Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 11, стр. 548 – 550 *10 июня 1987 г.*

СПАРИВАНИЕ В f-СОСТОЯНИЕ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ^{3}He-A_1

Г.Е.Воловик

Дипольное взаимодействие в ^{3}He-A_1 приводит к наведенной сверхтекучести у частиц со спином вдоль магнитного поля. В случае плоскопараллельной геометрии эти частицы спариваются либо в p-, либо в f-состояние в зависимости от текстуры орбитального вектора **l**, причем переход из одного состояния в другое осуществляется изменением направления магнитного поля на противоположное.

Переход жидкого ^{3}He в сверхтекучее состояние в присутствии внешнего магнитного поля происходит, как известно, сначала в фазу A_1, где спарены только те фермионы, у которых спин антипараллелен полю **H**, а магнитный момент тем самым направлен вдоль **H** [1, 2]. Слабое спин-орбитальное (дипольное) взаимодействие перемешивает состояния с разными проекциями спина, в результате чего у квазичастиц со спином вверх (вдоль поля) также наводится энергетическая щель $\Delta_\uparrow$ [3]. Хотя наведенная щель $\Delta_\uparrow$ на несколько порядков меньше, чем щель $\Delta_\downarrow$ у основных носителей сверхтекучего тока, магнитогидродинамические эксперименты, проведенные на низкой частоте $\omega < \Delta_\uparrow$, могут зафиксировать существование куперовских пар со спином вверх [4].

Здесь мы рассмотрим наведенную сверхтекучесть у фермионов со спином вверх в случае плоскопараллельной геометрии с расстоянием между пластинами меньше дипольной длины $\xi_d \sim 10^{-3}$ см и покажем, что в зависимости от ориентации орбитального вектора **l** относительно **H** спаривание неосновных носителей в ^{3}He-A_1 (фермионов со спином вверх) происходит либо в p-, либо в f-состояния.

Если пренебречь дипольным взаимодействием, то куперовские пары в ^{3}He-A_1 описываются двумя квантовыми числами: проекцией спина $S_z = -1$ на направление магнитного поля ($\mathbf{H} \parallel \hat{z}$) и проекцией орбитального момента относительного движения атомов в куперовской паре. Пусть пластины, между которыми находится ^{3}He-A_1, перпендикулярны магнитному полю, тогда единичный вектор $\mathbf{l}$, определяющий направление орбитального момента, ориентирован в силу граничных условий либо вдоль, либо против $\mathbf{H}$. Поэтому проекция орбитального момента L_z на магнитное поле равна 1 при $\mathbf{l}=\hat{\mathbf{z}}$ и -1 при $\mathbf{l}=-\hat{\mathbf{z}}$.

Дипольное взаимодействие приводит к тому, что ни S_z, ни L_z не сохраняются по отдельности, а сохраняется лишь проекция суммарного момента $J_z = L_z + S_z$, причем состояние с $J_z = 0$ осуществляется при $\mathbf{l}=\hat{\mathbf{z}}$, а состояние с $J_z = -2$ при $\mathbf{l}=-\hat{\mathbf{z}}$. Таким образом из-за дипольного взаимодействия появляются примеси куперовских пар с $S_z = 0$ и $S_z = 1$, причем в состоянии с $J_z = 0$ им соответствуют проекции орбитального момента $L_z = 0$ и $L_z = -1$, а в состоянии с $J_z = -2$ – проекции $L_z = -2$ и $L_z = -3$, которые возможны только в том случае, если орбитальный момент принимает значение $L = 3$ или больше.

Тем самым при $\mathbf{l}=\hat{\mathbf{z}}$ спаривание неосновных носителей (с $S_z \neq -1$) происходит в p-состояние, а при $\mathbf{l}=-\hat{\mathbf{z}}$ обязательно должно возникнуть f-состояние. Это отличается от случая свободной геометрии [3], где $\mathbf{l}$ ориентируется перпендикулярно магнитному полю и поэтому сложение моментов не имеет простого закона, в результате чего спаривание неосновных носителей всегда происходит в p-состояние. Отметим также, что f-состояние в сверхтекучем ^{3}He-A обсуждалось и раньше, но как примесь к p-состоянию, возникающая вдали от T_c из-за несохранения квантового числа L в нелинейных уравнениях Горькова (см. [5, 6]). В данном случае на ферми-поверхности неосновных носителей f-состояние вблизи T_c возникает как чистое состояние, которое вдали от T_c содержит примеси состояний с более высокими моментами $L = 5, 7, \ldots$

Оценим щель $\Delta_\uparrow$, наведенную на ферми-поверхности квазичастиц со спином вверх в состоянии с $J_z = -2$. Поскольку главный вклад в $\Delta_\uparrow$ дает состояние с $S_z = 1$, мы ограничимся в параметре порядка – симметричном спиноре $\Delta_{\alpha\beta}(\mathbf{k})$, зависящем от импульса спаривающихся квазичастиц, – суперпозицией только двух состояний $(S_z = -1, L_z = -1)$, $(S_z = 1, L_z = -3)$:

$$\Delta_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = i(\sigma_y \vec{\sigma})_{\alpha\beta}(\mathbf{d}_\downarrow(\mathbf{n}) + \mathbf{d}_\uparrow(\mathbf{n})), \quad \mathbf{n} = \mathbf{k}/k_F , \tag{1}$$

