Физика низких температур, 1998, т. 24, № 5, с. 429–437

К теории сверхтекучей ферми-жидкости с триплетным спариванием в магнитном поле

А. Н. Тарасов

Институт теоретической физики,
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1
E-mail: antarasov@kipt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 3 декабря 1997 г.

В фермижидкостном подходе, обобщенном на сверхтекучие системы, получены общие формулы для нормальной и аномальной функций распределения (ФР) квазичастиц сверхтекучей ферми-жидкости (СФЖ) из электронейтральных фермионов с триплетным спариванием (спин пары $s = 1$, орбитальный момент пары l — любое нечетное число) в постоянном однородном магнитном поле с учетом обменного фермижидкостного взаимодействия Ландау при температурах $0 < T < T_c$ (T_c — температура фазового перехода из нормального в сверхтекучее состояние). При этом не использовался явный вид функционала энергии (ФЭ) для СФЖ. В случае ФЭ квадратичного по ФР получена связанная система уравнений для параметра порядка, энергии квазичастиц и эффективного магнитного поля для рассматриваемой СФЖ. Найденные ФР и система уравнений применимы для описания как унитарных, так и неунитарных фаз сверхтекучего ^{3}He в магнитном поле и, в частности, для нахождения намагниченности и магнитной восприимчивости этих фаз.

В фермірідинному підході, узагальненому на надплинні системи, отримано загальні формули для нормальної і аномальної функцій розподілу (ФР) квазічастинок надплинної фермі-рідини (НФР) з електронейтральних ферміонів з триплетним спарюванням (спін пари $s = 1$, орбітальний момент пари l — будь-яке непарне число) у постійному однорідному магнітному полі з урахуванням обмінної фермірідинної взаємодії Ландау при температурах $0 < T < T_c$ (T_c — температура фазового переходу з нормального у надплинний стан). При цьому не застосовувався явний вираз функціонала енергії (ФЕ) для НФР. У випадку ФЕ квадратичного по ФР отримано зв’язану систему рівнянь для параметра порядку, енергії квазічастинок й ефективного магнітного поля для НФР, що розглядається. Знайдені ФР і система рівнянь можуть бути застосовані для опису як унітарних, так і неунітарних фаз надплинного ^{3}He у магнітному полі і, зокрема, для знаходження намагніченості й магнітної сприйнятливості цих фаз.

PACS: **67.57.–z**

Введение

Работа посвящена теоретическому изучению сверхтекучей ферми-жидкости (СФЖ) с триплетным спариванием в магнитном поле. Рассматривается СФЖ электронейтральных фермионов, обладающих магнитным моментом. К таким СФЖ относятся, например, сверхтекучие фазы ^{3}He, а также нейтронная жидкость в сверхтекучем состоянии внутри нейтронных звезд. Эти объекты исследовались различными методами во многих работах (см., например, обзоры [1–4], монографии [5–7] и приведенные там ссылки). Мы не будем подробно освещать обширную литературу, посвященную СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле, однако отметим работу [8]. В этой работе приведены решения уравнений Горькова для нормальных и аномальных температурных функций Грина в общем случае СФЖ с триплетным спариванием в однородном постоянном магнитном поле. Автор [8] ограничился рассмотрением покоящейся фазы ^{3}He-B (это одна из унитарных фаз сверхтекучего ^{3}He) в магнитном поле, при описании которой учитывал только p-спаривание атомов ^{3}He и использовал так называемое приближение слабой связи, справедливое при низких давлениях. В [8] получена связанная система нелинейных уравнений для параметра порядка и эффективного магнитного поля внутри ^{3}He-B, а также найдено выражение для магнитной восприимчивости ^{3}He-B с учетом обменных нормальных фермижидкостных (НФЖ) амплитуд Ландау F_0^a и F_2^a. Учет $F_2^a \neq 0$ значительно усложнил исследование ^{3}He-B в магнитном поле при конечных температурах. Полученная система уравнений в [8] решена численно при различных значениях магнитного поля и температурах $0 < T < T_c$ (T_c — температура фазового перехода из нормального в сверхтекучее состояние) и из сравнения с экспериментом сделан вывод о том, что теория слабой связи не позволяет правильно объяснить переход из ^{3}He-B в ^{3}He-A в достаточно сильных магнитных полях. Хотя полученный в [8] результат для нелинейной магнитной восприимчивости ^{3}He-B хорошо согласуется с экспериментом в области слабых полей, но в сильных магнитных полях возникает заметное расхождение с экспериментом. На это обращалось внимание и в [9], где кроме p-спаривания учтены и эффекты f-спаривания в ^{3}He-B при расчете нелинейной магнитной восприимчивости, которая найдена с помощью теории возмущений с точностью до квадратичных членов по малому параметру $\gamma H/\Delta(T)$ (γ — гиромагнитное отношение для атома ^{3}He; H — внешнее магнитное поле; $\Delta(T)$ — щель в энергетическом спектре квазичастиц) в приближении слабой связи в квазиклассической теории.

В связи с некоторыми отклонениями предсказаний теории для СФЖ с триплетным спариванием от экспериментальных результатов представляет интерес использование других теоретических подходов. В работах [10–13] был развит альтернативный метод описания сверхтекучих ферми-систем в модели ферми-жидкости, в котором вместо формализма температурных функций Грина используются более простые величины — нормальные и аномальные «функции распределения» (ФР) квазичастиц, подчиняющиеся нелинейному уравнению самосогласования.

Главной целью данной работы является вывод на основе фермижидкостного метода, развитого в [10–13], общих выражений для нормальной и аномальной ФР квазичастиц СФЖ с триплетным спариванием (спин пары $s = 1$, орбитальный момент пары l — любое нечетное число) в постоянном однородном магнитном поле при температурах $0 < T < T_c$. Эти выражения для ФР, справедливые как для унитарных, так и для неунитарных фаз СФЖ с триплетным спариванием, представляют самостоятельный интерес и обобщают результаты работы [14] на случай наличия магнитного поля и обменных НФЖ взаимодействий. Подчеркнем, что конкретная структура функциональной зависимости энергии СФЖ от ФР используется лишь на последнем этапе для получения связанной системы нелинейных уравнений самосогласования для параметра порядка (ПП) СФЖ, энергии квазичастиц и эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{p})$ (возникающего внутри СФЖ вследствие перенормировки внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ обменными НФЖ взаимодействиями). В настоящей работе для вывода этой системы уравнений (как и в [14]) использован функционал энергии (ФЭ) СФЖ квадратичный по ФР.

