Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 12, стр. 703 – 706 20 июня 1978 г.

СЛАБЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ *A*-ФАЗЫ И ОСОБЕННОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В He^3

Э.Б.Сонин

Диполь-дипольное взаимодействие в сверхтекучем He^3 является источником связи между орбитальным и спиновым моментом куперовской пары (LS-связь). Вследствие этого фазовый переход второго рода расщепляется на два близко расположенных перехода второго и первого рода, а в *A*-фазе появляется результирующий ядерный спиновый момент.

Недавно Паульсон и Уитли [1] экспериментально обнаружили небольшой спонтанный магнитный момент в *A*-фазе сверхтекучего He^3. Слабый электронный ферромагнетизм *A*-фазы был предсказан теоретически Леггеттом [2]. Ниже мы покажем, что в *A*-фазе должен существовать также и ядерный спиновый магнитный момент, обусловленный диполь-дипольным взаимодействием. Оно не сохраняет орбитальный и спиновый момент количества движения по отдельности, но сохраняет их сумму $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, т. е. приводит к появлению LS-связи. LS-связь влияет на характер фазового перехода из нормального в сверхтекучее состояние, так как энергия сверхтекучей фазы, а следовательно и критическая температура становятся зависящими от суммарного момента количества движения J.

В общем виде квадратичная по параметру порядка энергия LS-связи имеет вид

$$\mathcal{H}_{LS} = a_1 d^*_{ii} d_{jj} + a_2 d^*_{ij} d_{ji}\,. \tag{1}$$

Первый индекс матрицы параметра порядка d_{ij} относится к орбитальному, а второй – к спиновому пространству. Нормируя d_{ij} на щель Δ, т. е. $d^*_{ij} d_{ij} = \Delta^2$, получим для матриц d_{ij}, являющихся собственными функциями суммарного момента J куперовской пары:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{LS} &= (3a_1 + a_2)\Delta^2 && \text{при} \quad J = 0,\\ \mathcal{H}_{LS} &= -a_2\Delta^2 && \text{при} \quad J = 1,\\ \mathcal{H}_{LS} &= a_2\Delta^2 && \text{при} \quad J = 2. \end{aligned} \tag{2}$$

Если $a_2 < -\frac{3}{2}a_1$ и $a_1 < 0$, наименьшая энергия $\mathcal{H}_{LS}$ и наибольшая критическая температура соответствуют $J = 0$, т. е. *B*-фазе с матрицей $d_{ij} = \frac{\Delta}{\sqrt{3}}\delta_{ij}$. Именно эта фаза появится на линии фазового перехода второго рода. Если $a_1 > 0$ и $a_2 < 0$, то наименьшей энергией обладает фаза с $J = 2$ (симметричная матрица d_{ij} с нулевым следом).

При $a_2 > 0$ и $a_2 > -\frac{3}{2} a_1$ энергетически выгодна фаза с $J = 1$ (антисимметричная матрица d_{ij}), которую ниже мы будем называть векторной, так как антисимметричную матрицу 3×3 можно выразить через компоненты вектора. A-фаза, представляющая собой комбинацию фаз с $J = 1$ и $J = 2$, никогда не появляется на линии фазового перехода второго рода. Если LS-связь обусловлена диполь-дипольным взаимодействием, для которого $a_1 = a_2$ [3], то на линии перехода второго рода появится векторная фаза. Однако, уже при небольшом понижении температуры определяющими для вида волновой функции куперовской пары становятся ангармонические члены разложения Гинзбурга – Ландау, и происходит фазовый переход первого рода в B-фазу или слабоферромагнитную A-фазу, отличающуюся от известной прежде неферромагнитной A-фазы (фазы Андерсона – Морела – Бринкмана) наличием небольшого ядерного суммарного спина пары, параллельного ее орбитальному моменту.

Для описания указанных двух фазовых переходов с образованием в конечном итоге слабоферромагнитной A-фазы воспользуемся разложением Гинзбурга – Ландау, учитывающим как эффект сильной связи при обмене парамагнонами, так и диполь-дипольное взаимодействие [3]:

$$F = \frac{1}{2} \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \Big\{ -\tau d^*_{ai} d_{ai} + G(d^*_{ii} d_{jj} + d^*_{ij} d_{ji}) + \frac{3}{10} \bar{\beta} [-|d_{ai} d_{ai}|^2 + 2 d^*_{ai} d^*_{aj} d_{\beta i} d_{\beta j} - (2+\delta) d^*_{ai} d^*_{\beta i} d_{aj} d_{\beta j} + (2+\delta)(d^*_{ai} d_{ai})^2 + (2-\delta) d^*_{ai} d^*_{\beta j} d_{aj} d_{\beta i}] \Big\}, \tag{3}$$

где $\tau = 1 - \frac{T}{T_c}$, T_c – критическая температура без учета диполь-дипольного взаимодействия, связанного с линейными по константе G членами в (3), $\partial n/\partial \epsilon$ – плотность состояний. Константы $\bar{\beta}$ и G равны

$$\bar{\beta} = \frac{7}{8} \xi(3)(\pi k T_c)^{-2}; \quad G_0 = \frac{18}{25} \frac{(2-\delta) g_0 \bar{\beta}}{\frac{\partial n}{\partial \epsilon}},$$

где, согласно Леггетту [3], $g_0 = 10^{-3}$ $эрг/см^3$.

