Физика низких температур, 2000, т. 26, № 11, с. 1059–1066

Некоторые вопросы теории сверхтекучей ферми-жидкости с триплетным спариванием в магнитном поле

А. Н. Тарасов

Институт теоретической физики, Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1
.E-mail: antarasov@kipt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 16 марта 2000 г., после переработки 11 мая 2000 г.

Получены в явном виде общие выражения для аномальных и нормальных функций распределения (ФР) квазичастиц в произвольных неунитарных фазах сверхтекучей парамагнитной ферми-жидкости, состоящей из электронейтральных фермионов с триплетным спариванием (спин пары $s = 1$, орбитальный момент пары l — любое нечетное число), в постоянном однородном магнитном поле. При этом использован обобщенный фермижидкостной подход с учетом обменного фермижидкостного взаимодействия, но без конкретизации функционала энергии (ФЭ) сверхтекучей ферми-жидкости. Результаты справедливы при любых температурах $0 \le T \le T_c$ (T_c — температура фазового перехода из нормального в сверхтекучее состояние). При использовании явного вида ФЭ общие формулы для ФР могут быть применены для описания различных неунитарных фаз сверхтекучей ферми-жидкости типа ^{3}He в сильном магнитном поле. В частности, для ^{3}He-A_1 , ^{3}He-A_2 и неунитарной $2D$ фазы ^{3}He в сильном магнитном поле при $0 \le T \le T_c$ на основе ФЭ, квадратичного по ФР, найдены система связанных уравнений для параметра порядка и эффективного магнитного поля и выражение для нелинейной магнитной восприимчивости.

Отримано в явному вигляді загальні формули для аномальних і нормальних функцій розподілу (ФР) квазічастинок в довільних неунітарних фазах надплинної парамагнітної фермі-рідини, утвореної з електронейтральних ферміонів з триплетним спарюванням (спін пари $s = 1$, орбітальний момент пари l — будь-яке непарне число), у постійному однорідному магнітному полі. При цьому застосовано узагальнений фермірідинний підхід з урахуванням обмінної фермірідинної взаємодії, але без конкретизації функціонала енергії (ФЕ) надплинної фермі-рідини. Результати справедливі при будь-яких температурах $0 \le T \le T_c$ (T_c — температура фазового переходу з нормального у надплинний стан). Якщо використати явний вираз ФЕ, загальні формули для ФР можуть бути застосовані для опису різних неунітарних фаз надплинної фермі-рідини типу ^{3}He у сильному магнітному полі. Зокрема, для ^{3}He-A_1 , ^{3}He-A_2 і неунітарної $2D$ фази ^{3}He у сильному магнітному полі при $0 \le T \le T_c$ на основі ФЕ, квадратичного по ФР, отримано систему зв'язаних рівнянь для параметра порядку і ефективного магнітного поля і вираз для нелінійної магнітної сприйнятливості.

PACS: **67.57.–z**

1. Введение

Работа является продолжением и обобщением нашей предыдущей статьи [1] и посвящена теоретическому изучению сверхтекучей ферми-жидкости (СФЖ) с триплетным спариванием (спин пары $s = 1$, орбитальный момент пары l — любое нечетное число) в постоянном однородном магнитном поле при температурах $0 \le T \le T_c$ (T_c— температура фазового перехода из нормального в сверхтекучее состояние в нулевом магнитном поле). Предполагаем (как и в [1]), что СФЖ состоит из электронейтральных фермионов, обладающих магнитным моментом. Примерами таких СФЖ являются сверхтекучие фазы ^{3}He и нейтронная жидкость в сверхтекучем состоянии внутри нейтронных звезд. Для описания этих СФЖ в [1] использовался фермижидкостной подход Ландау, который был обобщен на сверхтекучие системы в [2–4] (см. также приведенные там ссылки).

Напомним кратко, что в обобщенном подходе с учетом влияния внешнего магнитного поля **H** и обменного фермижидкостного взаимодействия в СФЖ в [1] энергия СФЖ вводится в виде некоторого функционала $E(f, g, g^+; H)$ не только от нормальной матричной функции распределения $f_{12} \equiv \mathrm{Sp}\, \rho a_2^+ a_1$, но и от аномальных матричных функций распределения $g_{12} \equiv \mathrm{Sp}\, \rho a_2 a_1$, $g_{12}^+ \equiv \mathrm{Sp}\, \rho a_2^+ a_1^+$ квазичастиц СФЖ в магнитном поле $\mathbf{H}$ (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). Как и в [1], считаем, что функционал энергии (ФЭ) инвариантен относительно фазовых преобразований. Кроме того, будем предполагать наличие у функционала энергии взаимодействия СФЖ свойств инвариантности относительно вращений отдельно как в координатном (орбитальном), так и в спиновом пространстве. Тем самым мы, строго говоря, должны исключить из рассмотрения релятивистские (спин-орбитальные) взаимодействия, нарушающие такую вращательную инвариантность у ФЭ. Однако, если в качестве СФЖ рассматривать конкретно сверхтекучие фазы ^{3}He, то таковым релятивистским взаимодействием является слабое магнито-дипольное взаимодействие между ядрами атомов ^{3}He, которые обладают магнитным дипольным моментом μ_n. Это взаимодействие играет важную роль в ^{3}He [5–8], но оно на шесть порядков меньше основного фермижидкостного взаимодействия, и поэтому его можно учесть по теории возмущений (см., например, [8], гл. 6), предполагая, что куперовские пары по-прежнему характеризуются определенным спином $s = 1$ и орбитальным моментом l (который при этом может принимать любые нечетные значения в соответствии с принципом Паули). Если же рассматривать случай достаточно сильных магнитных полей ($H >> 30$ Гс для ^{3}He, [7,8]), то слабым магнито-дипольным взаимодействием можно пренебречь. Таким образом, хотя явный вид ФЭ для СФЖ мы в дальнейшем в разд. 2 не используем, но отмеченные выше свойства инвариантности ФЭ предполагаем.

