مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (32) العدد (1) 2010
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (32) No. (1) 2010

استخراج معادلتي الكثافة الجسيمية والمغناطيسية من الصيغة العامة لمعادلة لانداو – سيلين الحركية

الدكتورة نجاح قبلان *
الدكتور محمود أحمد**

(تاريخ الإيداع 11 / 11 / 2009. قُبِل للنشر في 22 / 3 /2010)

□ ملخّص □

تسمح لنا نظرية سائل فرمي (Fermi Liquid- F L) بدراسة الخواص الضوئية والصوتية (Optics and Acoustics) للسوائل الكوانتية مثل (الكتلة الفعالة، الطواعية المغناطيسية، سرعة الصوت الصفري، التردد البلازمي، الانضغاطية لأشباه الجسيمات.......) انطلاقا من تابع التأثير المتبادل لـ لانداو:

$$F(p,p'), \sigma, \sigma') = f(p,p') + \zeta(p,p'). \sigma.\sigma'$$

حيث نستطيع حل المعادلة الحركية وحساب مصفوفة الكثافة لمقدار فيزيائي بتابعية بارامترات لانداو F_ℓ^a ، F_ℓ^s ، كما يمكننا إيجاد العلاقات التي تربط هذه المقادير بعضها ببعض. بيّن كل من Schultz ,Dunifer and Platzman إمكانية حساب هذه المعاملات تجريبيا في المعادن القلوية [1,2,3] .

بالاستناد إلى فرضيات لانداو في سائل فرمي قمنا هنا بتطوير المعادلة الحركية بإضافة حدود جديدة إلى الهاملتوني وتوصلنا إلى فصل المعادلة الحركية الناتجة باستخدام الصيغة الخطية لكل من الكثافة السبينية والكثافة الجسيمية بأتباع طريقة Ying and Quinn [4]، تمثل الأولى المعادلة الحركية لتطور الكثافة السبينية في الفراغ الطوري، كما تمثل الثانية تطور الكثافة الجسيمية في الفراغ نفسه. تعالج معادلة الكثافة السبينية المسائل المتعلقة بالظواهر الضوئية كما تعالج معادلة الكثافة الجسيمية المسائل المتعلقة بالظواهر الصوتية.

الكلمات المفتاحية: معادلة لانداو – سيلين الحركية، معادلة الانتقال، أمواج السبين، الكثافة الجسيمية، الكثافة السبينية، نظرية لانداو في سائل فرمي، الصوت الصفري.

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

مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (32) العدد (1) 2010
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (32) No. (1) 2010

Regenerating Particle and Magnetic Density Equations from General Landau – Silin Kinetic Equation

Dr. Najah Kabalan *
Dr. Mahmoud Ahmad**

(Received 11 / 11 / 2009. Accepted 22 / 3 /2010)

□ ABSTRACT □

Landau Fermi Liquid Theory [LFLT] allows us to describe optic and acoustic properties of quantum liquids as [effective mass, magnetic susceptibility, velocity of zero sound, plasma frequency, compressibility of quasi- particles] according to Landau's interaction function,

$F(P,P',\sigma,\sigma') = f(p, p') + \xi(p, p')\ \sigma.\sigma'$

by which we can solve the equation of motion and calculate the matrix density of required physical quantities. According to parameters F_l^s F_l^a we also calculate physical quantities that depend on each other.

Many of these parameters have been calculated experimentally in alkali metal by Dunifer, Platzman and Schultz [1, 2, and 3].

On the basic of landau's postulates defining Fermi Liquid, we have developed the kinetic equation by adding new terms to Hamiltonian of the system and we could separate the generated kinetic equation into equations using Linearised Ying – Quinn method. The first is the spin density kinetic equation and the second is the particle kinetic equation. Spin density equation treats all problems of the optics phenomena, and the particle density equation explains all the problems connected to the acoustic phenomena

Key Words: Landau – Silin Equation, transport Equation, Spin Wave, Particle Density, Spin Density, Landau Fermi Liquid Theory, Zero Sound.