Во втором разделе приведены основные уравнения, эквивалентные уравнению самосогласования, для нормальной и аномальной ФР квазичастиц СФЖ (применимые для случаев и синглетного и триплетного спаривания), а также для определения величин, используемых в последующих разделах для описания СФЖ с триплетным спариванием. В разд. 3 исходя из основных уравнений найден общий вид ФР квазичастиц, справедливый как для унитарных, так и для неунитарных фаз СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле с учетом обменных НФЖ взаимодействий. Также приведено выражение для намагниченности СФЖ в магнитном поле через нормальную ФР и получена связанная система уравнений для векторного ПП $\Delta(\mathbf{p})$, энергии квазичастиц и эффективного магнитного поля внутри рассматриваемой СФЖ в случае ФЭ квадратичного по ФР. В разд. 4 из общих формул для ФР получены выражения для ФР в частных случаях — для унитарных фаз ($|\Delta(\mathbf{p}) \times \Delta^*(\mathbf{p})| = 0$) при $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{p})$ произвольного направления в пространстве и неунитарных ($|\Delta(\mathbf{p}) \times \Delta^*(\mathbf{p})| \neq 0$) фаз СФЖ в магнитном поле при $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{p}) \parallel i[\Delta(\mathbf{p}), \Delta^*(\mathbf{p})]$. В заключении коротко обсуждаются полученные результаты.

2. Основные уравнения для сверхтекучей ферми-жидкости в магнитном поле

Для описания СФЖ (как с синглетным, так и с триплетным спариванием) в постоянном однородном магнитном поле $\mathbf{H}$ введем в соответствии с [10–13] ФЭ $E(f, g, g^+; H)$, зависящий от нормальной $f_{12} \equiv \mathrm{Sp}\, \rho a_2^+ a_1$ и аномальных ФР квазичастиц $g_{12} \equiv \mathrm{Sp}\, \rho a_2 a_1$,

$g^+_{12} \equiv \mathrm{Sp}\,\rho a^+_2 a^+_1$ (ρ — статистический оператор; a^+_1 и a_1 — операторы рождения и уничтожения ферми-квазичастиц в состоянии $1 \equiv \mathbf{p}_1$, s_1, где $\mathbf{p}_1$ — импульс, s_1 — проекция спина на ось квантования). В дальнейшем будем предполагать, что ФЭ взаимодействия для СФЖ инвариантен относительно фазовых преобразований и вращений как в координатном, так и в спиновом пространстве. Такая вращательная инвариантность ФЭ означает, что мы учитываем наиболее сильные обменные НФЖ взаимодействия и пренебрегаем слабыми релятивистскими взаимодействиями в СФЖ и, в частности, для СФЖ с триплетным спариванием (каковыми являются сверхтекучие фазы ^{3}He) мы пренебрегаем слабым магнитно-дипольным взаимодействием между фермионами (ядра атомов ^{3}He обладают магнитным дипольным моментом), что является оправданным в достаточно сильных магнитных полях ($H >> 30$ Гс для ^{3}He [2]). Функционал энергии может, например, иметь следующий вид:

$$E(f,\, g,\, g^+;\, H) = E_0(f;\, H) + E_1(f) + E_2(g,\, g^+)\ . \quad (1)$$

Здесь $E_0(f;\, H)$ — энергия невзаимодействующих фермионов в магнитном поле, которую запишем в виде

$$E_0(f;\, H) = \sum_{1,2} [\varepsilon_0(p_1)\delta_{s_1 s_2} - \mu_n H_\alpha(\sigma_\alpha)_{s_1 s_2}] f_{s_1 s_2}(\mathbf{p}_1)\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}\ , \quad (2)$$

где $\varepsilon_0(p) = p^2/2m$ — энергия фермиона в пренебрежении фермижидкостными взаимодействиями; m — масса свободного фермиона; μ_n — магнитный дипольный момент фермиона; σ_α — матрицы Паули ($\alpha = 1, 2, 3$; компоненты векторов в спиновом пространстве будем обозначать греческими буквами). В (1) входит $E_1(f)$ — ФЭ, обладающий указанными свойствами симметрии, который описывает НФЖ взаимодействия:

$$E_1(f) = \frac{1}{2V} \times \sum_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} [f_0(\mathbf{p}_1)F_1(\mathbf{p}_1\,,\,\mathbf{p}_2)f_0(\mathbf{p}_2) + f_\alpha(\mathbf{p}_1)F_2(\mathbf{p}_1\,,\,\mathbf{p}_2)f_\alpha(\mathbf{p}_2)] \quad (3)$$

(V — объем, занимаемый СФЖ). Здесь и в (2) учтено, что в пространственно однородном случае, который мы рассматриваем,

$$f_{12} = f_{s_1 s_2}(\mathbf{p}_1)\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} = [f_0(\mathbf{p}_1)\delta_{s_1 s_2} + f_\alpha(\mathbf{p}_1)(\sigma_\alpha)_{s_1 s_2}]\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}. \quad (4)$$

При этом мы полагаем, что сверхтекучая компонента СФЖ в состоянии термодинамического равновесия покоится, т.е. ее скорость $v_s = 0$ (подробнее об условии пространственной однородности в СФЖ см. в [10–13]).

В (3) для $E_1(f)$ входят НФЖ функции взаимодействия квазичастиц F_1 и F_2 (введенные Ландау [15,16]), которые можно упростить для изотропной ферми-жидкости (например, для ^{3}He). В этом случае для $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$, лежащих на ферми-поверхности, функции $F_1(\mathbf{p}_1\,,\,\mathbf{p}_2)$ и $F_2(\mathbf{p}_1\,,\,\mathbf{p}_2)$ зависят только от угла θ между $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$ и поэтому их можно разложить в ряды по полиномам Лежандра:

$$F_{1,2}(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1)F^{(l)}_{1,2}\, P_l(\cos\theta)\ .$$

Как правило, ограничиваются учетом лишь нескольких первых членов этого разложения. Так, в [8] в разложении обменной функции взаимодействия квазичастиц F_2 учли только $F^{(0)}_2$ и $F^{(2)}_2$ (в используемых здесь обозначениях), положив равными нулю остальные обменные НФЖ амплитуды Ландау для ^{3}He, т.е. $F^{(l)}_2 = 0$ при $l > 2$.

