Физика низких температур, 1998, т. 24, № 1, с. 75–76

Письма редактору

Двухщелевая сверхтекучесть в теории ферми-жидкости

А. И. Ахиезер, А. А. Исаев, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

Статья поступила в редакцию 7 октября 1997 г.

Исследована возможность фазового перехода в ферми-жидкости из однощелевого сверхтекучего состояния с синглетным или триплетным спариванием фермионов в двухщелевое сверхтекучее состояние, соответствующее суперпозиции состояний с синглетным и триплетным спариванием. Рассмотрен вопрос о термодинамической устойчивости новых двухщелевых решений.

Досліджено можливість фазового переходу в фермі-рідині із одноцілинного надплинного стану з синглетним або триплетним спарюванням ферміонів в двохцілинний надплинний стан, що відповідає суперпозиції станів з синглетним та триплетним спарюванням. Розглянуто питання про термодинамічну стійкість нових двоцілинних рішень.

PACS: 71.10.Ay

Как правило, сверхтекучие состояния в фермижидкости (ФЖ) рассматриваются как возникающие в результате фазового перехода из нормального состояния. Такие состояния характеризуются одним параметром порядка — синглетным (скалярным), если спин куперовской пары $S = 0$, или триплетным (векторным), если спин пары $S = 1$. Однако в самой сверхтекучей ФЖ, в свою очередь, могут также происходить фазовые переходы, что приводит к появлению новых сверхтекучих состояний. Таким образом, речь идет о фазовых переходах из одного сверхтекучего состояния в другое. Новое сверхтекучее состояние может характеризоваться не одним, а несколькими параметрами порядка. В данном сообщении рассматривается случай, когда в сверхтекучей ФЖ возникают состояния куперовской пары, представляющие собой суперпозицию состояний с синглетным и триплетным спариванием, для которых спин пары равен, с той или иной вероятностью, либо нулю, либо единице.

В основе дальнейшего изложения лежит теория сверхтекучей ФЖ, развитая в [1]. Для сверхтекучей ФЖ с синглет-триплетным (СТ) спариванием фермионов матричный параметр порядка имеет вид

$$\Delta_{12} = \left(\Delta_0(\mathbf{p}_1)(\sigma_2)_{\sigma_1,\sigma_2} + \Delta(\mathbf{p}_1)(\sigma\sigma_2)_{\sigma_1,\sigma_2}\right)\delta_{\mathbf{p}_1,-\mathbf{p}_2}\,, \tag{1}$$

где σ_i — матрицы Паули, $1 \equiv \mathbf{p}_1$; σ_1 . Величина Δ_0 в (1) определяет синглетную часть параметра порядка Δ, величина Δ_i — триплетную часть, причем в дальнейшем относительно структуры Δ_0 , Δ_i будем предполагать, что $\Delta_0(\mathbf{p}) = \Delta_0(p)$, $\Delta_i(\mathbf{p}) = R_{ik}\, p_k^0 \Delta(p)$, где R_{ik} — некоторая матрица поворота ($R\tilde{R} = 1$, $R_{ik}^* = R_{ik}$). Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательное уравнение для определения температурной зависимости параметров порядка $\Delta_0 = \Delta_0(p = p_F)$, $\Delta = \Delta(p = p_F)$:

$$d(x, T)\; d\left(xd(x, T),\, T\right) \equiv D(x, T) = 1\,, \tag{2}$$

где

$$d(x, T) = \frac{4g_s\, g_t\, \lambda(x, T) - g_s - g_t}{g_t - g_s}\,,$$

$$\lambda(x, T) = \int_{-\theta}^{\theta} \frac{d\xi}{E}\,\mathrm{th}\,\frac{E}{2T}\,,\quad E = \sqrt{\xi^2 + x^2}\,.$$

Здесь g_s , g_t — соответственно синглетная и триплетная безразмерные константы связи, θ — параметр обрезания. Параметры порядка $\Delta_0(T)$,