*Associate prof. , Physics Department , Faculty of Sciences, Tishreen University , Lattkai , Syria.
**Associate prof. , Physics Department, Faculty of Sciences, Tishreen University , Lattkai, Syria.

مقدمة:

لدراسة الخواص الفيزيائية للجمل الكوانتية يجب علينا الإلمام بالطرائق النظرية والتجريبية لاستخراج العلاقات الرياضية الناظمة واختبار نتائجنا تجريبيا. من أهم هذه الطرائق نجد طريقة تابع غرين Green Function التي تعتمد على مخططات فاينمان Feynman ونظرية المجال. لكننا لن نتطرق إلى هذه الطريقة ونأمل أن نستطيع استخدامها في أبحاث لاحقة .الطريقة الثانية المستخدمة في دراسة خواص المواد هي طريقة المعادلة الحركية التي طورها لانداو وسيلينLandau −Silin [5,6] لتحل مسائل السوائل الكوانتية في درجات الحرارة المنخفضة، مثل الحرارة النوعية، درجة الانصهار، طاقة موجة السبين، سرعة الصوت الصفري التردد البلازمي .....

بعد لانداو بعقد من الزمن تحقق بلاتزمان وديونيفر من صحة فرضياته تجريبيا على أمواج السبين والصوت الصفري وتمكنا من قياس عدة بارامترات لِ لانداو. إن استخدام تابع التأثير المتبادل لِ لانداو Landau Interaction Function في عبارة الهاملتوني ونشر هذا التابع بسلسلة توابع كروية يسمح لنا بتحديد أي عدد من بارامترات لانداو التي يمكن اختبار قيمتها بالتجربة، هذه المعاملات تحدد تماماً الخواص الفيزيائية للجمل الكوانتية. قمنا في الآونة الأخيرة بحل هذه المسألة من أجل طاقة موجة السبين والترابط السبيني المداري باعتماد صيغة تشيرفونكو Czerwonko للمعادلة الحركية [7-10] لم تأخذ بعين الاعتبار الحدود المتحصل عليها في بحثنا هذا.لذلك قمنا بدراسة موسعة لتطوير المعادلة الحركية لتحتوي على حدود جديدة أهمها حد الترابط السبيني المداري Spin-Orbit Coupling والحقل الكهربائي الذاتي الفعال Self Effective Electric Field لاستخدام هذين الحدين في حل مسألة الارتباط بين الظواهر الضوئية والصوتية بحدود من بارامترات لانداو، استخدمنا تقنية الخطية Linearised Equation لفصلها إلى معادلتين تعتني الأولى بحل مسائل الكهرومغناطيسية وتحل الثانية المسائل الصوتية.

أهمية البحث وأهدافه:

يهدف هذا البحث إلى تطوير المعادلة الحركية (معادلة لانداو – سيلين) بإضافة حدود جديدة للهاملتوني ثم فصل المعادة الناتجة إلى معادلتين باستخدام تقانة الخطية. سوف نستخدم هاتين المعادلتين كل على حده (لإيجاد طاقة موجة السبين، طاقة الأمواج في البلازما، سرعة الصوت من مراتب مختلفة، الكتلة الفعالة، الانضغاطية .....) بتابعية بارامترات لانداو.