A-фаза энергетически выгоднее, чем B-фаза, когда константа $\delta > 1/4$ [3]. При $\delta = 1/4$ $G = 0{,}45 \cdot 10^{-5}$.

Будем искать матрицу d_{ij} в следующем виде:

$$\hat{d} = \frac{\Delta}{[(1+|a|^2)(1+|\beta|^2)]^{1/2}} \begin{pmatrix} 0 & -a & -ia\beta \\ 1 & 0 & 0 \\ i\beta & 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Неферромагнитная A-фаза соответствует значениям $\alpha = 0$ и $\beta = 1$ в (4), а векторная фаза значению $\alpha = 1$.

Подставляя (4) в (3), получим

$$F = \frac{1}{2}\frac{\partial n}{\partial \epsilon}\left\{-\Delta^2\left[r + G\frac{\alpha+\alpha^*}{1+|\alpha|^2}\right] + \frac{3}{10}\bar{\beta}\Delta^4\frac{1}{(1+|\alpha|^2)^2}\times\right.$$

$$\left.\times\left[2-\delta+2(2+\delta)|\alpha|^2+6|\alpha|^4+\frac{|1-\beta^2|^2}{(1+|\beta|^2)^2}(1-\alpha^2-\alpha^{*2}-(3+\delta)|\alpha|^4)\right]\right\}. \tag{5}$$

Очевидно, что любой минимум свободной энергии (5) соответствует всегда вещественным и неотрицательным α, а также мнимым β, если $1-2\alpha^2-(3+\delta)\alpha^4 < 0$, или $\beta = 1$, если $1-2\alpha^2-(3+\delta)\alpha^4 > 0$. В первом случае минимум F реализуется при $\alpha = 1$ и соответствует векторной фазе с энергией

$$F_V = -\frac{5}{12}\frac{\partial n}{\partial \epsilon}\bar{\beta}^{-1}(r+G)^2. \tag{6}$$

Фазовый переход второго рода в эту фазу происходит при $r = -G$.

Фаза с $\beta = 1$ представляет собой слабоферромагнитную A-фазу с энергией

$$F_A = -\frac{5}{6}\frac{\partial n}{\partial \epsilon}\frac{1}{\bar{\beta}}\frac{[r(1+\alpha^2)+2G\alpha]^2}{2-\delta+2(2+\delta)\alpha^2+6\alpha^4}. \tag{7}$$

Энергия F_A минимальна при значении α, удовлетворяющем уравнению

$$\frac{r}{G} = \frac{2-\delta-6\alpha^4}{(2\delta\alpha+(4-\delta)\alpha^3}. \tag{8}$$

При $r = r_1$, где выполняется условие $F_V = F_A$, происходит фазовый переход первого рода из векторной фазы в A-фазу. Если $\delta = 1/4$, то $r_1 \approx 156$ и в точке перехода $\alpha \approx 0{,}19$. В итоге температурный интервал между точками перехода второго и первого рода невелик и равен $\Delta T = T_c(r_1 + G) \approx 0{,}18\cdot 10^{-3}$ мК.

В векторной фазе магнитный момент отсутствует. Определим спонтанный магнитный момент в слабоферромагнитной A-фазе, воспользовавшись выражением для плотности спина, полученным Фоминым [4]

$$M = 5\frac{\gamma a}{\bar{\beta}}\frac{\alpha^2[r(1+\alpha^2)+2G\alpha]}{2-\delta+2(2+\delta)\alpha^2+6\alpha^4}\xrightarrow[r\gg G]{}\frac{5(2-\delta)}{4\delta^2}\frac{\gamma a}{\bar{\beta}}\frac{G^2}{r} \approx$$

$$\approx 0{,}2\cdot 10^{-13} r^{-1}\ \text{гс}, \tag{9}$$

где γ — ядерное гиромагнитное отношение, $a = 2{,}5 \cdot 10^{27}$ *сек/эрг·см*^{3} — константа, определенная Фоминым по экспериментальным данным.

В точке перехода первого рода момент оказался равным $0{,}2 \cdot 10^{-9}$ *гс*. На эксперименте [1] наблюдались близкие значения момента, но в довольно далекой от фазового перехода области, где ядерный момент значительно ниже, чем оцененный Леггеттом [2] электронный момент, растущий с температурой как τ. Поэтому ядерный момент может быть выявлен при измерениях, более близких к критической по температуре области, что позволило бы обнаружить на линии перехода первого рода скачок ядерного момента, намного превышающий скачок электронного момента.

Автор благодарен Г.Е.Воловику и И.А.Фомину за обсуждение работы.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 мая 1978 г.

Литература

[1] P.N.Paulson, J.C.Weatley. Phys. Rev. Lett., **40**, 557, 1978.

[2] A.J.Leggett. Nature, **270**, 585, 1977.

[3] A.J.Leggett. Rev. Mod. Phys., **47**, 331, 1975.

[4] I.A.Fomin. Phys. Lett., **66A**, 47, 1978.