مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية - سلسلة العلوم الأساسية المجلد (39) العدد (6) 2017
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (39) No. (6) 2017

حل المعادلة الحركية بطريقة لانداو لإيجاد معاملات انتشار الأمواج الضوئية في سائل كوانتي بتابعية درجة الحرارة.

د. محي الدين نظام*

(تاريخ الإيداع 28 / 9 / 2017. قُبِل للنشر في 20 / 11 /2017)

□ ملخّص □

تطورت نظرية السوائل الكوانتية في السنوات الأخيرة بشكل كبير نظراً للطيف الواسع من الظواهر الطبيعية القابلة للتفسير بحدود من بارامترات هذه النظرية (بارامترات لانداو في سائل فيرمي). قمنا في خلال هذه الورقة بحل المعادلة الحركية للكثافة السبينية المطوّرة مؤخراً بعد إضافة حدّ راشبا للترابط السبيني المداري وذلك بتابعية بارامترات لانداو من المرتبة $\ell = 0,1$. وحسبنا أيضاً الطواعية المغناطيسية بعد أخذ تابع التأثير المتبادل بعين الاعتبار. ثمّ أوجدنا علاقة الطواعية المغناطيسية الناتجة علاقة التشتت لطاقة الاضطراب البنيوي (collective energy) المنتشر في السائل الكوانتي وذلك بحساب الصيغ الموجية المختلفة (wave modes) عند أصفار التابع العقدي للطواعية المغناطيسية.

الكلمات المفتاحية :معادلة لانداو – سيلين الحركية، أمواج السبين، الكثافة السبينية، نظرية لانداو في سائل فرمي,

* أستاذ مساعد، قسم الفيزياء، جامعة تشرين، اللاذقية، سورية.

مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (39) العدد (6) 2017
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (39) No. (6) 2017

Solving Landau Kinetic Equation of quantum Liquid diffusion coefficients of optical waves depending on temperature.

Dr. Mohey-Aldin Mizam*

(Received 28 / 9 / 2017. Accepted 20 / 11 /2017)

□ ABSTRACT □

The theory of quantum liquids (quantum liquid theory) in the last few Years largely developed because of the brood spectrum of natural phenomenon relating to the limitation of parameters of the this (the parameters of the Landau Fermi liquid theory). We aim through this paper to resolve kinetic equation for the spin density. After adding Rashba term of spin-orbit coupling that belong to Landau parameters of orders ($\ell = 0{,}1$). Also calculated the magnetic susceptibility also taking into account the mutual influence function,wich we have greeted from the collective perturbation energy. The propagation in quantum liquids by calculation(wave modes) at zeros complex function of magnetic susceptibility.

Key Words: Landau-Silin Equation, transport Equation, Spin Wave, Particle Density, Spin Density, Landau quantum Liquid .

*Assistant Prof. at Physics Department - Faculty of Sciences - Tishreen University - Lattakia - Syria.

مقدمة :

يُعدّ حساب الطاقة الكامنة بين الجسيمات أو الأجسام من المسائل الأساسية في الفيزياء. ويعتمد حسابها على تابع التأثير المتبادل (interaction function) بين جسيمات الجملة المدروسة. ففي الفيزياء الكلاسيكية والكوانتية يتطلب حل المسالة إيجاد الهاملتوني لحل معادلة الحركة. حيث يمكن النظر إلى تابع التأثير المتبادل وكأنه جملة أخرى أو جسيم كبير يقوم بالتأثير على شبه جسيم مفرد. كما يمكن دراسة الجمل الكثيفة(condensed matter) من وجهة النظر الجهرية المؤلفة من عدد كبير من الجسيمات ($N \propto 10^{23}$) جسيم. إلا أنه لا يمكن حل هذه المسألة بالطرق التحليلية المباشرة، إذ لا يمكن حل معادلة شرودينغر لمثل هذا العدد الهائل من الجسيمات. ظهرت في القرن الماضي عدة نظريات لدراسة الجمل المؤلفة من عدد كبير من الجسيمات منها نظرية الاضطراب، وطريقة تابع غرين، ثم نظرية لانداو في سائل فيرمي[2,1]. إن نظرية لانداو في حقيقتها نظرية ظاهراتية (phenomenological theory) تفترض أنه يمكن الانتقال من جملة جسيمات حرة إلى جملة جسيمات متأثرة ببعضها بتحول كظوم (adiabatic) في درجات الحرارة المنخفضة، حيث يمكن الحصول على طاقة الجملة في حالة الجسيمات المتفاعلة من طاقتها قبل التفاعل باعتماد التأثير بين الجسيمات جسيمة جسيمة إلى أن يتم بناء تابع لانداو للتأثير المتبادل كاملا.