Изучение эффектов сверхтекучести системы нуклонов с триплетным p-спариванием в тяжелых ядрах, где необходим учет сильного спин-орбитального взаимодействия, проводилось другим методом в [9] (см. также обзор [10], посвященный сверхтекучести в нейтронных звездах, где также возможно триплетное спаривание нуклонов в определенном интервале плотностей звезды; см. ссылки, приведенные в [9,10]).

Отметим также, что сверхпроводники с тяжелыми фермионами (см., например, [11] и обзоры [12–14]), в которых, по-видимому, реализуется триплетное куперовское спаривание, проявляют сходство со сверхтекучими фазами ^{3}He. Вместе с тем они имеют и существенные отличия, среди которых нужно назвать прежде всего наличие кристаллической решетки, достаточно сильного спин-орбитального взаимодействия и электрического заряда у фермионов. В силу этих отличий результаты настоящей работы нельзя непосредственно применять к описанию сверхтекучих систем с тяжелыми фермионами.

В [1] нами развит метод нахождения и установлена общая структура выражений (но не явный вид в общем случае) для функций распределения (ФР) квазичастиц СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле, см. (I.31), (I.32) (здесь и в дальнейшем такая запись обозначает формулы (31) и (32) из работы [1]). Явный вид для этих ФР был выписан в [1] лишь в некоторых частных случаях (но при любых нечетных значениях величины l). А именно, для унитарных фаз СФЖ с вещественным параметром порядка $\Delta_\alpha(\mathbf{p}) = \Delta_\alpha^*(\mathbf{p})$ типа ^{3}He-B и $2D$ фазы ^{3}He (см. (I.37), (I.40)), а также для неунитарных фаз типа ^{3}He-A_2, ^{3}He-A_1 и неунитарной $2D$ фазы ^{3}He (см. (I.46)–(I.48)). Эти неунитарные фазы ^{3}He в магнитном поле рассматривались только в случае p-спаривания, например, в [15,16], причем в [15] без учета фермижидкостных взаимодействий, а в [16] нами учитывалось обменное фермижидкостное взаимодействие на основе формул (I.46)–(I.48) (этот случай рассмотрен для иллюстрации применения общей теории также в разд. 3).

Главной целью данной статьи является получение явного вида для нормальной и аномальной ФР квазичастиц в любых неунитарных и унитарных фазах рассматриваемой СФЖ с триплетным спариванием в достаточно сильном магнитном поле произвольной ориентации при температурах $0 \le T \le T_c$. При этом будем исходить из полученных в [1] общих формул (I.31) и (I.32) для ФР.

2. Обобщенные формулы для функций распределения квазичастиц СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле

Выпишем определения, необходимые для понимания окончательных результатов, и сделаем замечания, которые уточняют некоторые формулы из [1]. Как и в [1], вместо матриц f_{12} и g_{12} введем соответственно нормальные $f_0(\mathbf{p})$, $f_\alpha(\mathbf{p})$ и аномальные $g_0(\mathbf{p})$, $g_\alpha(\mathbf{p})$ ФР квазичастиц СФЖ в пространственно-однородном случае:

$$f_{12} = f_{s_1 s_2}(\mathbf{p}_1)\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} = [f_0(\mathbf{p}_1)\delta_{s_1 s_2} + f_\alpha(\mathbf{p}_1)(\sigma_\alpha)_{s_1 s_2}]\,\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}, \quad (1)$$

$$g_{12} = g_{s_1 s_2}(\mathbf{p}_1)\delta_{\mathbf{p}_1,-\mathbf{p}_2} = [g_0(\mathbf{p}_1)(\sigma_2)_{s_1 s_2} + $$

$$+ g_\alpha(\mathbf{p}_1) i(\sigma_\alpha\,\sigma_2)_{s_1 s_2}]\,\delta_{\mathbf{p}_1,-\mathbf{p}_2} \quad (2)$$

(σ_α — матрицы Паули; $\alpha = 1, 2, 3$), причем, так как для фермионов $g_{12} = -g_{21}$, то $g_0(\mathbf{p}) = g_0(-\mathbf{p})$ и $g_\alpha(\mathbf{p}) = -g_\alpha(-\mathbf{p})$. Предполагаем, что сверхтекучая компонента СФЖ в состоянии термодинамического равновесия покоится, т.е. ее скорость $v_s = 0$ (см. в [2–4] более подробно замечания по поводу условия пространственной однородности в СФЖ).

Согласно формулам (I.12)–(I.14), имеем

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

где

$$\varepsilon_{12}(f; H) = \frac{\partial E(f, g, g^+; H)}{\partial f_{21}} =$$

$$= \varepsilon_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}(f)\delta_{s_1 s_2} + (\xi_\beta(f; H))_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}(\sigma_\beta)_{s_1 s_2}\ .$$

В пространственно-однородном случае в соответствии с (1) отсюда следует, что

$$\xi_{12} = \xi_{s_1 s_2}(\mathbf{p}_1)\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} = [\xi_0(\mathbf{p}_1)\delta_{s_1 s_2} + \xi_\beta(\mathbf{p}_1)(\sigma_\beta)_{s_1 s_2}]\,\delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2},$$

где

$$\xi_0(\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{p}) - (\mathbf{v}_n\,\mathbf{p} + \mu)\ , \quad (3)$$

$$\xi_\beta(\mathbf{p}) = \varepsilon_\beta(\mathbf{p}) - \mu_n H_\beta \equiv -\mu_n (H_{\mathrm{eff}}(\mathbf{p}))_\beta$$

(как и в (I.17) предполагаем, что $\xi_\beta(\mathbf{p}) = \xi_\beta(-\mathbf{p})$). Здесь $\mathbf{v}_n$ — скорость нормальной компоненты СФЖ; μ — химический потенциал; μ_n — магнитный момент фермиона; $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon(p)$ — кинетическая энергия квазичастицы с учетом необменных нормальных фермижидкостных амплитуд взаимодействия; $\varepsilon_\beta(\mathbf{p})$ — функции, учитывающие обменные нормальные амплитуды взаимодействия Ландау; $\mathbf{H}_{\mathrm{eff}}(\mathbf{p})$ — эффективное магнитное поле внутри СФЖ (функции $\xi_\beta(\mathbf{p})$ не учитывались авторами [17]).