طرائق البحث ومواده:

تعدّ معادلة ليوفيل نقطة الانطلاق الرئيسة في عملنا هذا، لما لها من أهمية بالغة في معالجة المسائل الرياضية الدقيقة، رغم افتقارها أحياناً إلى البساطة في تفسير المعاني الفيزيائية للظاهرة المدروسة. طور لانداو ومن بعده سيلين المعادلة الحركية لمعالجة المسائل المتعلقة بسائل فرمي التي يمكن التعبير عنها بالشكل الآتي[6,11-14]:

$$\partial n/\partial t + 1/2\{\partial n/\partial r \, , \, \partial h/\partial p\} - 1/2\{\partial n/\partial p \, , \, \partial h/\partial r\} + i[n \, , \, h] = I_{coll} \qquad (1)$$

أما فيما يخص المتحولات الداخلة في البنية العامة لهذه المعادلة فقد تم تبني المصطلحات الآتية:

أقواس بواسون (Poisson Bracket) والمعبر عنها بالعلاقة [14,15] :

$$\{ A , B \} = \sum_i \{\partial A/\partial q_i . \partial B/\partial p_i - \partial B/\partial q_i . \partial A/\partial p_i\}$$

المبادل بين ملحوظين فيزيائيين (Commutator):

$$[A , B] = AB - BA$$

و

$$h(p,r) = \varepsilon(p) + \sum_{p'} f_{pp'} .\delta n_{p'} + e\varphi - \beta(\vec{H}\vec{\sigma}) \qquad (2)$$

$$n(p,r) = n_0(p) + \delta(\varepsilon_0 - \mu)\beta\vec{H}\vec{\sigma} + \delta n_p \qquad (3)$$

كما تعبر $\vec{H}$ عن الحقل المغناطيسي الخارجي و $\vec{\sigma}$ عن مصفوفة الكثافة السبينية لباولي و β : مغنتون بوهر و $\vec{p}$ عن كمية الحركة (الدفع)، من أجل مزيد من التفصيل يمكن الرجوع إلى المراجع التالية:[8,9,10,14,15].

و $\vec{r}$ عن متجه الموضع و ε_p : طاقة الجسيم ذي الدفع p و $e\varphi$: الجهد الكهربائي و $\beta\vec{H}\vec{\sigma}$: حد زيمان و μ : الكمون الكيميائي.

سوف نتعامل من الآن فصاعداً مع كلٍ من الكثافة الجسيمية $n(p,r)$ والهاميلتوني $h(p,r)$ على أنهما توابع يمكن اشتقاقهما على الشكل التالي:

$$\partial n/\partial r_a = \delta(\varepsilon_p - \mu)(e/c)\nabla_a(A\vartheta_p) + \delta(\varepsilon_p - \mu)\nabla\beta(\vec{H}\vec{\sigma}) + (\partial\delta n_p/\partial p_a) - \nabla(e/cA_b)(\partial\delta n_p/\partial p_b) \quad (4)$$

$$\partial h/\partial r_a = \partial/\partial r \left[\varepsilon(p) + e\varphi - \beta(\vec{H}\vec{\sigma}) + \delta E_p\right] =$$
$$\nabla_a e\varphi - \nabla_a\beta(\vec{H}\vec{\sigma}) + \nabla_a\delta E_p - e/c(\nabla_a A_b)(\partial\delta E_p/\partial p_b) - e/c\nabla_a(\vartheta_p A) \qquad (5)$$

$$\partial n/\partial p_a = -\delta(\varepsilon_p - \mu)\vartheta_{pa} + \partial\delta n_p/\partial p_a \qquad (6)$$

$$\partial h/\partial p_a = \vartheta_{pa} + \partial\delta E/\partial p_a \qquad (7)$$

$$\delta E_p = \sum_{p'} f_{pp'} .\delta n_{p'} \qquad (8)$$

$$\partial n/\partial t = \delta n(p,r) + \delta(\varepsilon_p - \mu)(\vec{H}\vec{\sigma})\beta + \delta(\varepsilon_p - \mu)(e/c)A\vartheta_p \qquad (9)$$

