

ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ С ВИХРЯМИ В ${}^3\text{He-B}$

В.П.Минеев

Найден обменный вклад во взаимодействие вихрей с положительными ионами в сверхтекучем ${}^3\text{He-B}$

Согласно недавним ЯМР экспериментам ¹ коры вихрей во вращающемся ${}^3\text{He-B}$ обладают спонтанным магнитным моментом. Возможность прямого наблюдения локализации намагниченности в корях открывает явление захвата заряженных ионов корами вихрей. В работе показано, что потенциал взаимодействия положительных ионов с вихрями зависит от взаимной ориентации магнитного момента вихрей и намагниченности ионов, направленной вдоль внешнего поля. Потенциалом взаимодействия определяются как плотность захваченного заряда, так и время жизни ионов на вихрях, что позволяет экспериментально обнаружить указанную зависимость.

В сверхтекучем ${}^4\text{He}$ притягивающее взаимодействие между вихрем и ионом возникает благодаря силе Бернулли, действующей на ион в поле скорости вихря ². В сверхтекучем ${}^3\text{He}$ главную роль играет иной механизм взаимодействия. Именно, в случае p -спаривания, всякая примесь подавляет в своей окрестности сверхтекучее состояние. В результате энергии сверхтекучей жидкости в присутствие примеси атомного размера увеличивается на

$$\delta\Omega = \frac{k_F^2 \sigma_{tr} \Delta^2(T)}{16\pi T_c} \quad (1)$$

(см. ³, где эта формула получена для ${}^3\text{He-B}$ при $T \rightarrow T_c$, обобщение на случай произвольных температур см. ⁴). Здесь $\Delta(T)$ зависящая от температуры энергетическая щель k_F – фермиевский импульс, σ_{tr} – транспортное сечение рассеяния квазичастиц нормальной ферми-жидкости на примеси. При приближении к оси вихря энергетическая щель Δ уменьшается, обращаясь в ноль на самой оси в случае вихря с нормальной сердцевиной, что и создает яму для ионов в окрестности оси вихря. Таким образом, для потенциала взаимодействия иона, находящегося на расстоянии r от оси вихря можно записать

$$\delta\Omega(r) = \frac{k_F^2 \sigma_{tr} \Delta^2(T)}{16\pi T_c} f(r), \quad (2)$$

где $f(r) \rightarrow 1$ при $r \rightarrow \infty$, $0 \leq f(0) < 1$. В $^3\text{He-B}$ возможны вихри и со сверхтекучей сердцевиной, где $f(0) \neq 0$. Явный вид функции $f(r)$ для аксиально симметричных вихрей с различной структурой ядра найден в ⁵ (см. ниже).

Формула (2) получена в предположении, что амплитуда рассеяния квазичастиц нормального ^3He на ионе не зависит от их спинов. Между тем, положительные ионы в жидком гелии — это сферические образования, радиусом в несколько межатомных расстояний, состоящие из гелия, отвердевшего под действием избыточного электростатического давления. Как было указано Эдельштейном ⁶, амплитуда рассеяния квазичастиц жидкости на положительном ионе может зависеть от взаимной ориентации спинов налетающей частицы и атома на поверхности иона (обменное рассеяние), что отличает рассеяние на положительном ионе от рассеяния на отрицательном ионе — сферической полости, заключающей в себе электрон. Возможным наблюдаемым следствием этого отличия является логарифмический рост (см., например, ⁷) подвижности положительных ионов с понижением температуры при $T < 50\text{ мК}$. Обменное рассеяние должно давать вклад и в потенциал взаимодействия положительных ионов с вихрями в сверхтекучем $^3\text{He-B}$. Потенциал взаимодействия иона с вихрем в произвольной сверхтекучей ферми-жидкости при $T \rightarrow T_c$ имеет вид (см. ⁵):

$$\delta\Omega(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \int_0^\Delta \frac{d\Delta}{\Delta} \frac{T}{\hbar} \sum_n N_0 \int \frac{d\Omega_k}{4\pi} \times$$

$$\times \text{Sp}_4 \left\{ \frac{\pi \hbar N_0}{4\omega_n^2} \int \frac{d\Omega_{k'}}{4\pi} t^N(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{k}}') \hat{\Delta}(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r}) t^N(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}) + \frac{\pi \hbar}{i\omega_n^2} t_-^N(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{k}}) \hat{\Delta}(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r}) \right\}. \quad (3)$$