حققت نظرية لانداو نتائج مهمة جداً في حل مسائل عديدة من أهمها ظاهرة فرط السيولة (superfluity) في نظرية الهليوم He^3 عند درجات الحرارة المنخفضة[2]، وكذلك إيجاد طاقة الأمواج السبينية (spin wave energy)، [3] وسرعة الصوت الصفري (speed of zero sound) في السوائل الكوانتية (quantum liquids) [4].

تفترض نظرية لانداو أنه يمكن كتابة تابع التأثير المتبادل للجملة المؤلفة من عدد كبير من الجسيمات على شكل منشور اضطرابي على أن تحدد معاملات النشر من التجربة. تسمى عوامل النشر هذه معاملات لانداو. إن معرفة بعض هذه العوامل تجريبياً يمكننا من حساب المقدار الفيزيائي المدروس. لقد أدت تجارب بلاتزمان –ولف (Platzmann wolff) وشولتز–دنيوفر[5,6](Schulz Dunifer) ولأول مرة إلى البرهان على صحة فرضيات لانداو في سائل فيرمي. توسعت الدراسات في العقدين الماضيين والتي تعتمد نظرية لانداو أساساً لها، حيث حسبت طاقة الأمواج السبينية في المعادن القلوية وتبين أنها إثارات طاقية بنيوية (energy excitations) تنتمي إلى طيف الأمواج الضوئية تتحدد طاقتها بالعلاقة $\omega_{\ell m}(k) = \omega_{00} + \alpha_{\ell m} k^{2\ell}$. تمثل ω_{00} طاقة الموجة عندما ينتهي متجهة الموجة $\kappa \to 0$.هنا ℓ, m أدلّة النشر في تابع التأثير المتبادل [8,7].

تم تطوير معادلة لانداو الحركية في الآونة الأخيرة حيث أدخل إليها حدود جديدة منها حدّ الترابط السبيني أو ما هو متعارف عليه حدّ راشبا [8]. قمنا في هذا البحث بحل هذه المعادلة بعد إضافة حدّ راشبا في إطار نظرية لانداو في سائل فيرمي.حسبنا الصيغ المختلفة لموجة الكثافة السبينية بتابعية كل من متجهة الموجة ومعاملات لانداو من المرتبة الصفرية والأولى ($\ell = 0,1$), وجدنا تطابقاً تاماً مع النتائج المتحصل عليها سابقاً بغياب حدّ راشبا، كما وجدنا أن تأثير حد الترابط السبيني – المداري على الصيغ الموجية يؤدي إلى ظهور حد عقدي في عبارة الطاقة، يظهر هذا التأثير في الحسابات التي أجريناها على الطواعية المغناطيسية على شكل حدود تحتوي معاملات لانداو من مراتب عليا من أجل $\ell = 0,1$.

أهمية البحث وأهدافه:

يهدف هذا البحث إلى حل المعادلة الحركية لموجة الكثافة السبينية بحدود من معاملات لانداو من المرتبتين الصفرية والأولى وإيجاد الصيغ الموحية المختلفة ثم حساب طاقة هذه الصيغ اعتماداً على فرضيات نظرية لانداو. سوف نقارن هذه النتائج مع ما توصل إليه آخرون في هذا المجال ثم نبين أهمية الحسابات التي قمنا بها في المستقبل سواء من الناحية النظرية أو العملية لتحديد قيم نظرية وتجريبية لمعاملات لانداو في سائل فيرمي. يمكن من خلال هذه المعاملات حساب خواص المعادن والمواد المختلفة بدقة أكبر، تتعلق هذه الدقة بعدد المعاملات التي يمكن تحديدها من التجربة.