Предполагаем, что в СФЖ существует взаимодействие, которое приводит к триплетному спариванию фермионов (но отсутствует взаимодействие, приводящее к синглетному спариванию). Поэтому матрицу Δ_{12} , представляющую собой параметр порядка для СФЖ, представим в пространственно-однородном случае в виде

$$\Delta_{12} = 2\,\frac{\partial E(f, g, g^+; H)}{\partial g^+_{21}} = i\,\Delta_\alpha(\mathbf{p}_1)(\sigma_\alpha\,\sigma_2)_{s_1 s_2}\delta_{\mathbf{p}_1,-\mathbf{p}_2},$$

$$\Delta_\alpha(-\mathbf{p}) = -\Delta_\alpha(\mathbf{p}) \quad (4)$$

(от конкретного выбора ФЭ $E(f, g, g^+; H)$ зависят функции $\Delta_\alpha(\mathbf{p})$).

Теперь обобщим формулу (I.25) для матрицы n_{12} . Формулы (I.25) и (I.27) справедливы для унитарных и неунитарных фаз СФЖ типа ^{3}He в магнитном поле в пределе, когда мала величина $|\xi\cdot\Delta|$.

В частности, для унитарной фазы СФЖ типа ^{3}He-B, для которой $\Delta_\alpha(\mathbf{p}) = \Delta^*_\alpha(\mathbf{p})$, система уравнений (I.34), (I.36) для функций $\Delta_\alpha(\mathbf{p})$ и $\xi_\alpha(\mathbf{p})$ с учетом формул (I.37) и (I.40) для ФР квазичастиц в линейном приближении по малой величине $|\xi\cdot\Delta|$ согласуется с соответствующими уравнениями из [18], где учитывали только p-спаривание в ^{3}He-B и считали, что $v_n = 0$, $v_s = 0$.

Для неунитарных фаз величина $|\xi\cdot\Delta| = 0$ в частном случае при $\xi_\alpha = \xi l_\alpha$ (при любых значениях ξ), где $\mathbf{l}(\mathbf{p})$ — единичный вещественный вектор вида (см. (I.22))

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

(величина $\eta(\mathbf{p}) \equiv |\Delta(\mathbf{p}) \times \Delta^*(\mathbf{p})|$ отлична от нуля для неунитарных состояний СФЖ с триплетным спариванием). В этом случае справедливы формулы (I.46)–(I.48) для ФР, которые вместе с уравнениями (I.34)–(I.36) позволяют описывать неунитарные фазы типа ^{3}He-A_2 , ^{3}He-A_1 и неунитарную $2D$ фазу ^{3}He (см. [16]).

В общем случае для произвольных по величине магнитных полей (в пределах применимости используемой теории ферми-жидкости, т.е. при $|\mu_n|\,H << \mu$), когда на величину $|\xi\cdot\Delta|$ не накладывается каких-либо ограничений, выражение для матрицы n_{12} (см. исходное определение (I.10)) имеет при условии пространственной однородности такую же структуру, как и в (I.25), т.е.:

$$n_{12} = \delta_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}\,[N^0_{\mathbf{p}_1}\,\delta_{s_1 s_2} + N^{\|}_{\mathbf{p}_1}\,\hat{h}_\nu(\mathbf{p}_1)(\sigma_\nu)_{s_1 s_2}]\ , \quad (5)$$

где

$$N^0_{\mathbf{p}} \equiv \frac{1}{2}\,[N^{(+)}_{\mathbf{p}} + N^{(-)}_{\mathbf{p}}]\ ,\ N^{\|}_{\mathbf{p}} \equiv \frac{1}{2}\,[N^{(+)}_{\mathbf{p}} - N^{(-)}_{\mathbf{p}}]\ . \quad (6)$$

Но отличие состоит в определении функций $N_{\mathbf{p}}^{(\pm)}$ и $\hat{h}_\alpha(\mathbf{p})$, которые теперь в общем случае имеют вид

$$N_{\mathbf{p}}^{(\pm)}(\Sigma) \equiv$$

$$\equiv \left\{\exp\left[\frac{1}{T}\left(\frac{\xi_0(\mathbf{p})-\xi_0(-\mathbf{p})}{2}+\Sigma(\mathbf{p})\pm\underline{\Sigma}(\mathbf{p})\right)\right]+1\right\}^{-1}, \tag{7}$$

и

$$\hat{h}_\alpha(\mathbf{p}) \equiv \frac{h_\alpha(\mathbf{p})}{\underline{\Sigma}(\mathbf{p})}\,,\ (\hat{\mathbf{h}}^2 \equiv 1)\,, \tag{8}$$

где $h_\alpha(\mathbf{p})$ имеет прежнее определение (I.28) в терминах функций, которые определены в [1]. То есть в формулы (7) и (8) вместо функций $|\mathbf{h}_{1,2}(\mathbf{p})|$ входят $\underline{\Sigma}(\mathbf{p}) \equiv \Sigma_{2,1}(\mathbf{p})$. В (7) также входят функции $\Sigma(\mathbf{p}) \equiv \Sigma_{1,2}(\mathbf{p})$ следующего вида (см. (I.23)):

$$\Sigma_{1,2}(\mathbf{p}) = \frac{1}{2}\,[E_+(\mathbf{p}) \pm E_-(\mathbf{p})]\ . \tag{9}$$

Здесь функции $E_\pm(\mathbf{p})$, представляющие собой энергии квазичастиц СФЖ (с проекциями спина вдоль и против магнитного поля), имеют в общем случае прежний вид (I.24), т.е.

$$E_\pm^2(\mathbf{p}) \equiv \alpha(\mathbf{p}) \pm \sqrt{\beta^2(\mathbf{p})+\gamma^2(\mathbf{p})}\ , \tag{10}$$

где

$$\alpha(\mathbf{p}) \equiv |\Delta(\mathbf{p})|^2 + z^2(\mathbf{p}) + \xi^2(\mathbf{p})\ ,$$
$$\beta_\alpha(\mathbf{p}) \equiv \eta(\mathbf{p})\, l_\alpha(\mathbf{p}) + 2z(\mathbf{p})\,\xi_\alpha(\mathbf{p})\ , \tag{11}$$
$$\gamma(\mathbf{p}) \equiv 2|\xi(\mathbf{p})\cdot\Delta(\mathbf{p})|\ ,$$

причем $z(\mathbf{p}) \equiv [\xi_0(\mathbf{p}) + \xi_0(-\mathbf{p})]/2 \equiv \varepsilon(p) - \mu$.