Наконец, последнее слагаемое $E_2(g,\, g^+)$ в (1), удовлетворяющее перечисленным выше свойствам инвариантности, можно выбрать в квадратичном по g виде в случае и синглетного, и триплетного спаривания в СФЖ, т.е.

$$E_2(g,\, g^+) = \frac{1}{V} \times \sum_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} [g^*_0(\mathbf{p}_1)L_s(\mathbf{p}_1,\,\mathbf{p}_2)g_0(\mathbf{p}_2) + g^*_\alpha(\mathbf{p}_1)L_t(\mathbf{p}_1,\,\mathbf{p}_2)g_\alpha(\mathbf{p}_2)], \quad (5)$$

где учтено, что в пространственно однородном случае

$$(g_0)_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} = g_0(\mathbf{p}_1)\delta_{\mathbf{p}_1\,,\,-\mathbf{p}_2}\ , \quad (g_\alpha)_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} = g_\alpha(\mathbf{p}_1)\delta_{\mathbf{p}_1\,,\,-\mathbf{p}_2}\ ,$$

причем, так как для фермионов $g_{12} = -g_{21}$, то

$$g_0(\mathbf{p}) = g_0(-\mathbf{p}) = \frac{1}{2}\,\mathrm{Sp}_s\, g(\mathbf{p})\sigma_2\ ,$$
$$g_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{1}{2i}\,\mathrm{Sp}_s\, g(\mathbf{p})\sigma_2\sigma_\alpha = -g_\alpha(-\mathbf{p})\ . \quad (6)$$

В (5) входят аномальные фермижидкостные (АФЖ) функции взаимодействия квазичастиц (введенные в [10–13]), приводящие к синглетному спариванию при $L_s(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \neq 0$ и к триплетному спариванию при $L_t(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \neq 0$.

Отметим, что в формуле (1) вместо $E_2(g, g^+)$ можно использовать другой ФЭ, например, существенно нелинейный (неквадратичный) по аномальным ФР (подобный тому ФЭ, который для СФЖ только с синглетным спариванием применялся в [17]). Выбор конкретной структуры ФЭ диктуется соответствующей постановкой задачи для СФЖ. Как уже отмечалось во введении, основная цель работы — получить общую структуру нормальной и аномальной ФР квазичастиц для СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле при температурах $0 < T < T_c$ с учетом обменных НФЖ амплитуд Ландау. Для этого не нужно использовать явный вид ФЭ для СФЖ. Знание общего вида ФР позволяет затем при конкретном выборе ФЭ получать соответствующую систему уравнений для векторного ПП, энергии квазичастиц и эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{p})$ для рассматриваемой СФЖ с триплетным спариванием. Это будет продемонстрировано в разд. 3 на примере ФЭ типа (5) при $L_s(\mathbf{p}_1,\mathbf{p}_2) \equiv 0$.

Как показано в [10–13], ФР квазичастиц f_{12} и g_{12} удовлетворяют уравнениям (справедливым для СФЖ как с синглетным, так и с триплетным спариванием), которые эквивалентны уравнению самосогласования, но более удобны для конкретных приложений и имеют следующий вид:

$$g = K\tilde{n}X + K(1 - n)X \,, \tag{7}$$

$$f = Kn + X(1 - \tilde{n})X^+K \,, \tag{8}$$

где

$$K = (1 + XX^+)^{-1} \,, \tag{9}$$

$$n = \{\exp\,[\beta(\xi - X\Delta^+)] + 1\}^{-1} \quad (\beta \equiv T^{-1}) \,. \tag{10}$$

Здесь матрица X удовлетворяет уравнению

$$\xi X + X\tilde{\xi} + \Delta - X\Delta^+X = 0 \,, \quad \tilde{X} = -X \tag{11}$$

($\sim$ — знак транспонирования матрицы), а матрица ξ определяется формулой [10–13,18]

$$\xi_{12}(f;\, H) = \varepsilon_{12}(f;\, H) - (\mathbf{v}_n\mathbf{p}_1 + \mu)\delta_{12} \,, \tag{12}$$

где

$$\varepsilon_{12}(f;\, H) = \frac{\partial E(f,\, g,\, g^+;\, H)}{\partial f_{21}} =$$
$$= \varepsilon_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}(\,f\,)\,\delta_{s_1s_2} + (\xi_\beta(f;\, H))_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}(\sigma_\beta)_{s_1s_2} \,.$$

В пространственно однородном случае в соответствии с (4) имеем

$$\xi_{12} = \xi_{s_1s_2}(\mathbf{p}_1)\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} = [\xi_0(\mathbf{p}_1)\delta_{s_1s_2} + \xi_\beta(\mathbf{p}_1)(\sigma_\beta)_{s_1s_2}]\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} \,, \tag{13}$$

где

$$\xi_0(\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{p}) - (\mathbf{v}_n\mathbf{p} + \mu) \,,$$
$$\xi_\beta(\mathbf{p}) = \varepsilon_\beta(\mathbf{p}) - \mu_n\, H_\beta \equiv -\,\mu_n(H_{\text{eff}}(\mathbf{p}))_\beta \,. \tag{14}$$

Здесь $\mathbf{v}_n$ — скорость нормальной компоненты СФЖ; μ — химический потенциал. В (14) входит $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon(p)$ — энергия квазичастицы с учетом необменных НФЖ амплитуд взаимодействия, а также функции $\varepsilon_\beta(\mathbf{p})$, учитывающие влияние обменных НФЖ амплитуд взаимодействия Ландау и связанные с эффективным магнитным полем $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{p})$ внутри СФЖ (функции $\xi_\beta(\mathbf{p})$ не учитывались авторами [14]).

В (10), (11) явным образом входит матрица Δ_{12} (представляющая собой ПП для СФЖ), которая при наличии в СФЖ только триплетного спаривания ($L_s(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \equiv 0$, см. (5)) имеет следующий вид в пространственно однородном случае:

$$\Delta_{12} = 2\,\frac{\partial E(g,\, g^+)}{\partial g^+_{21}} = i\Delta_\alpha(\mathbf{p}_1)(\sigma_\alpha\sigma_2)_{s_1s_2}\,\delta_{\mathbf{p}_1\,,\,-\mathbf{p}_2} \,,$$
$$\Delta_\alpha(-\mathbf{p}) = -\Delta_\alpha(\mathbf{p}) \,. \tag{15}$$

Заметим, что от конкретного выбора ФЭ $E(g, g^+)$ зависит функция $\Delta_\alpha(\mathbf{p})$, но не спиновая структура выражения (15) для Δ_{12}, которую мы будем использовать в последующих разделах.

