Физика низких температур, 1997, т. 23, № 3, с. 243–248

О поправках в уравнениях Гинзбурга—Ландау, обусловленных течением нормальной компоненты сверхтекучей ферми-жидкости с триплетным p-спариванием

А. Н. Тарасов

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1
E-mail: kfti@rocket.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 2 октября 1996 г.

Для сверхтекучей ферми-жидкости (СФЖ) типа ^{3}He (состоящей из электронейтральных фермионов с триплетным p-спариванием) получено уравнение Гинзбурга—Ландау (ГЛ) для пространственно неоднородного параметра порядка (ПП) при наличии однородного течения нормальной компоненты СФЖ со скоростью $v_n \ll 2T_c/p_F$ (T_c — температура фазового перехода из нормального в сверхтекучее состояние, p_F — импульс Ферми). При этом использовано интегро-дифференциальное уравнение для ПП, справедливое без учета эффектов сильной связи при температурах близких к T_c. Основным результатом являются найденные по теории возмущений поправки к коэффициентам при градиентах ПП в уравнении ГЛ, обусловленные наличием $v_n \neq 0$. Эти поправки (свидетельствующие о деформации ПП за счет течения СФЖ со скоростью v_n) даже при $v_n \ll 2T_c/p_F$ могут быть не только сравнимы, но и превышать по величине (в зависимости от значений v_n) так называемые «нетривиальные» поправки сильной связи к этим же коэффициентам, и поэтому представляют интерес при описании ^{3}He-B при низких давлениях, когда эффекты сильной связи малы.

Для надплинної фермі-рідини (НФР) типу ^{3}He (утвореної з електронейтральних ферміонів з триплетним p-спарюванням) отримано рівняння Гінзбурга—Ландау (ГЛ) для неоднорідного у просторі параметра порядка (ПП) при наявності однорідної течії нормальної компоненти НФР зі швидкістю $v_n \ll 2T_c/p_F$ (T_c — температура фазового переходу з нормального у надплинний стан, p_F — імпульс Фермі). При цьому застосовано інтегро-диференціальне рівняння для ПП, справедливе без урахування ефектів сильного зв'язку при температурах близьких до T_c. Головним результатом є знайдені по теорії збурень поправки до коефіцієнтів при градієнтах ПП у рівнянні ГЛ, обумовлені наявністю $v_n \neq 0$. Ці поправки (які свідчать про деформацію ПП за рахунок течії НФР зі швидкістю v_n) навіть при $v_n \ll 2T_c/p_F$ можуть бути не тільки порівняльні, але й перевищувати за величиною (в залежності від значень v_n) так звані «нетривіальні» поправки сильного зв'язку до тих самих коефіцієнтів, і тому становлять інтерес при опису ^{3}He-B при низьких тисках, коли ефекти сильного зв'язку малі.

PACS: 67.57.–z

1. Введение

В данной работе, которая является продолжением статьи [1], рассмотрена сверхтекучая ферми-жидкость (СФЖ), состоящая из электрононейтральных парамагнитных фермионов с триплетным спариванием. Сверхтекучие фазы ^{3}He являются примерами таких ферми-жидкостей. Мы ограничились здесь изучением СФЖ вблизи температуры фазового перехода в сверхтекучее состояние T_c. При этом предполагали, в отличие от [1], что внешнее магнитное поле отсутствует, но имеется пространственно однородное течение нормальной компоненты СФЖ со скоростью $\mathbf{v}_n$ (скорость $\mathbf{v}_s$ сверхтекучей компоненты считали равной нулю). Изучение проведено на основе фермижидкостного метода Ландау, обобщенного в [2–4] для СФЖ.

Целью работы является вывод уравнения Гинзбурга—Ландау (ГЛ) для слабо пространственно

© А. Н. Тарасов, 1997

неоднородного параметра порядка (ПП) СФЖ с триплетным p-спариванием и учет поправочных слагаемых к коэффициентам при градиентах от ПП в уравнении ГЛ. Эти поправки обусловлены влиянием течения нормальной компоненты СФЖ, которое при достаточно больших значениях v_n приводит к деформации ПП (аналогичное влияние внешнего умеренно сильного магнитного поля на коэффициенты в уравнении ГЛ для рассматриваемой СФЖ изучалось нами в [1] при условии, что $v_n = 0$). Мы пренебрегли слабым взаимодействием между магнитными дипольными моментами фермионов (атомов ^{3}He) [5,6] и эффектами «сильной связи», которые малы в ^{3}He-B при низких давлениях (см. [7–10] и ссылки там). Поэтому наше рассмотрение должно быть применимо прежде всего к ^{3}He-B при сравнительно низких давлениях.