$\Delta(T)$ при этом находятся из соотношений $\Delta_0 = \frac{1}{2}\, x(1 + d(x, T))$, $\Delta = \frac{1}{2}\, x(1 - d(x, T))$. Однощелевые решения получаются из (2) как решения уравнений $d(x, T) = 1$ (синглетное) и $d(x, T) = -1$ (триплетное), а соответствующие критические температуры T_s, T_t находятся из уравнений $d(0, T_s) = 1$, $d(0, T_t) = -1$. Предположим для определенности, что $g_s > g_t$. Анализ поведения функции $D(x, T)$ показывает, что при температурах $T > T_s$ однощелевых решений не существует; при $T_t < T < T_s$ имеется единственное синглетное решение; при $T_{st} < T < T_t$ система характеризуется двумя однощелевыми (синглетным и триплетным) решениями; наконец, при $T < T_{st}$ имеется, наряду с прежними, также два новых СТ решения. Для определения критической температуры T_{st}, при которой СТ решения впервые возникают, служат уравнения

$$d(x, T) = -1 \ , \quad x d'_x (x, T) = 2 \ . \qquad (3)$$

Первое из них означает, что СТ решения непрерывно ответвляются от однощелевого триплетного решения, а второе уравнение есть условие того, что в точке ответвления производная $D'_x(x, T)$ обращается в нуль. Вычисление второй производной $D''_{xx}(x, T)$ в критической точке (x_{st}, T_{st}) дает $D''_{xx}(x_{st}, T_{st}) = 0$, т.е. механизмом ответвления СТ решений является образование перегиба на кривой $z = D(x, T_{st})$ при $x = x_{st}$. Температурное поведение СТ ветвей решений уравнения $D(x, T) = 1$ вблизи критической температуры T_{st} определяется формулами

$$x_{\pm}(T) = x_{st} \pm \sqrt{\beta(T_{st} - T)/A} \ ,$$

где

$$\beta = 2 d''_{xT} - d'_T \left(d'_x + x_{st}\, d''_{xx} \right),$$

$$A = \frac{1}{3}\, d'''_{xxx} - (d'_x)^3 - \frac{3}{2}\, d'_x\, d''_{xx} - \frac{1}{2}\, x (d''_{xx})^2 \ ;$$

при этом необходимо, чтобы $\beta/A > 0$. Приведем результаты численного определения критических температур T_{st}, T_s, T_t для модельного случая с $g_s = 0{,}25$, $g_t = 0{,}2$ при $\theta = 0{,}01\varepsilon_F$: $T_{st} = 2{,}84 \cdot 10^{-3}\varepsilon_F$, $T_s = 4{,}46 \cdot 10^{-3}\varepsilon_F$ и $T_t = 3{,}33 \cdot 10^{-3}\varepsilon_F$. При температуре $T = 2 \cdot 10^{-3}\varepsilon_F$ для СТ решений имеем $\Delta_0 = \pm\, 2{,}58 \cdot 10^{-3}\varepsilon_F$, $\Delta = 4{,}05 \cdot 10^{-3}\varepsilon_F$. Отметим также, что если константы связи удовлетворяют неравенству $g_t > g_s$, то приведенный анализ остается справедливым с той лишь разницей, что ответвление СТ решения происходит теперь от синглетного однощелевого решения.

Исследование на термодинамическую устойчивость показывает, что вблизи температуры T_{st} разложение термодинамического потенциала Ω триплетного и СТ решений $(\Omega(x_+(T)) = \Omega(x_-(T)))$ имеет вид

$$\Omega_\lambda - \Omega(x_{st}, T_{st}) = \kappa(T_{st} - T) + \gamma_\lambda (T_{st} - T)^2$$

$(\lambda = (t, st))$, где коэффициент κ не зависит от вида решения, а коэффициенты γ_λ выражаются через производные функции $d(x, T)$ по x и T. Если $\gamma_t > \gamma_{st}$, термодинамически предпочтительным является СТ состояние; если $\gamma_t < \gamma_{st}$ — триплетное состояние. Однако в любом случае СТ решения оказываются менее устойчивыми по сравнению с синглетным решением $x_s(T)$. Таким образом, СТ состояния возникают как ответвление от термодинамически менее устойчивой триплетной ветви и соответствуют некоторому метастабильному состоянию в сверхтекучей ФЖ. Возможно, что стабилизация этого состояния может быть достигнута включением внешнего магнитного поля, как это имеет место, например, в случае сверхтекучей A-фазы ^{3}He.

1. A. I. Akhiezer, V. V. Krasil'nikov, S. V. Peletminsky, and A. A. Yatsenko, *Phys. Rep.* **245**, 1 (1994).

Two-gap superfluidity in a theory of Fermi-liquid

A. I. Akhiezer, A. A. Isayev, S. V. Peletminsky, and A. A. Yatsenko

The possibility of phase transition in Fermi-liquid from one-gap superfluid state with singlet or triplet pairing of fermions to two-gap superfluid state, corresponding to the superposition of states with singlet and triplet pairing, is studied. The question about thermodynamical stability of the new two-gap solutions is considered.