3. Общие формулы для функций распределения квазичастиц и уравнения самосогласования для СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле

Теперь, чтобы найти общий вид ФР g и f из уравнений (7), (8), необходимо сначала решить уравнение (11) для матрицы X. В соответствии с (15) будем искать матрицу X в виде

$$X_{12} = iX_\alpha(\mathbf{p}_1)(\sigma_\alpha\sigma_2)_{s_1s_2}\,\delta_{\mathbf{p}_1\,,\,-\mathbf{p}_2} \,, \quad X_\alpha(-\mathbf{p}) = -X_\alpha(\mathbf{p}) \tag{16}$$

и сделаем при этом предположение о том, что

$$\xi_\alpha(\mathbf{p}) = \xi_\alpha(-\mathbf{p}) \ . \qquad (17)$$

Тогда из (11) получаем следующее уравнение для $\mathbf{X}(\mathbf{p})$:

$$2\Sigma(\mathbf{p})X_\alpha(\mathbf{p}) + \Delta_\alpha(\mathbf{p}) +$$

$$+ \Delta^*_\alpha(\mathbf{p})M(\mathbf{p}) + i2e_{\alpha\beta\gamma}\,\xi_\beta(\mathbf{p})X_\gamma(\mathbf{p}) = 0 \qquad (18)$$

($e_{\alpha\beta\gamma}$ — абсолютно антисимметричный тензор). Здесь введены величины:

$$\Sigma(\mathbf{p}) \equiv z(\mathbf{p}) - X_\beta(\mathbf{p})\Delta^*_\beta(\mathbf{p}) \ ,$$
$$(19)$$
$$z(\mathbf{p}) \equiv \frac{\xi_0(\mathbf{p}) + \xi_0(-\mathbf{p})}{2} = \varepsilon(p) - \mu \ , \quad M(\mathbf{p}) \equiv \mathbf{X}^2(\mathbf{p}) \ .$$

В результате решения уравнения (18) получаем

$$X_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{\Delta_\beta(\mathbf{p}) + \Delta^*_\beta(\mathbf{p})M(\mathbf{p})}{2\Sigma(\mathbf{p})[\xi^2(\mathbf{p}) - \Sigma^2(\mathbf{p})]} \times$$

$$\times [\delta_{\alpha\beta}\,\Sigma^2(\mathbf{p}) - \xi_\beta(\mathbf{p})\xi_\alpha(\mathbf{p}) + i\Sigma(\mathbf{p})e_{\alpha\beta\gamma}\,\xi_\gamma(\mathbf{p})] \ , \qquad (20)$$

где, согласно (19),

$$M = \frac{2\Sigma(\Sigma - z)(\xi^2 - \Sigma^2) - \eta(\mathbf{l}\cdot\xi)\Sigma - \Delta_\beta\Delta^*_\gamma(\xi_\beta\xi_\gamma - \delta_{\beta\gamma}\,\Sigma^2)}{\Delta^*_\lambda\Delta^*_\nu(\xi_\lambda\xi_\nu - \delta_{\lambda\nu}\,\Sigma^2)} . \qquad (21)$$

Для сокращения записи в формуле (21) у всех функций опущен аргумент $\mathbf{p}$ и введен вещественный единичный вектор

$$\mathbf{l}(\mathbf{p}) \equiv \frac{i}{\eta(\mathbf{p})}\,[\Delta(\mathbf{p}) \times \Delta^*(\mathbf{p})] \ . \qquad (22)$$

Заметим, что величина $\eta(\mathbf{p}) \equiv |\Delta(\mathbf{p}) \times \Delta^*(\mathbf{p})|$ отлична от нуля для неунитарных состояний СФЖ с триплетным спариваением.

Исходя из (19) и учитывая (18),(20),(21), можно показать, что функция $\Sigma^2(\mathbf{p})$ удовлетворяет квадратному уравнению, решениями которого являются

$$\Sigma^2_{1,2}(\mathbf{p}) = \frac{1}{4}\,[E_+(\mathbf{p}) \pm E_-(\mathbf{p})]^2 \ . \qquad (23)$$

Здесь функции $E_\pm(\mathbf{p})$, представляющие собой по физическому смыслу энергии квазичастиц СФЖ (с проекциями спина вдоль и против магнитного поля), как в неунитарных (при $\eta \neq 0$), так и в унитарных фазах (при $\eta = 0$) имеют вид (ср. с формулой (4) в [8])

$$E^2_\pm(\mathbf{p}) \equiv \alpha(\mathbf{p}) \pm \sqrt{\beta^2(\mathbf{p}) + \gamma^2(\mathbf{p})} \ , \qquad (24)$$

где

$$\alpha(\mathbf{p}) \equiv |\Delta(\mathbf{p})|^2 + z^2(\mathbf{p}) + \xi^2(\mathbf{p}) \ ,$$

$$\beta^2(\mathbf{p}) \equiv [\eta(\mathbf{p})\mathbf{l}(\mathbf{p}) + 2z(\mathbf{p})\xi(\mathbf{p})]^2 \ ,$$

$$\gamma^2(\mathbf{p}) \equiv 4|\xi(\mathbf{p})\cdot\Delta(\mathbf{p})|^2 \ .$$

Теперь представим в пространственно однородном случае, учитывая (13),(14) и (16), матрицу n_{12} (см. (10)) в виде

$$n_{12} = \delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}[N^0_{\mathbf{p}_1}\,\delta_{s_1s_2} + N^{||}_{\mathbf{p}_1}\,\hat{h}_\nu(\mathbf{p}_1)(\sigma_\nu)_{s_1s_2}] \ , \qquad (25)$$

где

$$N^0_{\mathbf{p}} \equiv \frac{1}{2}\,[N^{(+)}_{\mathbf{p}} + N^{(-)}_{\mathbf{p}}] \ , \quad N^{||}_{\mathbf{p}} \equiv \frac{1}{2}\,[N^{(+)}_{\mathbf{p}} - N^{(-)}_{\mathbf{p}}] \ , \qquad (26)$$

$$N^{(\pm)}_{\mathbf{p}} \equiv \left\{\exp\left[\beta\left(\frac{\xi_0(\mathbf{p}) - \xi_0(-\mathbf{p})}{2} + \Sigma(\mathbf{p}) \pm |\mathbf{h}(\mathbf{p})|\right)\right] + 1\right\}^{-1} , \qquad (27)$$

$$h_\alpha(\mathbf{p}) \equiv \xi_\alpha(\mathbf{p}) - ie_{\alpha\beta\gamma}\,X_\beta(\mathbf{p})\Delta^*_\gamma(\mathbf{p}) \ , \quad \hat{h}_\alpha \equiv \frac{h_\alpha}{|\mathbf{h}|} \ . \qquad (28)$$

Причем, при условии (17) справедливо свойство

$$h_\alpha(-\mathbf{p}) = h_\alpha(\mathbf{p}) \ . \qquad (29)$$

Введем также следующие величины:

$$A(\mathbf{p}) = \frac{a(\mathbf{p})}{a^2(\mathbf{p}) - b^2(\mathbf{p})} \ , \quad \mathbf{B}(\mathbf{p}) = -\frac{\mathbf{b}(\mathbf{p})}{a^2(\mathbf{p}) - b^2(\mathbf{p})} \ ,$$

$$(b \equiv |\mathbf{b}|) \ , \qquad (30)$$

$$a(\mathbf{p}) \equiv 1 + X_\alpha(\mathbf{p})X^*_\alpha(\mathbf{p}) \ , \quad b_\alpha(\mathbf{p}) \equiv ie_{\alpha\beta\gamma}\,X_\beta(\mathbf{p})\,X^*_\gamma(\mathbf{p})$$

.