О влиянии внешних возмущений (каковыми являются, в частности, и внешнее магнитное поле, и течение СФЖ) на деформацию ПП в сверхтекучих фазах ^{3}He указывалось ранее в литературе (см., например, монографию [11] и ссылки, приведенные там).

В настоящей работе мы показали, что наличие течения СФЖ даже со скоростями v_n, существенно меньшими некоторого критического значения (а именно, при $v_n << 2T_c/p_F$, где p_F — импульс Ферми), приводит к возникновению поправочных слагаемых к коэффициентам при градиентах ПП в уравнении ГЛ. Как и в [1], здесь мы интересовались поправками к коэффициентам только при линейных по ПП членах в уравнении ГЛ (не выписывая явно нелинейные слагаемые) и сравнили их с так называемыми [8] «нетривиальными» поправками к этим же коэффициентам за счет эффектов сильной связи.

Во втором разделе приведено общее интегро-дифференциальное (ИД) уравнение для ПП с малой пространственной неоднородностью СФЖ с триплетным спариванием (спин пары $s = 1$, орбитальный момент пары l — любое нечетное число), которое справедливо при температурах T близких к T_c (и наличии однородных внешнего магнитного поля H и течения нормальной компоненты СФЖ со скоростью $\mathbf{v}_n$). Это ИД уравнение, полученное в [1], преобразовано в разд. 2 к виду удобному для вывода искомого уравнения ГЛ, которое для случая p-спаривания ($l = 1$) при $v_n << 2T_c/p_F$ и $H = 0$ получено в разд. 3. В заключении кратко обсуждаются полученные результаты.

2. Интегро-дифференциальное уравнение для параметра порядка

Будем использовать в качестве исходного ИД уравнение для ПП рассматриваемой СФЖ типа ^{3}He (см. (40) из [1]). Это ИД уравнение справедливо в общем случае триплетного спаривания фермионов (для пары $s = 1$, l — любое нечетное число) при T вблизи T_c, т.е. $(T_c - T)/T_c << 1$, и имеет в пределе $V \to \infty$ (V — объем системы) следующий вид:

$$\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3q L_2(|\mathbf{k}-\mathbf{q}|)\left\{\Delta_\beta(\mathbf{R},\mathbf{q})\frac{\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{q},-\mathbf{q})}{D(\mathbf{q},-\mathbf{q})} - i\frac{\partial\Delta_\beta(\mathbf{R},\mathbf{q})}{\partial R_l}\times\right.$$

$$\times\int d^3P\delta(\mathbf{P})\frac{\partial}{\partial P_l}\left[\Phi_{\alpha\beta}\left(\frac{\mathbf{P}}{2}+\mathbf{q},\frac{\mathbf{P}}{2}-\mathbf{q}\right)D^{-1}\left(\frac{\mathbf{P}}{2}+\mathbf{q},\frac{\mathbf{P}}{2}-\mathbf{q}\right)\right] - \frac{1}{2}\frac{\partial^2\Delta_\beta(\mathbf{R},\mathbf{q})}{\partial R_l\,\partial R_i}\times$$

$$\left.\times\int d^3P\delta(\mathbf{P})\frac{\partial^2}{\partial P_l\,\partial P_i}\left[\Phi_{\alpha\beta}\left(\frac{\mathbf{P}}{2}+\mathbf{q},\frac{\mathbf{P}}{2}-\mathbf{q}\right)D^{-1}\left(\frac{\mathbf{P}}{2}+\mathbf{q},\frac{\mathbf{P}}{2}-\mathbf{q}\right)\right] + g_\alpha^{(3)}(\mathbf{R},\mathbf{q})\right\}. \quad (1)$$

Здесь

$$\Delta_\alpha(\mathbf{R},\mathbf{k}) = \int d^3r\exp(-i\mathbf{r}\mathbf{k})\,\Delta_\alpha(\mathbf{R},\mathbf{r}),$$