Подчеркнем, что в случае произвольных по величине ($|\mu_n|\, H << \mu$) и направлению магнитных полей общий вид формул (I.31), (I.32) для ФР квазичастиц СФЖ остается неизменным, но в качестве функций $\hat{h}_\alpha(\mathbf{p})$ нужно использовать приведенное здесь обобщенное выражение (8).

После сделанных замечаний выпишем полученные нами общие явные выражения для ФР квазичастиц СФЖ в магнитном поле $\mathbf{H}$, однородном в пространстве и постоянном во времени. При $\eta \neq 0$, $v_n \neq 0$ (но при $v_s = 0$) и $(\xi\cdot\Delta) \neq 0$, $(\xi\cdot\mathbf{l}) \neq 0$, $(\xi\cdot[\mathbf{l},\Delta]) \neq 0$, получим при $0 \le T \le T_c$ из (I.31) для аномальных ФР, что

$$g_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{1}{2R}\left\{\left[\left(1-N_{\mathbf{p}}^0-N_{-\mathbf{p}}^0\right)\frac{1}{\Sigma}+\left(N_{\mathbf{p}}^{||}+N_{-\mathbf{p}}^{||}\right)\frac{1}{\underline{\Sigma}}\right]\times\right.$$
$$\times\left(\frac{i}{2}\,[\beta,\Delta]_\alpha+\xi_\alpha(\xi\cdot\Delta)\right)-$$
$$\left.-\,\Delta_\alpha\left[\left(1-N_{\mathbf{p}}^0-N_{-\mathbf{p}}^0\right)\Sigma+(N_{\mathbf{p}}^{||}+N_{-\mathbf{p}}^{||})\,\underline{\Sigma}\right]\right\}, \tag{12}$$

$$g_0(\mathbf{p}) = (N_{\mathbf{p}}^{||}-N_{-\mathbf{p}}^{||})\,\frac{i(\xi\cdot\Delta)}{2\Sigma_1\Sigma_2}\ . \tag{13}$$

А для нормальных ФР $f_0(\mathbf{p})$ и $f_\alpha(\mathbf{p})$ из (I.32) следует, что

$$f_0(\mathbf{p}) = \frac{1}{2}\,(1+N_{\mathbf{p}}^0-N_{-\mathbf{p}}^0)\,+$$
$$+\,\frac{1}{2R}\left\{\left[(1-N_{\mathbf{p}}^0-N_{-\mathbf{p}}^0)\,\frac{1}{\Sigma}+(N_{\mathbf{p}}^{||}+N_{-\mathbf{p}}^{||})\,\frac{1}{\underline{\Sigma}}\right]\frac{1}{2}\,(\beta\cdot\xi)\,-\right.$$
$$\left.-\,z\left[(1-N_{\mathbf{p}}^0-N_{-\mathbf{p}}^0)\,\Sigma+(N_{\mathbf{p}}^{||}+N_{-\mathbf{p}}^{||})\,\underline{\Sigma}\right]\right\}, \tag{14}$$

$$f_\alpha(\mathbf{p}) = \frac{1}{2R}\left\{\left[(1-N_{\mathbf{p}}^0-N_{-\mathbf{p}}^0)\,\frac{1}{\Sigma}+(N_{\mathbf{p}}^{||}+N_{-\mathbf{p}}^{||})\,\frac{1}{\underline{\Sigma}}\right]\times\right.$$
$$\times\left(z\,\frac{\beta_\alpha}{2}+\mathrm{Re}\Delta_\alpha(\xi\cdot\Delta^*)\right)-\xi_\alpha\left[(1-N_{\mathbf{p}}^0-N_{-\mathbf{p}}^0)\,\Sigma\,+\right.$$
$$\left.\left.+\,(N_{\mathbf{p}}^{||}+N_{-\mathbf{p}}^{||})\,\underline{\Sigma}\right]\right\}+(N_{\mathbf{p}}^{||}-N_{-\mathbf{p}}^{||})\,\frac{\beta_\alpha}{4\Sigma_1\Sigma_2}\ . \tag{15}$$

В выражения (12)–(15) входят функции $N_{\pm\mathbf{p}}^0(\Sigma_{1,2})$ и $N_{\pm\mathbf{p}}^{||}(\Sigma_{1,2})$ вида (6), (7), а у остальных функций аргумент $\mathbf{p}$ для сокращения записи опущен. Кроме того, введены функции $R \equiv R_{1,2}(\mathbf{p})$:

$$R_{1,2}(\mathbf{p}) = \pm\, E_+(\mathbf{p})\, E_-(\mathbf{p}) = \pm\sqrt{\alpha^2(\mathbf{p})-\beta^2(\mathbf{p})-\gamma^2(\mathbf{p})}\ , \tag{16}$$

у которых нижние индексы 1,2 (также как и у функций $\Sigma(\mathbf{p}) \equiv \Sigma_{1,2}(\mathbf{p})$ и $\underline{\Sigma}(\mathbf{p}) \equiv \Sigma_{2,1}(\mathbf{p})$) в формулах (12)–(15) опущены.