Здесь ω_n — мацубаровская частота, N_0 — плотность состояний на поверхности Ферми, $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$,

$$\hat{\Delta}(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 0 & \Delta(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r}) \\ -\Delta^*(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r}) & 0 \end{pmatrix} \quad (4a)$$

4×4 матрица параметра порядка, которая представляет собой матрицу 2×2 в пространстве частица-дырка, каждый элемент которой — матрица 2×2 в спиновом пространстве в случае p -спаривания равная

$$\Delta(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r}) = i\Delta(T) (\vec{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{d}}(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r})) \sigma_y \quad (4b)$$

$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ — спиновые матрицы Паули. Для аксиально-симметричного вихря с одним квантом циркуляции ⁸

$$d_\alpha(\hat{\mathbf{k}}, \mathbf{r}) = \sum_{\mu, \nu} C_{\mu\nu}(r) e^{i\varphi(1-\mu-\nu)} R_{\alpha\beta} \lambda_\beta^\mu \lambda_i^\nu k_i \quad (5)$$

где r — расстояние от оси вихря расположенной вдоль оси \hat{z} , φ — азимутальный угол, $R_{\alpha\beta}$ — постоянная матрица параметра порядка B -фазы, $\lambda_\beta^\mu, \lambda_i^\nu$ — собственные функции $(\lambda_{\beta,i}^\pm = (\hat{x}_{\beta,i} \pm i\hat{y}_{\beta,i})/\sqrt{2}; \lambda_{\beta,i}^0 = \hat{z}_{\beta,i})$ спина куперовской пары (α) и орбитального момента (i) с проекциями $\mu = \pm 1, 0$ и $\nu = \pm 1, 0$. Коэффициенты $C_{\mu\nu}(r)$ для вихрей с различными дискретными симметриями найдены в работах ^{8, 9}. 4×4 матрица амплитуды рассеяния имеет вид

$$t^N = \begin{pmatrix} \tilde{t}^N & 0 \\ 0 & (\tilde{t}^N)^+ \end{pmatrix} = t_+^N \hat{\tau}_0 + t_-^N \hat{\tau}_3, \quad (6)$$

где τ_0 и τ_3 — единичная и z — матрицы Паули в пространстве частица-дырка.

В работе ⁵ предполагалось, что матрица \underline{t}^N не имеет спиновой структуры. Однако, при наличии обменного рассеяния \underline{t}^N -матрица имеет вид¹⁾:

$$\underline{t}_{kk'}^N = u_{kk'} \sigma_0 + v_{kk'} \vec{\sigma} \mathbf{S}, \quad (7)$$

где \mathbf{S} — вектор, характеризующий суммарный спиновый момент атомов поверхности положительного иона, участвующих в обменном рассеянии.

Подставляя (4) — (7) в (3) и производя необходимые интегрирования и суммирование, получим:

$$\delta \Omega(\mathbf{r}) = \frac{k_F^2 \Delta^2(T)}{16\pi T_c} \left\{ (\sigma_{tr} + \sigma_1 \bar{S}^2) f(r) + \sigma_2 \bar{S}_\alpha R_{\alpha i} \hat{z}_i M(r) - 2\sigma_1 \bar{g}(\mathbf{r}) \right\}. \quad (8)$$

Здесь

$$f(r) = \frac{1}{3} \sum_{\mu\nu} |C_{\mu\nu}(r)|^2, \quad (9)$$

$$M(r) = \frac{1}{3} \frac{m(r)}{m_0} = \frac{1}{3} \sum_{\mu\nu} \mu |C_{\mu\nu}(r)|^2,$$

$$g(\mathbf{r}) = \frac{1}{3} \sum_{\nu} \left| \sum_{\mu} C_{\mu\nu}(r) S_{\alpha} R_{\alpha\beta} \lambda_{\beta}^{\mu} e^{-i\mu\varphi} \right|^2, \quad (10)$$

$$\sigma_1 = - \left(\frac{m_3}{2\pi} \right)^2 \int \cos \theta |v_{\mathbf{q}}|^2 d\Omega,$$

$$\sigma_2 = - \frac{2m_3}{k_F} (\text{Im } v^N)_{\mathbf{k}\mathbf{k}} - \left(\frac{m_3}{2\pi} \right)^2 \int \cos \theta (v_{\mathbf{q}} u_{\mathbf{q}}^* + v_{\mathbf{q}}^* u_{\mathbf{q}}) d\Omega,$$

$$|\mathbf{q}| = |\mathbf{k} - \mathbf{k}'| = 2k_F \sin \frac{\theta}{2}.$$

Графики функций $f(r)$ для вихрей с различной структурой кора см. в ⁵, функций $m(r)/m_0$ в ⁸. Функции $f(r)$, $m(r)/m_0$, $g(r)$ претерпевают скачкообразное изменение при фазовых переходах в корах вихрей (см. ^{1, 8}).