где $\Delta_\alpha(\mathbf{R},\mathbf{r})$ — ПП для СФЖ с триплетным спариванием:

$$\Delta_\alpha(\mathbf{R},\mathbf{r}) = \Delta_\alpha(\mathbf{x}_1,\mathbf{x}_2) =$$

$$= \frac{1}{2i}\mathrm{Sp}_s\Delta(\mathbf{x}_1,\mathbf{x}_2)\sigma_2\sigma_\alpha = L_2(|\mathbf{x}_1-\mathbf{x}_2|)g_\alpha(\mathbf{x}_1,\mathbf{x}_2), \quad (2)$$

(σ_α — матрицы Паули ($\alpha = 1, 2, 3$); $\mathbf{R} = (\mathbf{x}_1 + \mathbf{x}_2)/2$, $\mathbf{r} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$). В (1) и (2) фигурируют функции g_α, связанные в координатном представлении формулой

$$g_\alpha(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = (1/2i)\,\mathrm{Sp}_s\, g(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)\sigma_2\sigma_\alpha$$

с аномальной функцией распределения квазичастиц $g_{s_1 s_2}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$, и функция L_2, представляющая собой аномальную фермижидкостную амплитуду взаимодействия (введенную в [2–4]), которая обусловливает триплетное спаривание фермионов. При выводе ИД уравнения (1) предполагалось, что $L_2(|r|)$ имеет острый максимум при $r = 0$, а величины $\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{k})$ мало меняются на расстояниях порядка размеров куперовской пары $\xi_c \sim \hbar v_F/\pi k_B T_c$ ($v_F = p_F/m^*$ — скорость Ферми, m^* — эффективная масса квазичастицы; в этой работе $\hbar = 1$, $k_B = 1$). В (1) также входит дельта-функция Дирака $\delta(\mathbf{P})$, а последним в (1) записано нелинейное слагаемое (без учета градиентов Δ_α) в неявном виде, так как мы здесь (как и в [1]) интересуемся только линейной частью ИД уравнения (см. подробное введение в [1]).

В ИД (1) входят следующие функции:

$$D(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \left[\xi_0(\mathbf{p}_1) + \xi_0(\mathbf{p}_2)\right]^2 - 4\xi^2, \tag{3}$$

$$\Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{p}_2, \mathbf{p}_1) = \left[1 - N_{(+)}(\mathbf{p}_1) - N_{(+)}(\mathbf{p}_2)\right]\varphi_{\alpha\beta}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) - \left[N_{(-)}(\mathbf{p}_1) + N_{(-)}(\mathbf{p}_2)\right]\chi_{\alpha\beta}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2), \tag{4}$$

где

$$\varphi_{\alpha\beta}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = -\delta_{\alpha\beta}\left[\xi_0(\mathbf{p}_1) + \xi_0(\mathbf{p}_2)\right] + \frac{4\xi_\alpha \xi_\beta}{\xi_0(\mathbf{p}_1) + \xi_0(\mathbf{p}_2)} - i2e_{\alpha\beta\gamma}\xi_\gamma,$$

$$\chi_{\alpha\beta}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = 2\xi\left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{\xi_\alpha \xi_\beta}{\xi^2}\right) + ie_{\alpha\beta\gamma}\frac{\xi_\gamma}{\xi}\left[\xi_0(\mathbf{p}_1) + \xi_0(\mathbf{p}_2)\right]$$

($\xi = |\vec{\xi}|$). Функции $N_{(\pm)}(\mathbf{p})$ определяются формулами вида

$$N_{(\pm)}(\mathbf{p}) \equiv \frac{1}{2}\left[n^{(0)}\left(\xi_0(\mathbf{p}) + |\vec{\xi}(\mathbf{p}, H)|\right) \pm n^{(0)}\left(\xi_0(\mathbf{p}) - |\vec{\xi}(\mathbf{p}, H)|\right)\right], \tag{5}$$

$$n^{(0)}(\xi) = \left[\exp(\xi/T) + 1\right]^{-1},$$

где $\xi_0(\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{p}) - (\mathbf{v}_n\mathbf{p} + \mu)$, μ — химический потенциал. Ниже будем считать, что в ферми-жидкости справедлив изотропный закон дисперсии $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon(p) = p^2/2m^*$. Фигурирующие в (4), (5) величины ξ_α отличны от нуля только при наличии внешнего магнитного поля H и зависят от обменных фермижидкостных взаимодействий (см. подробнее разд. 4 в [1]).

