTLY, S.؛UZDMITRI, D. *Landau Damping of electrostatic Waves in Arbitrary Degenerate Quantum Plasmas*, arXiv: 1506.05494 v2 [Physics. Plasma –- Ph] 1 Mar 2016.

[24]-CHUST, G.؛ BELMONT, F.MOTTEZ,؛ HESS, S. *Landau and non- Landau Damping: Physics of the Dissipation*.physics of Plasmas 16, 092104 (2009)

[25]- CALLEN,J.D. *Landau damping and the onset of Particle trapping in quantum Plasmas.*,Physics of Plasmas 21, 040701 (2014), 101063/ 1.4873378.