В результате, учитывая формулы (9),(16),(25)–(30), получаем из (7) следующее выражение для аномальной ФР квазичастиц в пространственно однородном случае (см. (6)):

$$g_\alpha(\mathbf{p}) = (1 - N^0_{\mathbf{p}} - N^0_{-\mathbf{p}})[X_\alpha(\mathbf{p})A(\mathbf{p}) - ie_{\alpha\beta\gamma}\,X_\beta(\mathbf{p})B_\gamma(\mathbf{p})] -$$

$$- (N^{||}_{\mathbf{p}} + N^{||}_{-\mathbf{p}})\,\{-ie_{\alpha\beta\gamma}\,X_\beta(\mathbf{p})\hat{h}_\gamma(\mathbf{p})A(\mathbf{p}) +$$

$$+ [X_\alpha(\mathbf{p})B_\beta(\mathbf{p}) + X_\beta(\mathbf{p})B_\alpha(\mathbf{p})]\,\hat{h}_\beta(\mathbf{p})\} \ ,$$

$$g_0(\mathbf{p}) = (N^{||}_{\mathbf{p}} - N^{||}_{-\mathbf{p}}) \times$$

$$\times [e_{\alpha\beta\gamma}\,X_\alpha(\mathbf{p})B_\beta(\mathbf{p})\hat{h}_\gamma(\mathbf{p}) - iA(\mathbf{p})X_\beta(\mathbf{p})\hat{h}_\beta(\mathbf{p})] \ , \qquad (31)$$

а для нормальной ФР $f_0(\mathbf{p})$ и $f_\alpha(\mathbf{p})$ (см. (4)) из (8) найдем

$$f_0(\mathbf{p}) = 1 - N^0_{-\mathbf{p}} +$$

$$+ (N^0_{\mathbf{p}} + N^0_{-\mathbf{p}} - 1)\, A(\mathbf{p}) + (N^{\|}_{\mathbf{p}} + N^{\|}_{-\mathbf{p}})\, B_\alpha(\mathbf{p})\, \hat{h}_\alpha(\mathbf{p}) ,$$

$$f_\alpha(\mathbf{p}) = (N^0_{\mathbf{p}} + N^0_{-\mathbf{p}} - 1)\, B_\alpha(\mathbf{p}) +$$

$$+ N^{\|}_{\mathbf{p}} [A(\mathbf{p})\, \hat{h}_\alpha(\mathbf{p}) - ie_{\alpha\beta\gamma}\, \hat{h}_\beta(\mathbf{p}) B_\gamma(\mathbf{p})] - N^{\|}_{-\mathbf{p}} \times$$

$$\times [W_\alpha(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) + (ie_{\alpha\beta\gamma}\, W_\beta(\mathbf{p}) + b_\alpha(\mathbf{p}) \hat{h}_\gamma(\mathbf{p}))\, B_\gamma(\mathbf{p})] , \tag{32}$$

где

$$W_\alpha(\mathbf{p}) \equiv [(a(\mathbf{p}) - 1)\delta_{\alpha\beta} - X_\alpha(\mathbf{p}) X^*_\beta(\mathbf{p}) -$$

$$- X^*_\alpha(\mathbf{p}) X_\beta(\mathbf{p})]\, \hat{h}_\beta(\mathbf{p}) .$$

Таким образом, полученные формулы (31), (32) для аномальной и нормальной ФР квазичастиц в СФЖ вместе с формулами (20), (21) для $X_\alpha(\mathbf{p})$ и (23),(24) для $\Sigma(\mathbf{p})$, а также (26)–(28), (30) позволяют решить поставленную задачу в общем случае триплетного спаривания (спин пары $s = 1$, орбитальный момент пары l — любое нечетное число) в магнитном поле при температурах $0 < T < T_c$. Функции распределения (31), (32) являются более общими, чем соответствующие результаты статьи [14] (см. также [12,13]), так как здесь учтено влияние на СФЖ внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ и обменных НФЖ взаимодействий (т.е. $\xi(\mathbf{p}) \neq 0$ и см. (17)).

Заметим, что, зная вид (32) для ФР $f_\alpha(\mathbf{p})$, можно найти намагниченность $\mathbf{M}$, возникающую в СФЖ в магнитном поле $\mathbf{H}$ с учетом обменных НФЖ амплитуд Ландау, и, следовательно, магнитную восприимчивость $\chi_{\alpha\beta}$ по формуле

$$M_\alpha = \frac{2\mu_n}{V} \sum_{\mathbf{p}} f_\alpha(\mathbf{p}) = \chi_{\alpha\beta}\, H_\beta . \tag{33}$$

Другими методами намагниченность и магнитная восприимчивость в сверхтекучих фазах ^{3}He при $T \neq 0$ в магнитном поле с учетом только p-спаривания, но без фермижидкостных поправок найдены в [19], а в [8,9] (как уже отмечалось подробнее во введении) эти величины получены для ^{3}He-B с учетом p- и f-спаривания и обменных НФЖ амплитуд Ландау $F_2^{(l)} \neq 0$ при $l = 0, 2$ и $F_2^{(l)} = 0$ при $l > 2$ (в наших обозначениях, см. разд. 2).

Чтобы получить замкнутую систему уравнений для ПП $\Delta(\mathbf{p})$, энергии $\xi_0(\mathbf{p})$ квазичастиц (см. (13)) и эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{p})$ (см. (14)), нужно (как отмечалось в разд. 2) использовать конкретную структуру ФЭ для СФЖ. Для этого выберем ФЭ $E_2(g, g^+)$ вида (5) при $L_s(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = 0$. В силу нечетности ФР $g_\alpha(\mathbf{p})$ (см. (6)) для АФЖ функции взаимодействия $L_t(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ справедливы свойства

$$L_t(-\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) = -L_t(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) = L_t(\mathbf{p}, -\mathbf{p}_1)$$

и поэтому функцию $L_t(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) = L_t(p, p_1, \cos\theta)$ (θ — угол между векторами $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}_1$, лежащими вблизи ферми-поверхности) можно разложить по полиномам Лежандра $P_l(\cos\theta)$, причем $l = 2n + 1$ ($n = 0, 1, 2, \ldots$):

$$L_t(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) = \sum_{l=1,3,\ldots}^{\infty} (2l + 1) L^{(l)}(p, p_1) P_l(\cos\theta) .$$

Из (15) с учетом (5) получаем уравнение для $\Delta_\alpha(\mathbf{p})$:

$$\Delta_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{p}_1} L_t(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) g_\alpha(\mathbf{p}_1) , \tag{34}$$

где функции $g_\alpha(\mathbf{p})$ имеют в общем случае вид (31).