При выводе (12)–(15) из (I.31), (I.32) использованы следующие соотношения (см. (9)–(11)):

$$\underline{\Sigma}^2 = \Sigma^2 - R\ ,\quad \Sigma_1^2+\Sigma_2^2 = \alpha\ ,\quad (\Sigma_1\,\Sigma_2)^2 = \frac{\beta^2+\gamma^2}{4}\ . \tag{17}$$

Отметим также, что выражения (12)–(15) симметричны относительно перестановки индексов $1 \leftrightarrow 2$.

Из общих формул (12)–(15) с учетом определений (11) следуют формулы (I.37) и (I.40) для ФР квазичастиц (с учетом сделанного после (8) уточнения). Эти результаты из [1] справедливы в частном случае унитарных фаз СФЖ типа ^{3}He-B и $2D$ фазы ^{3}He, для которых $\Delta_\alpha = \Delta_\alpha^*$ (при этом l — любое нечетное число). Кроме того, из (12)–(15) также сразу получаются выражения для ФР квазичастиц унитарной фазы типа ^{3}He-A, для которой в случае учета только p-спаривания $\Delta_\alpha(\mathbf{p})$ имеет вид (см. [8]):

$$\Delta_\alpha^{(A)}(\mathbf{p}) = \Delta_0\, \hat{d}_\alpha \psi(\hat{\mathbf{p}}) \ , \quad \hat{\mathbf{d}} = \hat{\mathbf{d}}^* \ , \quad \hat{\mathbf{d}}^2 = 1 \ , \quad \hat{\mathbf{p}} \equiv \frac{\mathbf{p}}{p} \ ,$$

где

$$\Delta_0 = \Delta_0(T) \quad \text{и} \quad \psi(\hat{\mathbf{p}}) \equiv \sin\vartheta_{\mathbf{p}}\, e^{i\varphi_{\mathbf{p}}} = \sqrt{8\pi/3}\ Y_{1,1}(\vartheta_{\mathbf{p}}\, ,\, \varphi_{\mathbf{p}}).$$

То есть очевидно, что $\Delta_\alpha^{(A)}(\mathbf{p}) \neq \Delta_\alpha^{(A)^*}(\mathbf{p})$, но $\eta^{(A)}(\mathbf{p}) = 0$.

Из (12)–(15) следуют и выражения(I.46)–(I.48) для ФР $g_\alpha(\mathbf{p})$, $f_0(\mathbf{p})$ и $f_\alpha(\mathbf{p})$ [1] при $\boldsymbol{\xi} = \xi\mathbf{l}$ ($g_0(\mathbf{p}) = 0$) для неунитарных фаз типа ^{3}He-A_2, ^{3}He-A_1 и неунитарной $2D$ фазы (см. также [16] и разд. 3 ниже). Вместе с тем формулы (12)–(15) справедливы и для неунитарной B-фазы СФЖ в магнитном поле (в случае ^{3}He это B_2-фаза по терминологии монографии [8]), которая не рассматривалась в [1].

Выражениям (12)–(15) для ФР квазичастиц СФЖ можно придать более явный вид, если учесть, что из определений (6), (7) функций $N^0_{\pm\mathbf{p}}(\Sigma)$ и $N^{\|}_{\pm\mathbf{p}}(\Sigma)$ и (9), (10) для функций $\Sigma_{1,2}(\mathbf{p})$, $E_\pm(\mathbf{p})$ следуют соотношения:

$$\frac{1}{2R}\left[(1 - N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma))\, \Sigma + (N^{\|}_{\mathbf{p}}(\Sigma) + N^{\|}_{-\mathbf{p}}(\Sigma))\, \underline{\Sigma}\right] = \frac{1}{2}\,[\Phi_+(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n) + \Phi_-(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n)] \ , \qquad (18)$$

где

$$\Phi_\pm(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n) \equiv \frac{1}{4E_\pm}\left[\mathrm{th}\left(\frac{E_\pm + \mathbf{p}\cdot\mathbf{v}_n}{2T}\right) + \mathrm{th}\left(\frac{E_\pm - \mathbf{p}\cdot\mathbf{v}_n}{2T}\right)\right],$$

$$\frac{1}{2R}\left[(1 - N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma))\, \frac{1}{\Sigma} + (N^{\|}_{\mathbf{p}}(\Sigma) + N^{\|}_{-\mathbf{p}}(\Sigma))\, \frac{1}{\underline{\Sigma}}\right] = \frac{2}{(E_+^2 - E_-^2)}\,[\Phi_-(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n) - \Phi_+(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n)] \ . \qquad (19)$$

Эти выражения, которые не зависят от выбора функций $\Sigma_1(\mathbf{p})$ или $\Sigma_2(\mathbf{p})$, входят в (12), (14) и (15). В (14) также входит разность

$$N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_1) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_1) = N^0_{\mathbf{p}}(\Sigma_2) - N^0_{-\mathbf{p}}(\Sigma_2) = \Psi_+(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n) + \Psi_-(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n) \ , \qquad (20)$$

где

$$\Psi_\pm(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n) \equiv \frac{1}{4}\left[\mathrm{th}\left(\frac{E_\pm + \mathbf{p}\cdot\mathbf{v}_n}{2T}\right) - \mathrm{th}\left(\frac{E_\pm - \mathbf{p}\cdot\mathbf{v}_n}{2T}\right)\right].$$

И, наконец, в (13) и (15) фигурирует следующая разность функций:

$$N^{\|}_{\mathbf{p}}(\Sigma_1) - N^{\|}_{-\mathbf{p}}(\Sigma_1) = N^{\|}_{\mathbf{p}}(\Sigma_2) - N^{\|}_{-\mathbf{p}}(\Sigma_2) = \Psi_+(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n) - \Psi_-(\mathbf{p},\, \mathbf{v}_n) \ . \qquad (21)$$

Соотношения (20) и (21) обобщают формулы (I.49) (при $v_n \neq 0$, $v_s = 0$) на случай произвольных неунитарных фаз рассматриваемой СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле (в общем случае $(\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{\Delta}) \neq 0$, $(\boldsymbol{\xi}\cdot\mathbf{l}) \neq 0$, $(\boldsymbol{\xi}\cdot[\mathbf{l},\, \boldsymbol{\Delta}]) \neq 0$ в отличие от случая $\boldsymbol{\xi} = \xi\mathbf{l}$, для которого записаны формулы (I.49)).