طرائق البحث ومواده:

نستخدم في هذه الورقة العلمية طريقة نظرية السوائل الكوانتية لحل معادلة بولتزمان الحركية، وهي المعادلة العامة لِ لانداو–سيلين وذلك باستخدام منشور التوابع الكروية (توابع ليجاندر) حتى المرتبة الأولى لإيجاد الكثافة المغناطيسية $\mathrm{M}_0^0(k,\omega)$، ثم نعوض علاقة الكثافة هذه بعبارة الطواعية المغناطيسية التالية:

$$\chi(k,\omega)=\beta\beta_0 N(0)\left[\frac{M_0^{\,0}(\kappa,\omega)}{\beta H(\kappa,\omega)}-1\right] \qquad (1)$$

حيث $\beta\beta_0 N(0)$ تمثل الطواعية المغناطيسية السكونية، ترتبط الطواعية المغناطيسية في العلاقة(1) بالمركبة الصفرية للكثافة المغناطيسية $M_0^0(\kappa,\omega)$ وهي تمثل الفكرة المركزية في دراسة النظرية المغناطيسية للأمواج السبينية في سائل فيرمي [11,10].

لدينا في هذه العلاقة: $\chi(k,\omega)$ الطواعية المغناطيسية لسائل فيرمي و β و β_0 عبارة عن مغنتون بور لجسيمات سائل فيرمي ومغنتون بور لجسيمات غاز فيرمي على الترتيب. $N(0)$ كثافة الجسيمات على سطح سوية فيرمي.

و $H(K,\omega)$ الحقل المغناطيسي الاضطرابي المطبق على الجملة المدروسة. باستخدام الطرق الخطية (linearized methods) في العلاقة (1) نستطيع حساب طاقة الموجة السبينية من مراتب عليا بالنسبة لمتجه الموجة ومعاملات لانداو.

النتائج والمناقشة:

تأخذ معادلة لانداو – سيلين الحركية للكثافة المغناطيسية [8] الشكل التالي:

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

حيث :

$M_{+} = M_x\vec{i} + M_y\vec{j}$. $\vec{A}$: الكمون الشعاعي للحقل المغناطيسي الخارجي.

$$\sigma_{+} = \sigma_x\vec{i} + \sigma_y\vec{j}$$

$$b_{+} = b_x\vec{i} + b_y\vec{j}$$

$\vec{\sigma}$: مصفوفة الكثافة السبينية ، $\vec{b}$: الحقل المغناطيسي الاضطرابي الخارجي.

β : مغنتون بور.

p_a : كمية حركة الجسيم وفق المنحى a ، ∇_a : مؤثر تفاضلي جزئي وفق المنحى a.

ε_p : طاقة الجسيم ذي الدفع p ، ϑ_pسرعة الجسيم، μ : الكمون الكيميائي أو طاقة فيرمي.

γ : النسبة الجيرومغناطيسية للجسيم الحر. γ_1 : النسبة الجيرومغناطيسية للسائل الكوانتي

ρ_0 الكثافة الجسيمية السكونية أي بغياب الاضطراب الخارجي.

ϑ_{pa} : سرعة الجسيم وفق المنحى $\vec{a}$.

ρ : عبارة عن الكثافة الجسيمية لسائل فرمي و $\delta\vec{M}$: اضطراب الكثافة المغناطيسية لسائل فرمي عن وضع التوازن. 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.

يمكن التعبير عن δE_p من العلاقة (2) بالشكل التالي:

$$\delta\vec{E}_p = \delta\varepsilon_1 - \gamma_1\vec{\sigma}.\vec{b} \qquad (3)$$

علماً أنَ:

$$-\gamma_1.\vec{\sigma}.\vec{b} = \delta\vec{\varepsilon}_2.\vec{\sigma} - 1/2 g_s.\beta.\vec{b}.\vec{\sigma} \qquad (4)$$

g_s : معامل لاندى (Landé factor).

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

$$\delta\varepsilon_1 = 2\sum_{p'}\phi(\vec{p},\vec{p}').\delta\rho(\vec{p}') \quad ; \quad \delta\varepsilon_2 = 2\sum_{p'}\phi(\vec{p},\vec{p}').\delta\vec{M}'(\vec{p}') \quad (5)$$

يمكن تبسيط المعادلة (2) بأخذ تغيرات المغنطة وهي عبارة عن موجة كروية من الشكل:

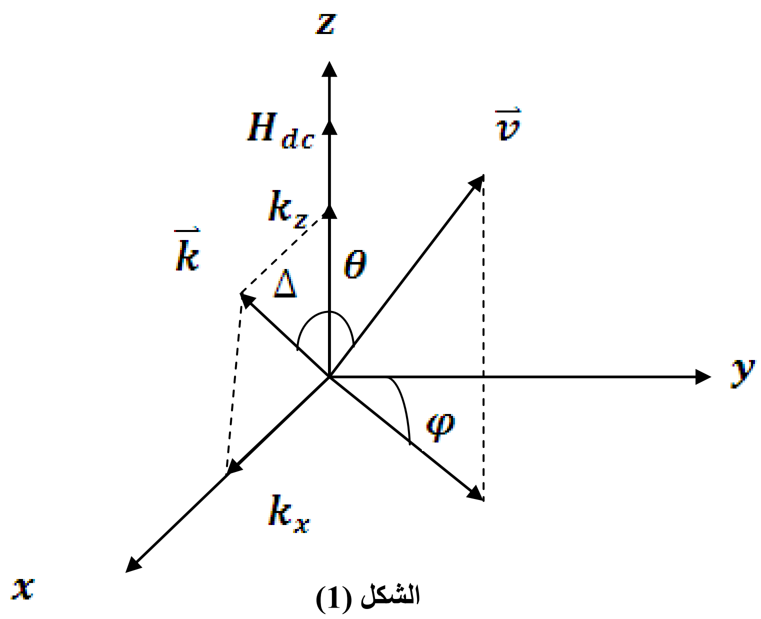
$\partial M_+ = -\frac{\partial\rho_p^0}{\partial\varepsilon_p^0}\vartheta_p^{\pm}$ وكذلك $M_p^0 = -\frac{\partial\rho_p^0}{\partial\varepsilon_p^0}\frac{M_o}{N(0)}$ حيث $N(0) = \frac{\kappa_f m^\bullet}{\pi^2}$ كثافة الجسيمات على سطح سوية فيرمي. $\vartheta_p^{\pm} = \sum_{\ell,m} B_\ell^m Y_\ell^m(\hat{p})$ عندها تؤول المعادلة (2) إلى الشكل التالي:

$$\sum_{\ell m}[\omega-(\mu+2\gamma B)(1+B_\ell)]M_\ell^m Y_\ell^m - \vec{\kappa}\vec{\vartheta}\sum_{\ell m}(1+B_\ell)M_\ell^m Y_\ell^m + i\omega\frac{\partial}{\partial\varphi}\sum_{\ell m}(1+B_\ell)M_\ell^m Y_\ell^m -$$
$$\omega(H_0\beta)(\frac{\partial\rho_0}{\partial\varepsilon_P}) = i(\frac{\vec{\kappa}.\vec{r}}{\hbar})(H_0\beta)\sum_{\ell m}\rho_\ell^m Y_\ell^m \quad \text{.......}(6)$$

حيث:

$$B_0^0 = \omega-(\mu+2\gamma B)(1+B_0);\ B_1^0 = \omega-(\mu+2\gamma B)(1+B_1);\ B_1^{-1} = \omega-(\mu+2\gamma B-\omega_c)(1+B_1);$$
$$B_1^1 = \omega-(\mu+2\gamma B+\omega_C)(1+B_1)$$

استخدمنا في هذا العمل جملة المحاور الإحداثية التالية الشكل(1):



الشكل (1)

حيث :

$$\mu = \frac{1}{\hbar}(\frac{1}{4m^2c^2})(\frac{1}{r}\frac{dV}{dr})(j^2 - \ell^2 - s^2)$$

$$-i\omega_c \frac{\partial}{\partial \varphi} = (\frac{e}{c})(\vec{\vartheta} \times \vec{B})\frac{\partial}{\partial p_a}$$

ω: تواتر الموجة الساقطة. B_ℓ: معاملات لانداو. B: الحقل المغناطيسي الخارجي الثابت.

علماً إن μ هو حدّ راشبا للترابط السبيني المداري. أما $\vec{\kappa}.\vec{v} = \kappa v_F(\cos\Delta.\cos\theta + \sin\Delta.\sin\theta.\cos\varphi)$

Δ : الزاوية التي يصنعها المتجه $\vec{\kappa}$ مع المحور (oz) ، θ : الزاوية التي تصنعها $\vec{v}$ مع المحور (oz)،

φ : الزاوية التي يصنعها مسقط السرعة $\vec{v}$ مع المحور (ox)