بالتعويض عن المقادير المذكورة في العلاقات أعلاه كل بما يقابلها في المعادلة الحركية(1)، وإجراء سلسلة من الحسابات الرياضية المطولة والاختصارات نحصل على المعادلة الحركية المعممة كما هو موضح بالمعادلة الناتجة الآتية:

$$\left\{\begin{array}{l} \delta n^{\cdot}(\vec{p},\vec{r})+\delta(\varepsilon_p-\mu)\left(\dot{\vec{H}}.\vec{\sigma}\right)\beta-\delta(\varepsilon_p-\mu)\left(e\vec{\vartheta}_p\right)\vec{E}+\vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a\delta n_p \\ +\left[-e\nabla_a\varphi+\nabla_a\beta\left(\vec{H}\vec{\sigma}\right)+(e/c)\nabla_a\left(\vec{\vartheta}_p\vec{A}\right)-\nabla_a\delta E_p\right](\partial/\partial p_a)\delta n_p \\ +\left[\delta(\varepsilon_p-\mu)(e/c)\nabla\left(\vec{\vartheta}_p\vec{A}\right)+\delta(\varepsilon_p-\mu)\nabla_a\beta\left(\vec{H}\vec{\sigma}\right)+\nabla_a\delta n_p\right](\partial/\partial p_a)\delta E_p \\ -(e/c)\left(\vec{\vartheta}_{pa}\nabla_a\right)A_b(\partial/\partial p_a)\delta n_p+\delta(\varepsilon_p-\mu)\left(\vec{\vartheta}_{pa}\nabla_a\right)\delta E_p-\delta(\varepsilon_p-\mu)(e/c)\left(\vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a\right)A_b(\partial/\partial p_a)\delta E_p \\ +i[h,n] \;=\; [I]_{coll} \end{array}\right\} \quad (10)$$

تعبر المعادلة (10) عن المعادلة الحركية الناتجة عن معادلة لانداو– سيلين، التي تحتوي على الصيغة التفصيلية لجميع العناصر الفيزيائية المساهمة في آلية التفاعل في سائل فرمي. و يظهر فيها حدود ترتبط بالكثافة السبينية وحدود أخرى ترتبط بالكثافة الجسيمية وأخرى مختلطة يظهر فيها الترابط السبيني– المداري.

وللاستفادة القصوى من هذه النتيجة يجب البحث عن آلية نستطيع من خلالها فصل هذه المعادلة إلى معادلتين، كي نتمكن من دراسة انتشار موجة الكثافة الجسيمية الصوتية وانتشار الموجة المغناطيسية لسائل فرمي بصورة أكثر شمولية، خاصة وأننا تعمدنا في أثناء استخراج هذه المعادلة عدم إهمال أي حد من الحدود التي فرضت في بداية المعالجة الرياضية للمعادلة الحركية للانداو – سيلين.

لفصل هذه المعادلة نعتمد الفرضيات المتبعة في العمل المقدم من قبل (Ying – Quinn) [2] حيث:

$$n=n_0+\delta n\cong n_0+\delta n_p \quad \& \quad E_p=E_0+\delta E_p \qquad (11)$$

$$\delta n_p=\delta\rho+\vec{\sigma}.\delta\vec{M} \qquad \& \quad \delta E_p=\delta\varepsilon_1+\delta\vec{\varepsilon}_2.\vec{\sigma}-1/2\,g_0\beta.\vec{\sigma}.\vec{b} \qquad (12)$$

ρ : عبارة عن الكثافة الجسيمية لسائل فرمي و $\delta\vec{M}$: الكثافة المغناطيسية لسائل فرمي و g_s : معامل الانقسام الطيفي (معامل لاندي)و $\vec{b}$: الحقل المغناطيسي الناتج عن الاضطراب، كما يمثل كلٍ من($\delta\vec{\varepsilon}_1$ & $\delta\vec{\varepsilon}_2.\vec{\sigma}$) التغير في طاقة أشباه الجسيمات، والناتجة عن التغير في التوزيع الكلي لأشباه الجسيمات الأخرى. ويمثل الحد