Заметим, что, согласно (13) и (21), ФР $g_0(\mathbf{p}) \neq 0$ при $(\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{\Delta}) \neq 0$ и $(\mathbf{p}\cdot\mathbf{v}_n) \neq 0$. Это, по-видимому, можно интерпретировать как индуцирование корреляций синглетного типа в движущейся СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле (напомним, что в (4) мы предполагали, что аномальная амплитуда взаимодействия, приводящая к синглетному спариванию фермионов, отсутствует в СФЖ).

Подчеркнем, что при выводе формул (12)–(15) мы не использовали конкретную структуру функционала энергии $E(f,\, g,\, g^+;\, H)$, но предполагали наличие у него определенных свойств инвариантности (см. введение). Таким образом, полученные выражения (12)–(15), с учетом (18)–(21) и определений (10), (11), решают поставленную задачу о нахождении явного вида для аномальных $g_\alpha(\mathbf{p})$, $g_0(\mathbf{p})$ и нормальных $f_0(\mathbf{p})$, $f_\alpha(\mathbf{p})$ ФР квазичастиц в общем случае для произвольных неунитарных ($\eta \neq 0$) фаз СФЖ (при $v_n \neq 0$, но $v_s = 0$) с триплетным спариванием ($s = 1$, l — любое нечетное число) в постоянном однородном магнитном поле с учетом обменного фермижидкостного взаимодействия Ландау. При этом температура может принимать любое значение из интервала $0 \le T \le T_c$.

Знание явного вида ФР квазичастиц при конкретном выборе структуры функционала энергии $E(f, g, g^+; H)$ позволяет получить для различных фаз СФЖ систему связанных уравнений для параметра порядка $\Delta_\alpha(\mathbf{p})$ (4), эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{\rm eff}(\mathbf{p})$ и энергии квазичастиц $\xi_0(\mathbf{p})$ (3). Кроме того, учитывая выражение (15) для ФР $f_\alpha(\mathbf{p})$ и формулы (18), (19) и (21), можно найти намагниченность M_α и магнитную восприимчивость $\chi_{\alpha\beta}$ для этих же фаз СФЖ по формуле

$$M_\alpha = \frac{2\mu_n}{V} \sum_{\mathbf{p}} f_\alpha(\mathbf{p}) = \chi_{\alpha\beta} H_\beta \tag{22}$$

(V — объем, занимаемый СФЖ).

3. ^{3}He-A_1, ^{3}He-A_2 и неунитарная 2D фаза ^{3}He в магнитном поле

В качестве примера применения изложенной выше общей теории рассмотрим неунитарные ($\eta \ne 0$) фазы типа ^{3}He-A_2, ^{3}He-A_1 и неунитарную 2D фазу ^{3}He. Для ^{3}He-A_2 параметр порядка имеет следующий вид [8]:

$$\Delta_\alpha^{(A_2)}(\mathbf{p}) = (\Delta_+ \hat{d}_\alpha + i\Delta_- \hat{e}_\alpha)\psi(\hat{\mathbf{p}}) , \tag{23}$$

$$\psi(\hat{\mathbf{p}}) \equiv (\hat{m}_j + i\hat{n}_j)\, \hat{p}_j ,$$

где $\hat{\mathbf{d}}$ и $\hat{\mathbf{e}}$ — вещественные взаимно ортогональные единичные векторы в спиновом пространстве, $\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{e}} = 0$, $\hat{\mathbf{d}}^2 = \hat{\mathbf{e}}^2 = 1$; $\hat{\mathbf{m}}$ и $\hat{\mathbf{n}}$ — вещественные взаимно ортогональные единичные векторы в орбитальном пространстве, $\hat{\mathbf{m}} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0$, $\hat{\mathbf{m}}^2 = \hat{\mathbf{n}}^2 = 1$ (орбитальная функция $\psi(\hat{\mathbf{p}})$ имеет одинаковый вид для ^{3}He-A_2, ^{3}He-A_1 и ^{3}He-A); и $\Delta_\pm(T) \equiv (\Delta_{\uparrow\uparrow}(T) \pm \pm \Delta_{\downarrow\downarrow}(T))/2$. В неунитарной ^{3}He-$A_1$ фазе $\Delta_{\downarrow\downarrow} = 0$, а в унитарной фазе ^{3}He-A, которая существует в пределе нулевого магнитного поля, $\Delta_{\uparrow\uparrow} = \Delta_{\downarrow\downarrow} \equiv \equiv \Delta_0$. Для неунитарной 2$D$ фазы ^{3}He параметр порядка имеет вид [8]

$$\Delta_\alpha^{(2D)}(\mathbf{p}) = \frac{e^{i\phi}}{2}\, [\Delta_{\uparrow\uparrow}(\hat{d}_\alpha + i\hat{e}_\alpha)\psi^*(\hat{\mathbf{p}}) + $$

$$+ \Delta_{\downarrow\downarrow}(\hat{d}_\alpha - i\hat{e}_\alpha)\psi(\hat{\mathbf{p}})] , \tag{24}$$

причем для унитарной 2D фазы $\Delta_{\uparrow\uparrow} = \Delta_{\downarrow\downarrow} \equiv \Delta_\perp$.