Аналогично из (12)–(14) и (1)–(3) следуют уравнения для энергии квазичастиц $\xi_0(\mathbf{p})$ и функции $\xi(\mathbf{p})$, связанной с эффективным магнитным полем $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{p})$ в СФЖ формулой (14):

$$\xi_0(\mathbf{p}) = \varepsilon_0(p) - (\mathbf{v}_n \cdot \mathbf{p} + \mu) + \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{p}_1} F_1(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1)\, f_0(\mathbf{p}_1), \tag{35}$$

$$\xi_\alpha(\mathbf{p}) = -\,\mu_n H_\alpha + \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{p}_1} F_2(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) f_\alpha(\mathbf{p}_1) , \tag{36}$$

где для ФР $f_0(\mathbf{p})$ и $f_\alpha(\mathbf{p})$ справедливы общие формулы (32). При выводе уравнений (35), (36) учтено, что $F_{1,2}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) = F_{1,2}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p})$. Заметим, что для четности функций $\xi_\alpha(-\mathbf{p}) = \xi_\alpha(\mathbf{p})$ (см. (17)) необходимо, чтобы выполнялось условие $F_2(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) = F_2(-\mathbf{p}, \mathbf{p}_1)$, которое приводит к тому, что $F_2(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1) = F_2(p, p_1, \cos\theta)$ можно разложить по полиномам Лежандра $P_{2n}(\cos\theta)$ ($n = 0, 1, 2, \ldots$) в соответствии с [8].

Таким образом, уравнения (34)–(36), справедливые при выборе ФЭ квадратичного по ФР, совместно с выражениями (31), (32) для ФР позволяют решить общую задачу о триплетном спаривании в СФЖ как в унитарных, так и в неунитарных фазах в магнитном поле с учетом обменных НФЖ взаимодействий и тем самым обобщают результаты работы [14], а также результаты для триплетного спаривания в СФЖ в обзорах [12,13].

4. Функции распределения квазичастиц для унитарных и неунитарных фаз СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле

Исходя из общих формул (31), (32) найдем структуру аномальных и нормальных ФР квазичастиц для некоторых частных случаев СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле.

Сначала рассмотрим унитарные фазы СФЖ, для которых $\eta \equiv |\Delta \times \Delta^*| = 0$. Пусть $\Delta(\mathbf{p}) = \Delta^*(\mathbf{p})$ (случай $\Delta = -\Delta^*$ рассматривается аналогично). Из (31) в этом случае получаем

$$g_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{1}{2R_{1,2}} \times$$

$$\times \left\{(1- N^0_{\mathbf{p}} - N^0_{-\mathbf{p}}) \frac{1}{\Sigma_{1,2}} \left[\xi_\alpha(\xi\cdot\Delta) - \Delta_\alpha \Sigma^2_{1,2} + iz[\xi,\,\Delta]_\alpha\right] + \right.$$

$$\left. + (N^{\|}_{\mathbf{p}} + N^{\|}_{-\mathbf{p}}) \frac{1}{h_{1,2}} \left[\xi_\alpha(\xi\cdot\Delta) - \Delta_\alpha\, \Sigma^2_{2,1} + iz[\xi,\,\Delta]_\alpha\right]\right\}, \tag{37}$$

$$g_0(\mathbf{p}) = (N^{\|}_{\mathbf{p}} - N^{\|}_{-\mathbf{p}}) \frac{i(\xi\cdot\Delta)}{2\Sigma_{1,2}\, h_{1,2}} .$$

Здесь $N^0_{\pm\mathbf{p}}(\Sigma_{1,2})$ и $N^{\|}_{\pm\mathbf{p}}(\Sigma_{1,2})$ имеют вид (26), (27), а остальные функции, у которых для сокращения записи формулы не выписан аргумент, зависят от $\mathbf{p}$. Функции $\Sigma_{1,2}(\mathbf{p})$ определяются формулами (23), а, кроме того, в (37) введена величина (см. (24))

$$R_{1,2}(\mathbf{p}) = \pm E_+(\mathbf{p}) E_-(\mathbf{p}) = \pm \sqrt{\alpha^2(\mathbf{p}) - \beta^2(\mathbf{p}) - \gamma^2(\mathbf{p})} \,. \tag{38}$$

В (37) также входит функция $h_{1,2}(\mathbf{p}) \equiv |\mathbf{h}_{1,2}(\mathbf{p})|$ (см. (28)), для которой при $\Delta(\mathbf{p}) = \Delta^*(\mathbf{p})$ справедлива формула

$$h^2_{1,2} = \Sigma^2_{2,1} - \frac{2(\xi\cdot\Delta)^2(\Sigma^2_{2,1} - \xi^2)}{(\Sigma^2_{1,2} - \xi^2)(\Sigma_{1,2} + z)^2} \,. \tag{39}$$

Здесь и в (37) учтено, что $\Sigma^2_{1,2} - R_{1,2} = \Sigma^2_{2,1}$, как это следует из (23) и (38).

Заметим, что, так как $\Sigma_{1,2}(-\mathbf{p}) = \Sigma_{1,2}(\mathbf{p})$ (см. (19)) и $h_{1,2}(-\mathbf{p}) = h_{1,2}(\mathbf{p})$ (см. (29)), то $N^{\|}_{\mathbf{p}} - N^{\|}_{-\mathbf{p}} \neq 0$ только из-за того, что $\xi_0(\mathbf{p}) - \xi_0(-\mathbf{p}) = -\,2\mathbf{p}\cdot\mathbf{v}_n \neq 0$.