В дальнейшем будем предполагать, что внешнее магнитное поле H отсутствует и, следовательно, $\xi_\alpha \equiv 0$. В этом случае (при $v_n \neq 0$, $v_s = 0$ и $\xi_\alpha \equiv 0$) ИД (1) с учетом (3)–(5) можно преобразовать к следующему виду:

$$\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{k}) = -\frac{1}{2(2\pi)^3}\int d^3q L_2(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|)\,\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{q})G(\mathbf{q}) - \frac{i}{4(2\pi)^3}\int d^3q L_2(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|)\frac{\partial\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{q})}{\partial R_l} \times$$

$$\times\left\{\frac{q_l}{m^*}\left[\frac{(\mathbf{v}_n\mathbf{q})}{\varepsilon(q) - \mu}\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0} - \frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q) - \mu} - \frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right] + v_{nl}\left[\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0} + \frac{(\mathbf{v}_n\mathbf{q})}{\varepsilon(q) - \mu}\left(\frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q) - \mu} - \frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right)\right]\right\} +$$

$$+ \frac{1}{2m^*(4\pi)^3}\int d^3q L_2(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|)\frac{\partial^2\Delta_\alpha(\mathbf{R}, \mathbf{q})}{\partial R_l\,\partial R_i}\left\{\delta_{il}\left[\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0} + \frac{(\mathbf{v}_n\mathbf{q})}{\varepsilon(q) - \mu}\left(\frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q) - \mu} - \frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right)\right] +\right.$$

$$\left. + \frac{q_i q_l}{m^*}\left[\frac{d^2\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0^2} + \frac{2}{\varepsilon(q) - \mu}\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0} - \frac{(\mathbf{v}_n\mathbf{q})}{\varepsilon(q) - \mu}\frac{d^2\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}\right] + m^* v_{ni} v_{nl}\left[\frac{d^2\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0^2} - \frac{2(\mathbf{v}_n\mathbf{q})}{(\varepsilon(q) - \mu)^2} \times\right.\right.$$

$$\times \left(\frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q)-\mu}-\frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right)-\frac{(\mathbf{v}_n\mathbf{q})}{\varepsilon(q)-\mu}\frac{d^2\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}\Bigg]+\left(v_{ni}q_l+v_{nl}q_i\right)\Bigg[\frac{(\mathbf{v}_n\mathbf{q})}{\varepsilon(q)-\mu}\left(\frac{d^2\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}-\frac{1}{\varepsilon(q)-\mu}\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right)+$$

$$+\frac{1}{\varepsilon(q)-\mu}\left(\frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q)-\mu}-\frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right)-\frac{d^2\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}\Bigg]\Bigg\}+\frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3qL_2(|\mathbf{k}-\mathbf{q}|)\,g_\alpha^{(3)}(\mathbf{R},\mathbf{q}) \qquad (6)$$

(ср. с ИД уравнением (42) в [1], где $v_n = 0$, но $H \neq 0$).

В уравнение (6) входят функции $G(\mathbf{q})$, $\tau(\mathbf{q})$ и $\rho(\mathbf{q})$, которые определяются формулами

$$G(\mathbf{q}) \equiv \frac{\operatorname{th}\left(\xi_0(\mathbf{q})/2T\right)+\operatorname{th}\left(\xi_0(-\mathbf{q})/2T\right)}{\xi_0(\mathbf{q})+\xi_0(-\mathbf{q})},$$

$$\tau(\mathbf{q}) \equiv \frac{1}{2}\left[\frac{\operatorname{th}\left(\xi_0(\mathbf{q})/2T\right)}{\xi_0(\mathbf{q})}+\frac{\operatorname{th}\left(\xi_0(-\mathbf{q})/2T\right)}{\xi_0(-\mathbf{q})}\right], \qquad (7)$$

$$\rho(\mathbf{q}) \equiv \frac{1}{2}\left[\frac{\operatorname{th}\left(\xi_0(\mathbf{q})/2T\right)}{\xi_0(\mathbf{q})}-\frac{\operatorname{th}\left(\xi_0(-\mathbf{q})/2T\right)}{\xi_0(-\mathbf{q})}\right].$$

Заметим, что при $v_n = 0$ найденное ИД уравнение (6) переходит в уравнение, полученное в [12,13], так как при этом $\xi_0(\mathbf{q}) = \xi_0(-\mathbf{q}) = \varepsilon(\mathbf{q}) - \mu$, $\rho(\mathbf{q}) \equiv 0$, $G(\mathbf{q}) \equiv \tau(\mathbf{q})$.