Выберем ФЭ взаимодействия $E_{\rm int}(f, g)$ квадратичным по ФР квазичастиц СФЖ, а именно (см. [1]):

$$E(f, g, g^+; H) = E_0(f; H) + E_{\rm int}(f, g) ,$$

$$E_{\rm int}(f, g) = \frac{1}{2V} \times$$

$$\times \sum_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} [f_0(\mathbf{p}_1)F_1(\mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2)f_0(\mathbf{p}_2) + f_\alpha(\mathbf{p}_1)F_2(\mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2)f_\alpha(\mathbf{p}_2)] +$$

$$+ \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2} g^*_\alpha(\mathbf{p}_1)L_t(\mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2)g_\alpha(\mathbf{p}_2) , \tag{25}$$

где $E_0(f; H)$ — ФЭ невзаимодействующих фермионов в магнитном поле (см. (I.2)). В случае ^{3}He нормальные функции взаимодействия F_1 и F_2 (введенные Ландау) зависят только от угла θ между p_1 и p_2, и поэтому разложим их в ряды по полиномам Лежандра

$$F_{1,2}(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1)F_{1,2}^{(l)}\, P_l(\cos\theta) \tag{26}$$

и удержим в дальнейшем из обменных амплитуд Ландау только $F_2^{(0)}$, полагая для простоты, что $F_2^{(l)} = 0$ при $l \ge 2$. А в аномальной функции взаимодействия $L_t(\mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2)$ учтем только p-спаривание между атомами ^{3}He, т.е.

$$L_t(\mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2) = -\,3(\hat{\mathbf{p}}_1 \cdot \hat{\mathbf{p}}_2)L^{(1)} , \quad L^{(1)} > 0 \tag{27}$$

(знак «−» соответствует их взаимному притяжению).

В случае квадратичного ФЭ $E_{\rm int}(f, g)$ (25) для $\Delta_\alpha(\mathbf{p})$ и $\mathbf{H}_{\rm eff}(\mathbf{p})$ справедливы уравнения (I.34) и (I.36), которые с учетом (12)–(15), (23), (24) и (26), (27) приобретают для рассматриваемых здесь неунитарных (и унитарных) фаз ^{3}He при $\boldsymbol{\xi} = \xi\mathbf{l}$ и $\mathbf{v}_n = 0$, $\mathbf{v}_s = 0$ следующий вид [16] (в пределе $V \to \infty$):

$$\begin{aligned} \Delta_{\uparrow\uparrow} &= \frac{3}{8}\, L^{(1)} J_+(\xi, T)\, \Delta_{\uparrow\uparrow} , \\ \Delta_{\downarrow\downarrow} &= \frac{3}{8}\, L^{(1)} J_-(\xi, T)\, \Delta_{\downarrow\downarrow} . \end{aligned} \tag{28}$$

Функции $J_\pm(\xi, T)$ определяются формулами

$$J_\pm(\xi, T) = \int_0^{\varepsilon_c} d\varepsilon\, \nu(\varepsilon) \int_0^1 dx\, (1 - x^2)\, \frac{\operatorname{th}\,(E_\pm(\varepsilon, x^2)/2T)}{E_\pm(\varepsilon, x^2)} ,$$

$$E_\pm = \sqrt{(\Delta_+ \pm \Delta_-)^2(1 - x^2) + (z \pm \xi)^2} , \quad z \equiv \varepsilon - \mu \tag{29}$$

(см. (10), (11)), где ε_c — энергия «обрезания» (которая введена из физических соображений для обеспечения сходимости интегралов, $T_c << z_c << \mu$ [19]); $\nu(\varepsilon)$ — плотность состояний в окрестности поверхности Ферми. Заметим, что для ^{3}He-A_1 справедливо только первое из уравнений (28), так как $\Delta_{\downarrow\downarrow} = 0$. Для $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{p})$ получим уравнение

$$\xi_\alpha = \xi l_\alpha = \frac{-\mu_n H_\alpha}{1 + F_2^{(0)}\mathcal{F}(\xi, T)/4}\,, \tag{30}$$

где

$$\mathcal{F}(\xi, T) = \frac{1}{4\xi}\int_0^1 dx \int_0^\infty d\varepsilon\, \nu(\varepsilon)\phi(\varepsilon - \mu, x^2; \xi, T)\,, \tag{31}$$

$$\phi(z, x^2; \xi, T) \equiv \frac{z+\xi}{E_+}\,\text{th}\left(\frac{E_+}{2T}\right) - \frac{z-\xi}{E_-}\,\text{th}\left(\frac{E_-}{2T}\right).$$

В уравнениях (28), (30) мы учли явный вид функций (18)–(21) при $v_n = 0$.

Из (22) и (30) следует единая формула для нелинейной магнитной восприимчивости сверхтекучих фаз ^{3}He-A_2, ^{3}He-A_1 и неунитарной $2D$ фазы ^{3}He:

$$\chi_{zz}(\xi, T) = \mu_n^2 \frac{\mathcal{F}(\xi, T)}{1 + F_2^{(0)}\mathcal{F}(\xi, T)/4} \tag{32}$$

(здесь ось $\mathbf{z} \parallel \mathbf{H}$).

Полученная система уравнений (28), (30) и формула (32) для χ_{zz} справедливы при температурах $0 \le T \le T_c$ и обобщают для рассмотренных нами неунитарных фаз ^{3}He (см. (23), (24)) результаты работы [15], в которой не учитывались фермижидкостные взаимодействия.

Аналогично этому можно рассмотреть случай неунитарной B_2 фазы ^{3}He в сильном магнитном поле с параметром порядка (см. [8]):

$$\Delta_\alpha^{(B_2)}(\mathbf{p}) = \frac{e^{i\phi}}{2}\Big[\Delta_{\uparrow\uparrow}(\hat{d}_\alpha + i\hat{e}_\alpha)\psi^*(\hat{\mathbf{p}}) + \Delta_{\downarrow\downarrow}(\hat{d}_\alpha - i\hat{e}_\alpha)\psi(\hat{\mathbf{p}}) + $$
$$+ \Delta_{\uparrow\downarrow}[\hat{\mathbf{d}}, \hat{\mathbf{e}}]_\alpha [\hat{\mathbf{m}}, \hat{\mathbf{n}}]_j \hat{p}_j\Big] \tag{33}$$

(для унитарной фазы ^{3}He-B в сильном магнитном поле $\Delta_{\uparrow\uparrow} = \Delta_{\downarrow\downarrow} \equiv \Delta_\perp$, $\Delta_{\uparrow\downarrow} \equiv \Delta_\parallel$).