Среднее значение \bar{S} для иона, состоящего из твердого парамагнитного ³He, равно 0. Однако, здесь имеются две возможности. Во-первых, отличный от 0 средний спин $S = N\mu H/T$ можно создать во внешнем поле, здесь μ — ядерный магнетон, N — число атомов на поверхности иона, $N \sim 10$. Во-вторых, имеются указания ¹⁰, что при температурах меньше приблизительно 1 мК (точное значение зависит от давления) жидкий гелий вблизи твердой поверхности переходит в ферромагнитное состояние. В этом случае поверхность иона будет обладать спонтанным спиновым моментом $S(T) \lesssim N$.

Направление \bar{S} зависит от направления внешнего поля, поэтому потенциал $\delta\Omega(r)$ взаимодействия положительных ионов и вихрей должен меняться при изменении $\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{H}$ на удвоенную величину второго члена в фигурных скобках (8). Амплитуды обычного u и обменного рассеяния v разумеется неизвестны. Однако, если они одного порядка и $\bar{S} \approx 1$ в полях $H \sim 10^3$ гаусс и $T \sim 1$ мК (для v -вихря $f(0) \sim 0,4$ ⁵, $m(0)/m_0 \sim 0,2$ ⁸, то изменение $\delta\Omega$ при изменении знака поля может оказаться сравнимым с глубиной потенциальной ямы в отсутствие обменного рассеяния и следовательно, может быть обнаружено в опытах по захвату положительных ионов на вихрях во вращающемся ³He-В.

¹⁾ Поскольку мы интересуемся здесь лишь принципиальной возможностью обнаружения обменного взаимодействия ионов и вихрей в узком температурном интервале вблизи T_c , нет нужды учитывать слабую (логарифмическую) зависимость $u_{kk'}$ от энергии квазичастиц.

Заметим, в заключение, что в сверхпроводнике, т. е. в случае \bar{s} -спаривания, обменное рассеяние на изолированной примеси со спином S приводит к возрастанию энергии сверхпроводника на величину

$$\delta\Omega = \frac{1}{16\pi} \frac{\Delta^2(T)}{T_c} k_F^2 \sigma^v \bar{S}^2,$$

а обычное рассеяние не дает вклада в $\delta\Omega$, $\sigma^v = (m_3/2\pi)^2 \int |v_q|^2 d\Omega$.

Я благодарен В.М.Эдельштейну и Г.Е.Воловику за полезные обсуждения, а также М.Саломая за интерес к работе.

Литература

1. *Hakonen P.J., Krusius M., Salomaa M.M., Simola J.T., Bunkov Ju.M., Mineev V.P., Volovik G.E.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 1362.
2. *Donnelly R.J.* Phys. Rev. Lett., 1965, **14**, 39.
3. *Rainer D., Vuorio M.* Journ. Phys., 1977, **C10**, 3093.
4. *Thuneberg E.V., Kurkijärvi J., Rainer D.* Journ. Phys., 1981, **C14**, 5615.
5. *Mineev V.P., Salomaa M.M.* Journ. Phys., 1984, v.**C17**, (в печати).
6. *Эдельштейн В.М.* ЖЭТФ, 1983, **85**, 543.
7. *Kokko J., Paalanen M.A., Schoepe W., Takano J.* Journ. Low Temp. Phys., 1978, **33**, 69.
8. *Salomaa M.M., Volovik G.E.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 2040.
9. *Ohmi T., Tsuneto T., Fujita T.* Progr. Theor. Phys., 1983, **70**, 647.
10. *Ahonen A.I., Kokko J., Lounasmaa O.V., Paalanen M.A., Richardson R.C., Schoepe W., Takano Y.* In Quantum Fluids and Solids eds. S.B. Trickey, E.D. Adams, J.W. Dufty, Plenum Press, N. Y. – London, 1977, p. 97, русский перевод в сб. "Квантовые жидкости и кристаллы", под ред. А.С.Боровика-Романова, "Мир", 1979, стр. 176.

Институт теоретической физики

им. Л.Д.Ландау

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

30 января 1984 г.