3. Уравнение Гинзбурга—Ландау для сверхтекучей ферми-жидкости с p-спариванием при наличии $\mathbf{v}_n \neq 0$

Исходя из общего ИД уравнения (6) для СФЖ получаем уравнение ГЛ для случая триплетного p-спаривания ($s = 1$, $l = 1$) при $v_n \neq 0$ в отсутствие внешнего магнитного поля. Для этого введем параметр порядка СФЖ — комплексную 3×3 матрицу $A_{\alpha j}(\mathbf{R})$ — согласно формуле [5,6,14]

$$\Delta_\alpha(\mathbf{R},\mathbf{k}) = A_{\alpha j}(\mathbf{R})\frac{k_j}{k}. \qquad (8)$$

Тогда, используя приближенное равенство (см. [1])

$$L_2(|\mathbf{k}-\mathbf{q}|) \approx a - b|\mathbf{k}-\mathbf{q}|^2, \qquad (9)$$

где

$$a = 4\pi\int_0^\infty drr^2L_2(r),\quad b = \frac{2\pi}{3}\int_0^\infty drr^4L_2(r), \qquad (10)$$

из (6) получаем уравнение для матрицы $A_{\alpha j}(\mathbf{R})$:

$$A_{\alpha j}(\mathbf{R})\frac{k_j}{k} = -\frac{bk_i}{(2\pi)^3}\int_0^{2\pi}d\varphi\int_{-1}^{1}d(\cos\theta)n_in_j\int_0^\infty dqq^3\Bigg\{G(\mathbf{q})A_{\alpha j}(\mathbf{R})+\frac{i}{2}\frac{\partial A_{\alpha j}(\mathbf{R})}{\partial R_l}\Bigg[\frac{qn_l}{m^*}\Bigg(\frac{qv_n\cos\theta}{\varepsilon(q)-\mu}\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0}-$$

$$-\frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q)-\mu}-\frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}\Bigg)+v_{nl}\left(\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0}+\frac{qv_n\cos\theta}{\varepsilon(q)-\mu}\left(\frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q)-\mu}-\frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right)\right)\Bigg]-\frac{1}{8m^*}\frac{\partial^2A_{\alpha j}(\mathbf{R})}{\partial R_l\,\partial R_k}\Bigg[\delta_{kl}\left(\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0}+\right.$$

$$\left.+\frac{qv_n\cos\theta}{\varepsilon(q)-\mu}\left(\frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q)-\mu}-\frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right)\right)+\frac{q^2n_kn_l}{m^*}\left(\frac{d^2\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}+\frac{2}{\varepsilon(q)-\mu}\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0}-\frac{qv_n\cos\theta}{\varepsilon(q)-\mu}\frac{d^2\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}\right)+$$

$$+m^*v_{nk}v_{nl}\left(\frac{d^2\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}-\frac{2qv_n\cos\theta}{(\varepsilon(q)-\mu)^2}\left(\frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q)-\mu}-\frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right)-\frac{qv_n\cos\theta}{\varepsilon(q)-\mu}\frac{d^2\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}\right)+q\left(v_{nk}n_l+v_{nl}n_k\right)\times$$

$$\times\left(\frac{qv_n\cos\theta}{\varepsilon(q)-\mu}\left(\frac{d^2\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}-\frac{1}{\varepsilon(q)-\mu}\frac{d\tau(\mathbf{q})}{d\xi_0}\right)+\frac{1}{\varepsilon(q)-\mu}\left(\frac{\rho(\mathbf{q})}{\varepsilon(q)-\mu}-\frac{d\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0}-\frac{d^2\rho(\mathbf{q})}{d\xi_0^2}\right)\right)\Bigg]\Bigg\}+\left[O(A^3(\mathbf{R}))\right]_\alpha \qquad (11)$$

(ср. с ИД уравнением (45) в [1], где $v_n = 0$, но $H \neq 0$).