Заключение

Таким образом, данная работа может являться теоретической основой для описания конкретных неунитарных фаз СФЖ с триплетным спариванием в магнитном поле и нахождения для этих фаз таких физических величин, как магнитная восприимчивость, термодинамический потенциал и термодинамические функции, которые могут быть найдены на основе использования общих формул (12)–(15) для ФР квазичастиц СФЖ. Подчеркнем при этом еще раз, что конкретная структура ФЭ $E_{\text{int}}(f, g)$ не ограничена видом (25), а может быть выбрана в другом виде (например, существенно неквадратичном по ФР f и g) с соблюдением соответствующих свойств инвариантности (см. введение).

Заметим также, что вблизи T_c ($T_c - T << T_c$) из (12)–(15) и (18)–(21) и уравнений типа (I.34)–(I.36) можно получить уравнения Гинзбурга—Ландау для СФЖ с триплетным спариванием при $H \neq 0$, $v_n \neq 0$ с учетом членов, нелинейных по степеням параметра порядка Δ (см. также [19,20] и ссылки там).

В связи с этим отметим некоторые работы других авторов. А именно, унитарная фаза ^{3}He-B в достаточно сильном магнитном поле ($\Delta_\perp \neq \Delta_\parallel$) и при низких давлениях (когда можно пренебречь эффектами сильной связи в ^{3}He) теоретически изучалась в других подходах в теории слабой связи в [18,21] (см. подробнее в [8] и введение к [1]), где была найдена в том числе и нелинейная магнитная восприимчивость ^{3}He-B с учетом обменных фермижидкостных амплитуд Ландау F_0^a и F_2^a. Фазовый переход между A и B фазами ^{3}He в магнитном поле теоретически исследовался также в теории слабой связи в работах [22,23]. При экспериментальном изучении поведения фаз ^{3}He в сильном магнитном поле высказывались предположения о возможном существовании новых сверхтекучих фаз ^{3}He между A_2 и B фазами [24] и между A_1 и A_2 фазами ^{3}He (см. [25] и приведенные там ссылки).

Эти предположения относительно существования новых фаз в сверхтекучем ^{3}He в магнитном поле нуждаются в дальнейших исследованиях и подтверждают, на наш взгляд, необходимость использования общего (единого) подхода к описанию различных фаз СФЖ (не только ^{3}He, см. введение) с триплетным спариванием в магнитном поле, чему и посвящена данная работа.

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

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины, а также фонда BMBF (Германия) в рамках сотрудничества с университетом г. Росток (BMBF: 411 4006 06ROS02).

1. А. Н. Тарасов, *ФНТ* **24**, 429 (1998).
2. V. V. Krasil'nikov, S. V. Peletminskii, and A. A. Yatsenko, *Physica* **A162**, 513 (1990).
3. А. И. Ахиезер, В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко, *УФН* **163**, 1 (1993).
4. A. I. Akhiezer, V. V. Krasil'nikov, S. V. Peletminskii, and A. A. Yatsenko, *Phys. Rep.* **245**, 1 (1994).
5. A. J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975).
6. *Сверхтекучесть гелия-3*, сб. статей, И. М. Халатников (ред.) Мир, Москва (1977).
7. В. П. Минеев, *УФН* **139**, 303 (1983).
8. D. Vollhardt and P. Wölfle, *The Superfluid Phases of Helium-3*, Taylor and Francis, London (1990).
9. В. И. Фалько, И. С. Шапиро, *ЖЭТФ* **91**, 1194 (1986).
10. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *УФН* **161**, 3 (1991).
11. Г. Е. Воловик, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **88**, 1412 (1985).
12. Н. Е. Алексеевский, Д. И. Хомский, *УФН* **147**, 767 (1985).
13. В. В. Мощалков, Н. Б. Брандт, *УФН* **149**, 585 (1986).
14. M. Sigrist and K. Ueda, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 239 (1991).
15. Y. Hasegawa, *Progr. Theor. Phys.* **63**, 1040 (1980).
16. A. N. Tarasov, *J. Mol. Liquids* **87**, (2000) (в печати).
17. А. А. Исаев, С. В. Пелетминский, *УФЖ* **37**, 952 (1992).
18. N. Schopohl, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 347 (1982).
19. А. Н. Тарасов, *ФНТ* **21**, 24 (1995).
20. А. Н. Тарасов, *ФНТ* **23**, 243 (1997).
21. R. S. Fishman and J. A. Sauls, *Phys. Rev.* **B33**, 6068 (1986).
22. M. Ashida and K. Nagai, *Progr. Theor. Phys.* **74**, 949 (1985).
23. H. Furusawa, H. Shimahara, and K. Nagai, *Physica* **B194–196**, 801 (1994).
24. J. M. Kyynäräinen, J. P. Pekola, A. J. Manninen, and K. Torizuka, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1027 (1990).
25. G. Frossati, S. A. J. Wiegers, T. Tata, R. Jochemsen, P. G. van de Haar, and L. P. Roobol, *Czech. J. Phys.* **40**, 909 (1990).

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

A. N. Tarasov

General explicit expressions are obtained for abnormal and normal distribution functions (DF) of quasiparticles in arbitrary nonunitary phases of the superfluid neutral paramagnetic Fermi liquid with spin-triplet pairing (spin of a pair is $s = 1$, orbital moment l of a pair is any odd number) in a static and uniform magnetic field. The generalized Fermi liquid approach is used with taking into account of the spin-exchange Fermi liquid interaction but without any concrete definition of the superfluid energy functional (EF). The results are valid at any temperatures $0 \le T \le T_c$ (T_c is the normal—superfluid transition temperature). The general formulas for the DF are applicable for description of different nonunitary phases of superfluid Fermi liquid of the ^{3}He type in a strong magnetic field with the use of the explicit form of the EF. In particular, a set of coupled equations for order parameter and effective magnetic field and nonlinear magnetic susceptibility are obtained on the basis of EF which is quadratic in DF for ^{3}He-A_1, ^{3}He-A_2 and nonunitary $2D$ phase of ^{3}He in a strong magnetic field at temperatures $0 \le T \le T_c$.