بنشر تغيرات الكثافة المغناطيسية $M(\vec{K},\omega)$ في المعادلة (6) بسلسلة توابع ليجاندر على الشكل $\delta\vec{M}(\vec{K},\omega) = \sum_{\ell,|m|\le\ell} M_\ell^m(1+B_\ell)Y_\ell^m(\hat{p})$ وقطع المنشور عند المرتبة $\ell \ge 2$ نحصل على مجموعة معادلات خطية غير متجانسة تحتوي على صيغ المغنطة من الشكل $M_\ell^m(\vec{\kappa},\omega)$ ، ولإيجاد الطواعية المغناطيسية يكفي أخذ $M_0^o(K,\omega)$ ،(للمزيد من التوضيح حول علاقة الطواعية المغناطيسية بالمركبة $M_0^0(K,\omega)$ يمكن العودة إلى العديد من الأبحاث السابقة) [9–11]، لذلك نقوم بحل جملة المعادلات الناتجة من أجل M_0^0 فنحصل على علاقات الكثافة والطواعية المغناطيسية الموافقة للحالات الآتية:

أولاً:

1 – من أجل $\ell = 0$ و $\vec{\kappa} \perp \vec{r}$ نجد:

$$\chi = \chi_{static}\left\{1 + \frac{\sqrt{4\pi}(\frac{\partial\rho_0}{\partial\varepsilon_p})(H_0\beta)\omega}{\beta H(\vec{\kappa},\omega)[\omega - (\mu + 2\gamma B)]}\right\} \quad (7)$$

2 – من أجل $\ell = 0$ ، و $\vec{\kappa}$ يصنع زاوية $(\delta \ne 0)$ مع $\vec{r}$ نجد:

$$\chi = \chi_{\mathrm{Re}} + i\chi_{\mathrm{Im}} \quad \mathbf{(8)}$$

حيث:

$$\chi_{\mathrm{Re}} = \chi_{static}\left\{1 + \frac{\sqrt{4\pi}(\frac{\partial\rho_0}{\partial\varepsilon_p})(H_0\beta)\omega}{\omega - (\mu + 2\gamma B)}\right\} \quad (9)$$

و

$$\chi_{\mathrm{Im}} = \chi_{static}[\frac{(\frac{\kappa r}{\hbar})(H_0\beta)\cos\delta}{[\omega - (\mu + 2\gamma B]}]\rho_0^0$$

ثانياً:

من أجل $\ell = 1$ و $\vec{\kappa} \perp \vec{r}$ ،تعطي العلاقة (7) الشكل التالي للمغنطة:

$$M_0^0=\frac{\sqrt{4\pi}\,\omega(H_0\beta)(\frac{\partial\rho_0}{\partial\varepsilon_P})\omega}{(\omega-a)-(\frac{k\upsilon_f}{\sqrt{3}})^2(1+B_0)(1+B_1)\left\{\frac{\cos^2\Delta(\omega-c)(\omega-d)-\frac{1}{2}\sin^2\Delta(\omega-b)(c-d)}{(\omega-b)(\omega-c)(\omega-d)}\right\}} \quad (10)$$

حيث:

$$a=(\mu+2\gamma B)(1+B_0);b=(\mu+2\gamma B)(1+B_1);c=(\mu+2\gamma B-\omega_c)(1+B_1)$$
$$d=(\mu+2\gamma B+\omega_c)(1+B_1)$$

ω_cالتواتر السيكلتروني.

بتعويض (10) في (1) نجد:

$$\chi(k;\omega)=\chi_{static}\left\{1+\frac{\sqrt{4\pi}(\frac{\partial\rho_0}{\partial\varepsilon_p})\omega(\omega-b)(\omega-c)(\omega-d)}{(\omega-a)(\omega-b)(\omega-c)(\omega-d)-\frac{1}{3}k^2\upsilon^2{}_F(1+B_0)(1+B_1)[\cos^2\Delta(\omega-c)(\omega-d)-\frac{1}{2}\sin^2(\omega-b)(c-d)}\right\} \quad (11)$$

نبحث عن حل للمعادلة (11) من الشكل:

$$\omega_{\ell m}(k)=\omega_{\ell m}(0)+\alpha_{\ell m}.k^2$$
$$\omega_{\ell m}(0)=\Omega_0(1+B_\ell)$$

حيث $\alpha_{\ell,m}$: تمثل أقطاب المغنطة. Ω_oتصف تواتر أشباه الجسيمات عند النهاية $\kappa\to o$