При температурах близких к T_c разложим функцию $G(\mathbf{q}) = G(\mathbf{q}, T)$ (см. (7)) в ряд по степеням $T - T_c$:

$$G(\mathbf{q}, T) \approx G(\mathbf{q}, T_c) + (T - T_c)\frac{\partial G(\mathbf{q}, T)}{\partial T}\Big|_{T=T_c} + \\ + \frac{(T - T_c)^2}{2}\frac{\partial^2 G(\mathbf{q}, T)}{\partial T^2}\Big|_{\substack{T=T_c \\ v_n=0}}. \qquad (12)$$

Величина T_c зависит от L_2 и определяется из линеаризованного интегрального уравнения для пространственно однородного ПП (см. (6) и (8) при $\partial A_{\alpha j}/\partial R_l = 0$, $\partial^2 A_{\alpha j}/\partial R_l \partial R_i = 0$).

Таким образом, предполагая, что $v_n \ll 2T_c/p_F$ и удерживая главные по порядку величины члены, в результате аналитических расчетов по теории возмущений получаем из (7), (11) и (12) следующее уравнение ГЛ для СФЖ с p-спариванием (типа ^{3}He) с поправками к коэффициентам при градиентах от $A_{\alpha j}(\mathbf{R})$:

$$\left[\frac{T_c - T}{T_c} + \frac{1}{2}\left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^2\right]A_{\alpha j} - \frac{m^* v_n^2}{2\varepsilon_F}\left(\frac{\varepsilon_F}{T_c}\right)^2 \frac{7\zeta(3)}{5\pi^2}\left[1 + 2\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{i}{\varepsilon_F}\left(\frac{\varepsilon_F}{T_c}\right)^2 \frac{93\zeta(5)}{49\pi^2\zeta(3)}\left(v_{nk}\frac{\partial}{\partial R_k}\right)\right] \times$$

$$\times\left(A_{\alpha j} + \frac{2v_{nj}v_{nl}}{v_n^2}A_{\alpha l}\right) - \frac{i}{\varepsilon_F}\left(\frac{\varepsilon_F}{T_c}\right)^2 \frac{7\zeta(3)}{10\pi^2}\left[\left(1 - \frac{186\zeta(5)}{49\pi^2\zeta(3)}\frac{m^* v_n^2}{2\varepsilon_F}\left(\frac{\varepsilon_F}{T_c}\right)^2\right)\left(v_{nl}\frac{\partial A_{\alpha l}}{\partial R_j} + v_{nj}\frac{\partial A_{\alpha l}}{\partial R_l}\right) + v_{nl}\frac{\partial A_{\alpha j}}{\partial R_l}\right] +$$

$$+ \frac{7\zeta(3)v_F^2}{80\pi^2 T_c^2}\left[1 - \frac{930\zeta(5)}{49\pi^2\zeta(3)}\frac{m^* v_n^2}{2\varepsilon_F}\left(\frac{\varepsilon_F}{T_c}\right)^2\right]\left(\frac{\partial^2 A_{\alpha j}}{\partial \mathbf{R}^2} + 2\frac{\partial^2 A_{\alpha l}}{\partial R_j \partial R_l}\right) + \left[O(A^3)\right]_{\alpha j} = 0. \qquad (13)$$

Здесь $\zeta(x)$ — дзета-функция Римана. В (13) учтено, что химический потенциал $\mu(T) \approx \varepsilon_F$ при $T \approx T_c \ll \varepsilon_F = p_F^2/2m^*$. При $v_n = 0$ уравнение (13) совпадает с уравнением ГЛ из [5,6,12,13,15], а при $v_n \sim 2T_c/p_F$ теория возмущений не применима и найденные поправки становятся по величине порядка исходных коэффициентов в уравнении ГЛ (при $v_n = 0$).