($-1/2\,g_s\beta.\vec{\sigma}.\vec{b}$) التأثير المباشر للعزم المغناطيسي على الالكترونات الصرفة بوجود الحقل الاضطرابي $\vec{b}$. يمكن التعبير عن δE_p من العلاقة (12) بالشكل الآتي:

$$\delta\vec{E}_p=\delta\varepsilon_1-\gamma_1\vec{\sigma}.\vec{b} \qquad (13)$$

علماً أنَ:

$$-\gamma_1.\vec{\sigma}.\vec{b}=\delta\vec{\varepsilon}_2.\vec{\sigma}-1/2g_s.\beta.\vec{b}.\vec{\sigma} \qquad (14)$$

كما سنقوم بنشر التغير في طاقة أشباه الجسيمات $(\delta\varepsilon_1 \quad \& \quad \delta\varepsilon_2)$ بتوابع كروية من الشكل:

$$\delta\varepsilon_1=2\sum_{p'}\phi(\vec{p},\vec{p}').\delta\rho(\vec{p}') \quad ; \quad \delta\varepsilon_2=2\sum_{p'}\phi(\vec{p},\vec{p}').\delta\vec{M}'(\vec{p}') \qquad (15)$$

انطلاقاً من [2] يمكن التعبير عن الحد $i[n\,,\,h]$ بالشكل الآتي:

$$i[n\,,\,h]=-i\gamma B[\sigma_z,\vec{\sigma}]\vec{M}-i\gamma_1\vec{b}\left[\vec{\sigma},\sigma_z\left(-\gamma B\,\partial\rho_0/\partial\varepsilon_{pq}\right)\right] \qquad (16)$$

بالتعويض عن العبارات المعرفة في العلاقات (16 - 11) في المعادلة الحركية (10) والاختصار نحصل على المعادلة الحركية بصيغتها التفصيلية والتي تشتمل على حدود تتعلق بالكثافة السبينية فقط وأخرى تتعلق بالكثافة الجسيمية فقط أما بقية الحدود فتتعلق بكليهما.

$$
\begin{aligned}
&\delta\rho^{\cdot} + \vec{\sigma}.\delta\vec{M}^{\cdot} + \delta(\varepsilon_p - \mu)(\vec{H}^{\cdot}.\vec{\sigma})\beta - \delta(\varepsilon_p - \mu)(e\vec{\vartheta}_p)\delta\vec{E} + \vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a\delta\rho + \vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a(\vec{\sigma}\delta\vec{M})\\
&+ \quad [-e\nabla_a\varphi + (e/c)\nabla_a(\vec{\vartheta}_p\vec{A}) - \nabla_a\delta\varepsilon_1](\partial/\partial p_a)\delta\rho\\
&+ [-e\nabla_a\varphi + (e/c)\nabla_a(\vec{\vartheta}_p\vec{A}) + \nabla_a(\vec{H}^{\cdot}.\vec{\sigma})\beta - \nabla_a(\delta\varepsilon_1 - \gamma.\vec{\sigma}.\vec{b})](\partial/\partial p_a)(\vec{\sigma}\delta\vec{M})\\
&+ [\nabla_a(\vec{H}^{\cdot}.\vec{\sigma})\beta + \nabla_a\gamma.\vec{\sigma}.\vec{b}](\partial/\partial p_a)\delta\rho + [\delta(\varepsilon_p - \mu)(e/c)\nabla_a(\vec{\vartheta}_p\vec{A}) + \nabla_a\delta\rho](\partial/\partial p_a)\delta\varepsilon_1\\
&+ [\delta(\varepsilon_p - \mu)\nabla_a(\vec{H}.\vec{\sigma})\beta + \nabla_a(\vec{\sigma}\delta\vec{M})](\partial/\partial p_a)\delta\varepsilon_1 \qquad\qquad (17)\\
&- [\delta(\varepsilon_p - \mu)(e/c)\nabla_a(\vec{\vartheta}_p\vec{A}) + \delta(\varepsilon_p - \mu)\nabla_a(\vec{H}.\vec{\sigma})\beta + \nabla_a(\delta\rho + \vec{\sigma}.\delta\vec{M})](\partial/\partial p_a)\gamma.\vec{\sigma}.\vec{b}\\
&- (e/c)(\vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a)A_b(\partial/\partial p_a)\delta\rho - -(e/c)(\vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a)A_b(\partial/\partial p_a)(\vec{\sigma}\delta\vec{M}) + \delta(\varepsilon_p - \mu)(\vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a)\delta\varepsilon_1\\
&- \delta(\varepsilon_p - \mu)(\vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a)\gamma.\vec{\sigma}.\vec{b} - \delta(\varepsilon_p - \mu)(e/c)(\vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a)A_b(\partial/\partial p_a)\delta\varepsilon_1 + \delta(\varepsilon_p - \mu)(e/c)(\vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a)A_b(\partial/\partial p_a)\gamma.\vec{\sigma}.\vec{b}\\
&- i\gamma B[\sigma_z, \vec{\sigma}]\vec{M} - i\gamma_1\vec{b}[\vec{\sigma}, \sigma_z(-\gamma B\,\partial\rho_0/\partial\varepsilon_{pq})] = [I]_{coll}
\end{aligned}
$$