بالتعويض في العلاقة (11) نجد :

$$\alpha_{00}=\{\ \frac{\vartheta_F{}^2}{3}(1+B_0)(1+B_1)\ \}. \quad (12)$$
$$.\left\{\frac{\cos^2\Delta}{[\omega_{\ell m}(0)-(\mu+2\gamma B)(1+B_1)]}-\frac{\omega_c(1+B_1)\sin^2\Delta}{[\omega_{\ell m}(0)-(\mu+2\gamma B-\omega_c)][\omega_{\ell m}(0)-(\mu+2\gamma B+\omega_c)(1+B_1)]}\right\}$$

ϑ_f :سرعة فيرمي. بالعودة والتعويض في العلاقة(7) نجد:

$$\chi(k;\omega)=\beta\beta_0(\frac{P_F{}^2}{\pi^2\vartheta_F})+$$
$$+\sqrt{4\pi}(\frac{\partial\rho_0}{\partial\varepsilon_P})\beta\beta_0(\frac{p_F{}^2}{\pi^2\vartheta_F{}^2})\omega\times \quad (13)$$
$$\frac{1}{\left\{\omega-(\mu+2\gamma B)(1+B_0)-(\frac{k^2\vartheta^2}{3})(1+B_0)(1+B_1)[\frac{\cos^2\Delta}{[\omega-(\mu+2\gamma B)(1+B_1)]}-\frac{\omega_c(1+B_1)\sin^2\Delta}{[\omega-(\mu+2\gamma B-\omega_c)(1+B_1)][\omega-(\mu+2\gamma B+\omega_c)(1+B_1)]}]\right\}}$$

من أجل $\ell = 1$ و $\vec{\kappa}$ يصنع زاوية $\delta \neq 0$ مع $\vec{r}$ يمكن كتابة الكثافة المغناطيسية M_0^0 على الشكل التالي:

$$M_0^0(\vec{\kappa},\omega) = i\Xi\rho_0^0 + \Theta \qquad (14)$$

حيث ρ_0^0 الكثافة الجسيمية للسائل الكوانتي وهي تساوي:

$$\rho_0^0 = \frac{-i\sqrt{4\pi}(e.\vec{v}.\vec{E})(\frac{\partial\rho_0}{\partial\varepsilon_P})A_1^0A_1^{-1}A_1^1}{\left\{A_0^0A_1^0A_1^{-1}A_1^1 - \frac{(\kappa v_F)^2}{3}(1+B_0)(1+B_1)[\cos^2\Delta.A_1^{-1}A_1^1 - \frac{\sin^2\Delta}{2}.A_1^0A_1^1 - \frac{\sin^2\Delta}{2}A_1^0A_1^{-1}]\right\}} \qquad (15)$$

تُحدد الثوابت في العلاقات أعلاه كما يلي:

$$\Xi = \frac{(\frac{\kappa^2v^2}{3})(1+B_0)(1+B_1)[2(A_1^{-1}A_1^1)(B_1^{-1}B_1^1) - (A_1^0A_1^1)(B_1^0B_1^{-1}) - (A_1^0A_1^{-1})(B_1^0B_1^{-1})](\frac{\kappa^2\vartheta^2}{3})(1+B_0)(1+B_1) + 2(A_1^0A_1^{-1}A_1^1)(B_1^0B_1^{-1}B_1^1)}{\left\{2B_0^0B_1^0B_1^{-1}B_1^1 - \frac{\kappa^2.v^2}{3}(1+B_0)(1+B_1)[\cos^2\Delta.B_1^{-1}B_1^1 - \sin^2\Delta.B_1^0B_1^1 - \sin^2\Delta.B_1^0B_1^{-1}](A_1^0A_1^{-1}A_1^1)\right\}}.$$

$$.\frac{\kappa r}{\hbar}(H_0\beta)\cos\delta$$

$$\Theta = \frac{2\sqrt{4\pi}\omega(H_0\beta)(\frac{\partial\rho_0}{\partial\varepsilon_P})(B_1^0B_1^{-1}B_1^1)}{\left\{2B_0^0B_1^0B_1^{-1}B_1^1 - [2\cos^2\Delta B_1^{-1}B_1^{-1} - \sin^2\Delta.B_1^0B_1^1 - \sin^2\Delta.B_1^0B_1^{-1}]\right\}(\frac{\kappa^2.v^2}{3})(1+B_0)(1+B_1)}$$

نعرف العلاقات الوسيطة في المعادلات السابقة كما يلي:

$$A_0^0 = \omega - i(\frac{1+A_0}{2\tau_0}), A_1^0 = \omega - i(\frac{1+A_1}{2\tau_1}), A_1^{-1} = \omega + \omega_c(1+A_1) - i(\frac{1+A_1}{2\tau_1}), A_1^1 = \omega - \omega_C(1+A_1) - i(\frac{1+A_1}{2\tau_1})$$

هنا τ_ℓ ومن الاسترخاء الوسطي.