Из формул (32) для нормальной ФР при $\Delta(\mathbf{p}) = \Delta^*(\mathbf{p})$ следует, что

$$f_0(\mathbf{p}) = \frac{1}{2}\,(1 + N^0_{\mathbf{p}} - N^0_{-\mathbf{p}}) + \frac{z}{2R_{1,2}} \times$$

$$\times \left[(1- N^0_{\mathbf{p}} - N^0_{-\mathbf{p}}) \frac{\xi^2 - \Sigma^2_{1,2}}{\Sigma_{1,2}} + (N^{\|}_{\mathbf{p}} + N^{\|}_{-\mathbf{p}}) \frac{\xi^2 - \Sigma^2_{2,1}}{h_{1,2}}\right],$$

$$f_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{1}{2R_{1,2}} \times$$

$$\times \left\{(1 - N^0_{\mathbf{p}} - N^0_{-\mathbf{p}}) \frac{1}{\Sigma_{1,2}} \left[\xi_\alpha(z^2 - \Sigma^2_{1,2}) + \Delta_\alpha(\xi\cdot\Delta)\right] + \right.$$

$$\left. + (N^{\|}_{\mathbf{p}} + N^{\|}_{-\mathbf{p}}) \frac{1}{h_{1,2}} \left[\xi_\alpha(z^2 - \Sigma^2_{2,1}) + \Delta_\alpha(\xi\cdot\Delta)\right]\right\} +$$

$$+ (N^{\|}_{\mathbf{p}} - N^{\|}_{-\mathbf{p}}) \frac{z\xi_\alpha}{2\Sigma_{1,2}\, h_{1,2}} , \tag{40}$$

где, как и в (37), у всех функций, кроме $N^0_{\pm\mathbf{p}}(\Sigma_{1,2})$ и $N^{\|}_{\pm\mathbf{p}}(\Sigma_{1,2})$, аргумент $\mathbf{p}$ не выписан явно. Заметим, что, подставив $f_\alpha(\mathbf{p})$ вида (40) в формулу (33), получаем намагниченность и магнитную восприимчивость для унитарных фаз $(\Delta = \Delta^*)$ СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле (для ^{3}He-B [8,9]).

Заметим также, что во внешнем магнитном поле и при температурах $|T_c - T| << T_c$ из формул (37),(40) следуют в главном приближении теории возмущений по степеням малых $\Delta(\mathbf{p})$ выражения для $f^{(0)}_\alpha(\mathbf{p})$ и $g^{(1)}_\alpha(\mathbf{p})$, которые совпадают (при $|\xi| \neq 0$ и $v_n \neq 0$) с формулами (27) и (41) из [18].

В отсутствие внешнего магнитного поля (при $\xi(\mathbf{p}) = 0$) для унитарных состояний СФЖ (при $\Delta(\mathbf{p}) = \pm\Delta^*(\mathbf{p})$) из (19)–(21) имеем (ср. с (23), (24))

$$\Sigma^2(\mathbf{p}) = E^2(\mathbf{p}) = |\Delta(\mathbf{p})|^2 + z^2(\mathbf{p}) \,, \tag{41}$$

и из (34), (37) получаем уравнение для $\Delta_\alpha(\mathbf{p})$:

$$\Delta_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{p}_1} L_t(\mathbf{p},\, \mathbf{p}_1) \frac{\Delta_\alpha(\mathbf{p}_1)}{E(\mathbf{p}_1)} (N_{\mathbf{p}_1} + N_{-\mathbf{p}_1} - 1) \,, \tag{42}$$

где

$$N_{\mathbf{p}} = \left\{\exp\left[\beta\left(E(\mathbf{p}) + \frac{\xi_0(\mathbf{p}) - \xi_0(-\mathbf{p})}{2}\right)\right] + 1\right\}^{-1} .$$

Исходя из (35) и учитывая (40) для $f_0(\mathbf{p})$, найдем уравнение для $\xi_0(\mathbf{p})$:

$$\xi_0(\mathbf{p}) = \varepsilon_0(p) - (\mathbf{v}_n \cdot \mathbf{p} + \mu) + \frac{1}{4V} \sum_{\mathbf{p}_1} \frac{F_1(\mathbf{p},\mathbf{p}_1)}{E(\mathbf{p}_1)} \times$$

$$\times \{[E(\mathbf{p}_1)+z(\mathbf{p}_1)]N_{\mathbf{p}_1}+[E(\mathbf{p}_1)-z(\mathbf{p}_1)](1-N_{-\mathbf{p}_1})\} , \quad (43)$$

т.е. (42), (43) согласуются с соответствующими уравнениями для унитарных состояний СФЖ в [12–14] (например, ср. с уравнениями (3.47) в [12]).

Теперь рассмотрим неунитарные состояния СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле. Для простоты ограничимся случаем, когда $\xi = \xi \mathbf{l}$ (см. (14), (22)). При этом из (20), (21), (28) следует, что

$$h_\alpha(\mathbf{p}) = h_{1,2}(\mathbf{p}) l_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{l_\alpha(\mathbf{p})}{2\Sigma_{1,2}(\mathbf{p})} [\eta(\mathbf{p}) + 2\xi(\mathbf{p})z(\mathbf{p})] , \quad (44)$$

где

$$\Sigma_{1,2} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{|\Delta|^2 + (z+\xi)^2 + \eta} \pm \sqrt{|\Delta|^2 + (z-\xi)^2 - \eta}\right). \quad (45)$$

Из общих формул (31),(32) в итоге получаем для ФР квазичастиц следующие выражения при $\xi = \xi \mathbf{l}$ ($g_0(\mathbf{p}) = 0$):

$$g_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{1 - N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_1) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_1)}{2R_1} (ih_1[\mathbf{l}, \Delta]_\alpha - \Sigma_1 \Delta_\alpha) +$$

$$+ \frac{1 - N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_2) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_2)}{2R_2} (ih_2[\mathbf{l}, \Delta]_\alpha - \Sigma_2 \Delta_\alpha) , \quad (46)$$

$$f_0(\mathbf{p}) = \frac{1}{2} (1 + N^0_{\mathbf{p}} - N^0_{-\mathbf{p}}) +$$

$$+ [1 - N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_1) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_1)] \frac{\xi h_1 - z\Sigma_1}{2R_1} +$$

$$+ [1 - N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_2) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_2)] \frac{\xi h_2 - z\Sigma_2}{2R_2} , \quad (47)$$

$$f_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{l_\alpha}{2} \left\{ N^{\|}_{\mathbf{p}} - N^{\|}_{-\mathbf{p}} + [1 - N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_1) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_1)] \times \right.$$

$$\left. \times \frac{zh_1 - \xi\Sigma_1}{R_1} + [1 - N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_2) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_2)] \frac{zh_2 - \xi\Sigma_2}{R_2} \right\}. \quad (48)$$

В формулах (45)–(48) у всех функций (кроме $N^0_{\pm\mathbf{p}}$ и $N^{\|}_{\pm\mathbf{p}}$) для краткости записи не выписан аргумент $\mathbf{p}$. Учтено также, что

$$N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_1) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_1) = N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_2) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_2) ,$$
$$N^{\|}_{\mathbf{p}}(\Sigma_1) - N^{\|}_{-\mathbf{p}}(\Sigma_1) = N^{\|}_{\mathbf{p}}(\Sigma_2) - N^{\|}_{-\mathbf{p}}(\Sigma_2) . \quad (49)$$