где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули, векторы $\mathbf{d}$ имеют вид

$$\mathbf{d}_\downarrow(\mathbf{n}) = \Delta_\downarrow \mathbf{e}^*(\mathbf{e}^*\cdot\mathbf{n}), \quad \mathbf{d}_\uparrow(\mathbf{n}) = \Delta_\uparrow^f \mathbf{e}(\mathbf{e}^*\cdot\mathbf{n})^3, \quad \mathbf{e} = \hat{\mathbf{x}} + i\hat{\mathbf{y}} , \tag{2}$$

а $|\Delta_\downarrow|$ и $|\Delta_\uparrow^f|$ – соответствующие амплитуды энергетической щели на каждой из ферми-поверхностей, индекс f означает, что щель возникает из-за спаривания в f-состоянии.

Функционал Гинзбурга – Ландау для $\Delta_\downarrow$ и $\Delta_\uparrow^f$ имеет следующий вид:

$$F_{GL} = -\alpha|\Delta_\downarrow|^2 + \beta|\Delta_\downarrow|^4 + \lambda_d(\Delta_\downarrow \Delta_\uparrow^{f*} + \Delta_\downarrow^* \Delta_\uparrow^f) + \alpha_f|\Delta_\uparrow^f|^2 . \tag{3}$$

Первые два члена с $\alpha \sim N_F\left(1 - \dfrac{T}{T_{c1}}\right)$ и $\beta \sim N_F/T_c^2$ (где N_F – плотность состояний, а T_{c1} – температура перехода в A_1-фазу) соответствуют функционалу для чистого p-спаривания; 3-й член с $\lambda_d \sim (\xi_0/\xi_d)^2 N_F$ (ξ_0 – длина когерентности при $T=0$) описывает дипольное взаимодействие противоположных спинов и получается усреднением магнито-дипольного взаимодействия атомов ^{3}He по состоянию (1) аналогично тому, как сделано в обзоре Леггетта [1]; последний член с $\alpha_f \sim N_F$ описывает положительную энергию f-состояния [6].

Минимизация уравнения (3) по $\Delta_\downarrow$ и $\Delta_\uparrow^f$ приводит к следующей оценке для амплитуды щели в f-состоянии:

$$\Delta_\uparrow^f \sim \left(\frac{\xi_0}{\xi_d}\right)^2 \Delta_\downarrow \sim 10^{-5}\Delta_\downarrow , \qquad \Delta_\downarrow \sim T_c\left(1 - \frac{T}{T_{c1}}\right)^{1/2} . \tag{4}$$

Это меньше, чем щель $\Delta_{\uparrow}^{p}$ в p-состоянии, возникающем при $J_z = 0$, т. е. при $\mathbf{l} \parallel \hat{\mathbf{z}}$:

$$\Delta_{\uparrow}^{p} \sim \left(\frac{\xi}{\xi_d}\right)^2 \Delta_{\downarrow} \qquad \xi \sim \xi_0 \left(1 - \frac{T}{T_{c1}}\right)^{-1/2} \tag{5}$$

на величину $1 - T/T_{c1}$.

Переход из p-состояния в f-состояние и обратно можно осуществлять в заданной текстуре вектора $\mathbf{l}$ поворотом магнитного поля на 180°. Идентификацию состояний можно произвести, например, с помощью магнитогидродинамических экспериментов, которые различают состояния с $J_z = 0$ и $J_z = -2$. В состоянии с $J_z = -2$ нарушена относительная калибровочно-вращательная симметрия. А именно, параметр порядка (1), (2) меняется как при калибровочном преобразовании, так и при вращении вектора $\mathbf{e}$ вокруг оси z, но различить действие этих преобразований невозможно, так как каждое из них приводит к умножению параметра порядка на $e^{i\alpha}$. Согласно [7] такое нарушение симметрии должно приводить к магнитотермомеханическому эффекту. В состоянии с $J_z = 0$ нарушена только калибровочная симметрия, поэтому такого эффекта при достаточно низких частотах $\omega < \Delta_{\uparrow}$ быть не должно.

Я благодарен У.П.Халперину (W.P. Halperin), указавшему на необходимость публикации изложенных здесь результатов.

Литература

1. *Leggett A.J.* Rev. Mod. Phys., 1975, **47**, 331; *Wheatley J.C.* Rev. Mod. Phys., 1975, **47**, 415.
2. *Ruel R., Kojima H.* Phys. Rev. B, 1983, **B28**, 6582.
3. *Monien H., Tewordt L.* J. Low Temp. Phys., 1985, **60**, 323.
4. *Ruel R., Kojima H.* Phys. Rev. B., 1986, **B34**, 6511.
5. *Wojtanowski W., Wölfle P.* Phys. Rev. Lett., 1986, **56**, 488; *Israelsson U.E., Crooker B.C., Bozler H.M., Gould C.M.*, Phys. Rev. Lett., 1986, **56**, 2383.
6. *Sauls J.A.* Phys. Rev. B, 1986, **34**, 4861.
7. *Liu M.* Z. Phys., 1980, **B40**, 175.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 апреля 1987 г.