في النتيجة نستطيع كتابة الطواعية المغناطيسية كما يلي:

$$\chi(\vec{\kappa},\omega) = \chi_{static}[1 + \frac{\Theta + i\Xi\rho_0^0}{\beta H(\kappa,\omega)}] \qquad (16)$$

وهي نتيجة مهمة تبين ارتباط الطواعية المغناطيسية بالكثافة الجسيمية في السوائل الكوانتية الخاضعة لنظرية فيرمي.

نلاحظ من عبارة Ξ أن هذا المقدار يتعلق بـ $\cos\delta$ وبالتالي فإن هذا الحد يختفي من أجل $(\vec{\kappa} \perp \vec{r})$

وهذا ما يؤدي بدوره إلى اختفاء العلاقة بين χ و ρ_0^0.

المناقشة:

1- من أجل $\ell = 0$ نجد تردد الرنين ω_{res} للطواعية المغناطيسية يرتبط بحد راشبا وفق العلاقة التالية:

$\omega_{res} = (\mu + 2\gamma B)(1+F_0^a)$، أي أنه بإدخال حد راشبا في معادلة الحركة يحصل انزياح لتردد الرنين بالمقدار $\mu(1+F_0^a)$ [5,1].

2 – نلاحظ في علاقة الطواعية المغناطيسية ظهور حد راشبا للتفاعل السبيني المداري في الحد μ وهذا ما كنا توقعناه سابقاً [8].

3– بإهمال حد راشبا في العلاقة (13) نحصل على نفس العلاقة المتحصل عليها من قبل آخرون [12–14].

4 – تمكنا من حساب الطواعية المغناطيسية بأخذ التأثير المتبادل لِ راشبا بحدود من بارامترات لانداو F_0^a, F_1^a في حين حسبت هذه النتيجة من أجل معلم لانداو الصفري فقط في العديد من البحوث المنشورة [11–15].

5 – من أجل $\ell = 0$ تعطى الطواعية المغناطيسية بالعلاقة $\chi(\kappa,\omega) = \beta_B^2 \dfrac{m^{\bullet} p_F}{\pi^2 \hbar^2} \dfrac{1}{1+F_0^a}$. حيث نمثل المقدار $\dfrac{1}{1+F_0^a}$ ، بِ B_0 في العلاقات (7–13)، وهذه النتيجة معروفة جيداً [13–15] ، ويمكن استنتاجها من العلاقة (13) بعد أخذ النهاية: $B_1 \to 0, \mu \to 0$.

6– قيس F_0^a بارا متر لانداو الصفري في العديد من الطرق بدرجات حرارة منخفضة من أجل ضغوط مختلفة باستخدام العلاقة : $1+F_0^a = \dfrac{\chi_{0ideal}}{\chi_0} \dfrac{m^*}{m}$

حيث m^* الكتلة الفعالة لشبه الجسيم و χ_o الطواعية المغناطيسية لسائل فيرمي [16,21] .من العلاقة (7) يمكن قياس F_0^a و F_1^a بقياس الطواعية المغناطيسية للسائل الكوانتي المدروس.

الاستنتاجات والتوصيات:

الاستنتاجات:

1 – من أجل $\ell = 0,1$ لا يوجد ارتباط سبيني مداري ضمن الشرط $\vec{\kappa} \perp \vec{r}$ أي أن الكثافتين السبينية و الجسيمية مستقلتان عن بعضهما وتنتشر الموجة السبينية بشكل منفصل عن اهتزاز الكثافة الجسيمية.

2 – من أجل $\ell = 0,1$ وضمن الشرط $\vec{\kappa}$ يصنع زاوية $\delta \neq 0$ مع $\vec{r}$ توصلنا إلى وجود ارتباط سبيني – مداري ويظهر الحد العقدي في علاقة الطواعية المغناطيسية وهو يرتبط بدوره بالكثافة الجسيمية ρ_0^0 .