Заключение

Мы пренебрегали эффектами сильной связи, которые, как известно (см., например, [6,10,14,16]), стабилизируют ^{3}He-A при давлениях $P > P_{PCP} \approx 21{,}2$ бар (давление в поликритической точке ^{3}He при $H = 0$) и малы в ^{3}He-B при низких давлениях. В связи с этим подчеркнем, что главным результатом данной статьи являются найденные поправки к коэффициентам при градиентах ПП в уравнении ГЛ (13), которые обусловлены влиянием однородного потока со скоростью v_n нормальной компоненты СФЖ типа ^{3}He с p-спариванием. Причем эти поправки не сводятся только к «удлинению» пространственных производных $\partial/\partial R_l \to \partial/\partial R_l - i2m^* v_{nl}/\hbar$ в уравнении ГЛ во втором порядке теории возмущений по градиентам ПП (см. [8]), а содержат кроме этого дополнительный вклад. Дополнительные по сравнению с [8] поправки в уравнении (13) даже при условии, что $v_n \ll 2T_c/p_F$ могут достигать по величине $\sim 10\%$ от значений коэффициентов при $v_n = 0$, и, таким образом, могут быть не только сравнимы, но и превышать по величине (в зависимости от значений v_n) «нетривиальные» поправки [8] к этим же коэффициентам, обусловленные влиянием эффектов сильной связи в ^{3}He. Следовательно, учет найденных нами поправок в уравнении ГЛ может быть важен прежде всего для ^{3}He-B и свидетельствует о деформации ПП при $v_n \neq 0$.

Отметим, наконец, что полученное нами ИД уравнение в форме (1) и (6) справедливо в общем случае триплетного спаривания ($s = 1$, l — любое нечетное число) и поэтому может быть использовано для вывода уравнения ГЛ не только в случае p-спаривания, но и при учете эффектов f-спаривания ($l = 3$), которые могут играть роль в сверхтекучих фазах ^{3}He (см., например, [17]).

В заключение выражаю благодарность С. В. Пелетминскому за внимание к работе и ее обсуждение.

1. А. Н. Тарасов, *ФНТ* **21**, 24 (1995).
2. В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко, А. А. Рожков, *Физ. ЭЧАЯ* **19**, 1440 (1988).
3. V. V. Krasil'nikov, S. V. Peletminskij, and A. A. Yatsenko, *Physica* **A162**, 513 (1990).
4. А. И. Ахиезер, В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко, *УФН* **163**, 1 (1993).
5. A. J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975).
6. В. П. Минеев, *УФН* **139**, 303 (1983).
7. D. Rainer and J. W. Serene, *Phys. Rev.* **B13**, 4745 (1976).
8. J. W. Serene and D. Rainer, *Phys. Rev.* **B17**, 2901 (1978).
9. J. W. Serene and D. Rainer, *Phys. Rep.* **101**, 221 (1983).
10. D. Vollhardt and P. Wölfle, *The Superfluid Phases of Helium 3*, Taylor and Francis, London (1990).
11. П. Н. Брусов, В. Н. Попов, *Сверхтекучесть и коллективные свойства квантовых жидкостей*, Наука, Москва (1988).
12. А. Н. Тарасов, *Препринт ХФТИ* 92–29, Харьков (1992).
13. А. Н. Тарасов, *ВАНТ, сер. Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)*, вып. 3(24), 176 (1992).
14. *Сверхтекучесть гелия-3*, сб. статей, И. М. Халатников (ред.), Мир, Москва (1977).
15. V. Ambegaokar, P. G. de Gennes, and D. Rainer, *Phys. Rev.* **A9**, 2676 (1974).
16. W. F. Brinkman, J. W. Serene, and P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **A10**, 2386 (1974).
17. J. A. Sauls, *Phys. Rev.* **B34**, 4861 (1986).

About corrections in the Ginzburg-Landau equations caused by the normal component flow of a superfluid Fermi liquid with triplet p-wave pairing

A. N. Tarasov

The Ginzburg-Landau (GL) equation is derived for the spatially inhomogeneous order parameter (OP) of the ^{3}He — type superfluid Fermi liquid (SFL) (composed of electrically neutral fermions with triplet p-wave pairing) with a homogeneous flow of the normal component of SFL when the velocity $v_n << 2T_c/p_F$ (T_c is the phase transition temperature from normal to the superfluid state, p_F is the Fermi momentum). The integral-differential equation for the OP is used and it is valid at the temperatures near T_c without taking into account the strong-coupling (SC) effects. The main results of this article are the corrections (caused by the effect of $v_n \neq 0$) obtained in the perturbative theory to the coefficients at gradients of the OP in the GL equation. These corrections testify to deformation of the OP due to the SFL flow with the velocity v_n. They can be not only comparable with but even exceed in magnitude (even on the condition that $v_n << 2T_c/p_F$) the so called «nontrivial» SC corrections to the same coefficients. Our results can therefore be of practical importance mainly for ^{3}He-B at low pressures (when the SC effects are diminished).