Функции $R_{1,2}(\mathbf{p})$ теперь определяются формулами

$$R_{1,2}(\mathbf{p}) = \pm R(\mathbf{p}) ,$$
$$R(\mathbf{p}) = \sqrt{[|\Delta|^2 + (z+\xi)^2 + \eta]\,[|\Delta|^2 + (z-\xi)^2 - \eta]} . \quad (50)$$

Формулы (46)–(48) для ФР вместе с уравнениями (34)–(36) обобщают результаты [14] для неунитарных фаз СФЖ на случай наличия внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ и обменных НФЖ взаимодействий при условии, что $\xi = \xi \mathbf{l}$ и согласуются с [14] при $\xi = 0$, $\eta \neq 0$.

Заметим, что при $F^{(l)}_2 = 0$ ($l \geq 2$) $\mathbf{H}_{\text{eff}} \| \mathbf{H}$ (см. [8]) и тогда рассмотренная здесь СФЖ в случае $\mathbf{H}_{\text{eff}} \| \mathbf{l}$ (см. (14)) при p-спаривании сводится, например, к неунитарной $2D$-фазе (планарной фазе) ^{3}He (существование унитарной $2D$-фазы в сверхтекучем ^{3}He предсказывалось в [1,5,20]), а также к A_1- и A_2-фазам ^{3}He (см. [6] и главы 1, 2 в [7]). Однако для описания двух последних фаз может быть существенным учет эффектов сильной связи в ^{3}He [21,24].

5. Заключение

Главным результатом работы являются общие формулы (31), (32) (справедливые при температурах $0 < T < T_c$) для ФР квазичастиц СФЖ с триплетным спариванием (спин пары $s = 1$, орбитальный момент пары l — любое нечетное число) в постоянном однородном магнитном поле с учетом обменных НФЖ взаимодействий. Формулы (31), (32) совместно с уравнениями (34)–(36) (для ПП, энергии квазичастиц и эффективного магнитного поля в СФЖ), полученными с помощью ФЭ квадратичного по ФР, позволяют решить общую задачу о триплетном спаривании в СФЖ как в унитарных, так и в неунитарных фазах в магнитном поле. Причем из (32), (33) можно найти намагниченность и магнитную восприимчивость СФЖ.

Подчеркнем, что формулы (31), (32) для ФР дают возможность получить замкнутую систему уравнений, аналогичных уравнениям (34)–(36), и в случае другого выбора ФЭ для СФЖ в магнитном поле. Например, можно использовать ФЭ существенно нелинейный (неквадратичный) по аномальным ФР для СФЖ с триплетным спариванием. Этот случай представляется интересным и может быть предметом отдельного исследования при учете так называемых эффектов сильной связи [21–24], проявляющихся в СФЖ типа ^{3}He при сравнительно высоких давлениях.

Автор признателен С. В. Пелетминскому за внимание к работе и обсуждение ее результатов.

Работа частично финансировалась Государственным фондом фундаментальных исследований Украины (проект 2.4/378).

1. A. J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975).
2. В. П. Минеев, *УФН* **139**, 303 (1983).
3. J. W. Serene and D. Rainer, *Phys. Rep.* **101**, 221 (1983).
4. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *УФН* **161**, 3 (1991).
5. П. Н. Брусов, В. Н. Попов, *Сверхтекучесть и коллективные свойства квантовых жидкостей*, Наука, Москва (1988).
6. D. Vollhardt and P. Wölfle, *The Superfluid Phases of Helium 3*, Taylor and Francis, London (1990).
7. *Helium Three*, W. P. Halperin and L. P. Pitaevskii (eds.), North-Holland, Amsterdam (1990).
8. N. Schopohl, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 347 (1982).
9. R. S. Fishman and J. A. Sauls, *Phys. Rev.* **B33**, 6068 (1986).
10. В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко, А. А. Рожков, *Физ. ЭЧАЯ* **19**, 1440 (1988).
11. V. V. Krasil'nikov, S. V. Peletminskij, and A. A. Yatsenko, *Physica* **A162**, 513 (1990).
12. А. И. Ахиезер, В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко, *УФН* **163**, 1 (1993).
13. A. I. Akhiezer, V. V. Krasil'nikov, S. V. Peletminskii, and A. A. Yatsenko, *Phys. Rep.* **245**, 1 (1994).
14. А. А. Исаев, С. В. Пелетминский, *УФЖ* **37**, 952 (1992).
15. Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидкостей*, Мир, Москва (1967).
16. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика, Часть 2. Теория конденсированного состояния*, Наука, Москва (1978).
17. А. П. Ивашин, В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, *ФНТ* **19**, 1295 (1993).
18. А. Н. Тарасов, *ФНТ* **21**, 24 (1995).
19. Y. Hasegawa, *Progr. Theor. Phys.* **63**, 1040 (1980).
20. В. Алонсо, В. Н. Попов, *ЖЭТФ* **73**, 1445 (1977).
21. P. W. Anderson and W. F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1108 (1973).
22. W. F. Brinkman, J. W. Serene, and P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **A10**, 2386 (1974).
23. J. W. Serene and D. Rainer, in: *Quantum Fluids and Solids*, S. B. Trickey, E. D. Adams, and J. W. Dufty (eds.), Plenum, New York (1977), p. 111.
24. J. A. Sauls and J. W. Serene, *Phys. Rev.* **B24**, 183 (1981).

On the theory of superfluid Fermi liquid with spin-triplet pairing in magnetic field

A. N. Tarasov

The Landau Fermi liquid approach generalized to superfluid systems is used to derive general formulae for normal and abnormal distribution functions (DF) for quasiparticles of superfluid Fermi liquid (SFL) composed of electrically neutral fermions with spin-triplet pairing (spin of a pair is $s = 1$, orbital moment l of a pair is any odd number) in static and uniform magnetic field, the Landau spin-exchange Fermi liquid interaction at temperatures $0 < T < T_c$ (T_c is the normal-superfluid phase transition temperature) being taken into account. In this case the explicit form of the energy functional (EF) for SFL is not used. A set of coupled equations for order parameter, quasiparticle energy and effective magnetic field is derived for the SFL considered in the case of EF which is quadratic in DF. The obtained DF and the system of equations are applicable for description both unitary and nonunitary phases of superfluid ^{3}He in magnetic field and, in particular, for finding magnetization and magnetic susceptibility of these phases.