التوصيات:

لفهم أعمق لخواص الجمل الكلاسيكية الكوانتية يمكن الاستمرار في هذه الدراسة لحل معادلة لانداو للكثافة الجسيمية بتابعية معاملات لانداو من مراتب عليا وحساب المقادير الفيزيائية التي تعطي وصفاً أدق لتصرف الجملة المدروسة، وهذا ما نريد القيام به في المستقبل القريب في حال توفر الظروف البحثية من مختبرات وأدوات بحث يمكن أن ننتقل إلى التطبيق التجريبي لهذه النتائج النظرية سيّما وأن هناك العديد من البحوث التي تهتم بعلاقة الطواعية المغناطيسية بدرجة الحرارة [17–20] وبكثافة الجملة المدروسة [21]، وهذا سيكون موضوع دراستنا اللاحقة، حيث سنحاول حل المعادلة الحركية للكثافة الجسيمية بتابعية معاملات لانداو أو يقوم غيرنا بالتحقق التجريبي منه بما يخدم تطور البحث العلمي في بلدنا.

المراجع:

1 – LANDAU L.D. Soviet J. phys.-JETP V3 p.920,(1957).

2 – LANDAU L.D.(Sov. Phys-JETP V5(101) ,(1957)**.**LEGGETT A.J., Theoretical Description of New Phases of Liquid ^3He, Rev. Mod. Phys. V47,N2 (1975).p331-415.

3- BAYM G, and PETHICK C.J.,(Landau Fermi Liquid Theory: Concepts and Applications(New York Wiley),(1992)p60-127**.**

4- GODFRIN H., Meschke , H. M. J. Lauter .H.M.Bohm, E. Krotschek, M .Panholzer, Journal of law Temperature physics-QFS .Observation of zero-sound at atomic wave-vector in a monolayer of liquid He^3,(2009).p7.

5-PLATZMANN,P.M. and WOLFF, P. A., phys. Rev. Lett. V18,(1967),p280.

6-Shultz,S. and Dunifer, G., phys. Rev. lett.,V18, (1967). p283.

7- SARAGA,D.S. and LOS,D $\langle arXiv.condmat/0504661v2(13Jul2005)\rangle$. Fermi Liquid Parameters in 2D with Spin- Orbit Interaction NET (pdf 2008). P1-10 .

8-NAJAH,K. and MAHMOUD,A., Regeneration particle and Magnetic Density Equations from general Landau-Silin-Equation,Tishreen University Journal for research and scientific studies,VOL.32,No.1,(2010).p43-50.

9 –AHMAD.M Jou. phys. status. soli.(b),V169,n2(1990),p65-71.

10 – AHMAD.M. and GLADYSZ. S. J.J. phys. status. solid.(b),V159,n4(1990),p119-127.

11 – GLADYSZ.S.J. and AHMAD.M.in Jour. of Low Temp.Phys.,V83,n1/2(1991).p285-301.

12- ANDREW ,R. MSCI MA,N. (Catab). University of Nottingham. in Spin Dynamics of polarized Fermi- Liquid ^3H_e . Novem 20 . 2003.p1-8.

13- www. ANSWERS.COM ,(30 / 03 / 2007) . Quasi particle : Information

14 – WU,C. and S. – ZHANG,C. - Dynamic Generation of Spin – Orbit Coupling . Phys. Review Letters V93 Num3 . ,(2004),p1-9.

15- STRINGARI, S. and DALFOUV, F.- J. of Low Temp. Phys. 71, ,(1988),p 445.

16 – YING,S.C. and GUINN,J.J. , degenerate electron liquid, Phys. Review, V180,N1,5 April(1969).p456.

17-CONGJUN,W. and SHOU-CHONG, Z., Dynamic generation of spin-orbit coupling, arXiv:cond-mat.str-el, Stanford University CA(2004,p1-5,5Jun).

18-CATELANI,G.,et all, Pairing resonance in a normal-state spin probe in ultrathin AL film, phys. Rev. B ,V80,N1(2009).

19-HENSLEY H.H.et all ,Accurate Determination of the Landau Parameter F_0^a for ^3He, Jou. of Low Temp. Phys. V89,N3-4, (1992 p501).

20-GUENAULT A.M. and TONY G., Statistical Physics Springer , (2007) p161.

21-NORMAN H.,MARCH M.P., Atomic Dynamics in Liquids. Courier Dorer Publication, chapter8 , (1991 p217).