يمكن فصل المعادلة(17) إلى معادلتين، توافق إحداهما تابع توزع له تناظر سبيني، وتوافق الثانية الجزء السبيني غير المتناظر.

وللحصول على المعادلة الحركية الخاصة بالكثافة الجسيمية(ρ) قمنا بأخذ نصف الأثر (trace) للمعادلة الناتجة وحصلنا بالنتيجة على المعادلة التالية:

$$
\begin{aligned}
&\{\ \partial/\partial t(\delta\rho) + \vartheta.\partial/\partial r[\delta\rho - \delta\varepsilon_1(\partial\rho_0/\partial\varepsilon_p)] - (e/c)(\vartheta_{ap}\nabla_a)A_b.\partial/\partial p_a[\delta\rho - \delta\varepsilon_1(\partial\rho_0/\partial\varepsilon_p)]\\
&+ e\vec{E}\vec{\vartheta}(\partial\rho/\partial\varepsilon_p)\ \} + \{\delta(\varepsilon_p - \mu)(e\vec{\vartheta}_p)\delta E + [(e/c)\nabla_a(\vec{\vartheta}_p A) - \nabla_a\delta\varepsilon_1]\partial/\partial p_a(\delta\rho)\\
&[\delta(\varepsilon_p - \mu)(e/c)\nabla_a(\vec{\vartheta}_p\vec{A}) + \nabla_a\delta\rho]\partial/\partial p_a\delta\varepsilon_1\ \ \} = 1/2\,Trac[I]_{coll} \qquad\qquad (18)
\end{aligned}
$$

ويمكن الحصول على المعادلة الحركية للكثافة السبينية في سائل فرمي بأخذ جميع الحدود التي تحتوي على (σ) من الطرف الأيسر من المعادلة العامة (17) وجعلها مساوية لحد التصادم الموافق، فنحصل على معادلة جديدة. بضرب طرفي هذه المعادلة الجديدة ب $(\sigma_+ = \sigma_x\vec{i} + \sigma_y\vec{j})$والقيام بسلسلة من العمليات الرياضية اللازمة نحصل على المعادلة الحركية للكثافة السبينية، والتي تعطى بالعلاقة التالية:

$$
\begin{aligned}
&\{\partial/\partial t\delta M + \vec{\vartheta}_{pa}\vec{\nabla}_a[\delta M_+ + \gamma_1 b_+(\partial\rho_0/\partial\varepsilon_p)] + (e/c)\nabla_a(\vec{\vartheta}_p\vec{A})\partial/\partial p_a[\delta M_+ + \gamma.b_+(\partial\rho_0/\partial\varepsilon_p)]\\
&+ 2i\gamma\beta[\delta M_+ + \gamma.b_+(\partial\rho_0/\partial\varepsilon_p)]\ \} + \{\delta(\varepsilon_p - \mu)(H^{\cdot}.\beta) + [eE + (e/c)\nabla_a(\vec{\vartheta}_p\vec{A}) - \nabla_a\delta\varepsilon_1](\partial/\partial p_a)\delta M_+\\
&+ \nabla_a(\beta H + \gamma.b_+)(\partial/\partial p_a)\delta\rho + \{\ [\{\delta(\varepsilon_p - \mu)\nabla_a(H.\beta) + \nabla_a\delta M_+](\partial/\partial p_a)\delta\varepsilon_1 \qquad\qquad (19)\\
&- [\delta(\varepsilon_p - \mu)\nabla_a(\vec{A}\vec{\vartheta}_p)\nabla_a\delta\rho](\partial/\partial p_a)(\gamma.b_+)\ \} = 1/2\,Trace\{\sigma_+[I]_{coll}\}
\end{aligned}
$$

النتائج والمناقشة:

تمكنا في هذا البحث من إيجاد المعادلة الحركية لـ لانداو بإضافة حدود جديدة للهاملتوني تمثل حد راشبا وتأثير الحقول الكهربائية الذاتية لم تكن ملحوظة مسبقاً في المعادلة الحركية المطورة من قبل ying and Quinn [6] التي استخرجت بعد عدة تقريبات لم تلحظ حدود التفاعل السبيني–المداري كذلك لم تلحظ حدود اضطرابية من المرتبة الثانية تم إدخالها من قبلنا هنا من دون تقريبات. بعد فصل المعادلة العامة إلى معادلتين تبيّن لنا أن الأولى تتعلق بمصفوفة كثافة السبين وتحتوي على حدود مختلطة لها معنى الترابط السبيني – المداري أيضا وهما الحدين الأخيرين من المعادلة (19). أما المعادلة الثانية فتتعلق بمصفوفة الكثافة الجسيمية وتحتوي بدورها على حدود الترابط السبيني المداري في الحدود الثلاثة الأخيرة من المعادلة (18). بمقارنة المعادلتين (18)و(19) مع معادلتي Ying نجد التطابق التام مع الحدود الأولى لمعادلاتنا معه أما الحدود الجديدة فقد نتجت عن الحل العام بدون تقريبات.

الاستنتاجات والتوصيات:

يمكننا حل المعادلتين (19 – 18) من إيجاد خواص السوائل الكوانتية سواء المغناطيسية والكهربائية أو الصوتية بدلالة بارامترات لانداو، وذلك من أجل الحدود الجديدة ثم إضافة التصحيحات الناتجة عن هذه الحدود في العلاقات المعروفة حتى الآن، كما يمكن حل هاتين المعادلتين من أجل F_ℓ^a ، F_ℓ^s بمراتب عليا ومقارنة النتائج مع ما توصل إليه الآخرون في هذا المجال [15,16,17].

نأمل في الأبحاث القادمة أن نتمكن من حل هذه المعادلات وإيجاد طاقة الأمواج السبينية والكتلة الفعالة والتردد البلازمي وسرعات الصوت في السوائل الكوانتية بدقة أفضل وبتابعية ℓ حتى المرتبة الثالثة آخذين بعين الاعتبار حد راشبا(Rashba Term) وحد تفاعل الحقل الذاتي لأشباه الجسيمات مع الحقل الكهربائي الخارجي.

نتوقع أن تكون هذه الدراسة بداية لسلسة أبحاث تتعلق بالكترونيات السبين Spintronics هذا العلم المعاصر المرتكز على حد التفاعل سبين–مدار.

بكتابة المعادلة الحركية لكل من الكثافة الجسيمية والكثافة السبينية بشكل مستقل نكون قد وضعنا أنفسنا بمكان يسمح لنا بدراسة المسائل المتعلقة بالظواهر الصوتية مثل أمواج الصوت الصفري، الصوت الأول، الأمواج البنيوية في البلازما، كما يمكننا إعادة حساب جميع المقادير الفيزيائية من مراتب أعلى. من جهة ثانية يمكن استخدام معادلة الكثافة السبينية لحل المسائل المتعلقة بالظواهر المغناطيسية وإيجاد الطواعية المغناطيسية ومنها طاقة وسرعة انتشار الأمواج السبينية في السوائل الكوانتية. يتم هذا بوساطة نشر تحولات الكثافة بتوابع كروية بحيث تكون بارامترات النشر هي بارامترات لانداو في سائل فرمي. إذا أخذنا بعين الاعتبار الارتباط السبيني – المداري بعين الاعتبار نتوقع حل مسألة الارتباط بين الأمواج السبينية وأمواج البلازما في السوائل الالكترونية المتحللة.

المراجع:

1. SCHULTZ,S.; DUNIFER, G. *Waves in normal metals,* Phys.Rev.Lett.,18, 1967,681.
2. DUNIFR,G.; SCHULTZ,S.; SCHMIDT,P.H., *Experimental determinant of Landau parametrsJ*.Appl.Phys.,39,1968,397.
3. PLATZMAN,P.M.; WALSH,L.M.; FOONI,E., Phys,Rev.,172, 1968,680.
4. YING,S.C.;QUINN,J.J., *degenerate electron liquid*, Phys.Rev., V180,N1,5 April,1969.
5. LANDAU,L.D. *The Theory of Fermi Liquid*,zh.Eksper.Teor.Fiz.,33,1058 ,1956.
6. SILIN,V.P., Fiz.Metall.and Metallowed. *Spin wave*,29, 1970, 681,
7. CZERWONKO,J.Japa.J.Appl.Phys.Suppl.,*spin orbit coupling in alkali metals*V26,N3, 1987,223-228.
8. AHMAD,M.;GLADYSZ,S.J. *Spin collective oscillations in 2D charged Fermi liquids*,Phys.Stat.Sol. (b),164, 1991,285-289.
9. AHMAD,M.;GLADYSZ,S.J.*Spin wave with arbitrary* ℓ,Phys.Stat.Sol. (b),159,k119 1990.
10. GLADYSZ,S.J.;AHMAD,M.Jour.*Theory of spin wave* , of Low Temp.Phys.,V83 nN1/2 ,1991.
11. CHRISTOPH,M. *Fermi Liquid Theory for su(N) Kondo Model*,Phys.Rev. B,80,125304 ,2009.
12. KONDRATYEB,A.S.;SIDDIQUE,I. *Normal Fermi Liquid,Jou. Of Low* Tempr. Phys.,V34,137 ,2008.Kinetic Equation In The T heory of
13. SAARELA,M.;AT ALL. Jour. of Low Tempr. Phys.,V113,N5-6 ,1998.
14. CHRISTOPHER,P.,*Landau Fermi- Liquid Theory*, Concepts and Applications . Gordon Baym and Willey – VCH Verlag & Co.KGaA. Wenheim (Germany) ,420, 2004.
15. SARAGA,D.S.;DANIEL,L.,*Fermi liquid parameters in 2D with spin-orbit interaction*,www.google.com/tdb1@ecs.soton.ac.uk(12pages) , 2008 .
16. ROBERT,A.N. . MSci MA (Catab) . University of Nottingham . Novem 20 . 2003 . *in Spin Dynamics of polarized Fermi- Liqui* ^3H_e .
17. WWW.GOOGLE.COM, *Quasi particle Information*, from Answers.com (30 / 03 / 2007) .
18. CONGJUM,W.;SHENG,C. *Dynamic Generation of Spin – Orbit Coupling* . Phys. Review Letters V93 Num3 , 2004 .
19. STRINGARI,S.;DALFOUV,F.,*magnetic susceptibility and collisionless spin waves in liquid* ^3He,Jou. of Low Temp. PhysV78,N1/2,1-12 ,1990.