Физика твердого тела, 1997, том 39, № 5

Фазовый переход 2.5 рода в адсорбированном монослое He^3–He^4

© *А.С. Саакян*

Армянский государственный инженерный университет,
375009 Ереван, Армения

(Поступила в Редакцию 25 ноября 1996 г.)

Рассмотрен двумерный кристалл He^3–He^4 в присутствии постоянного однородного магнитного поля. Показано, что в системе должен происходить фазовый переход Лифшица 2.5 рода, сопровождаемый аномальным поведением физических величин.

Известно, что при адсорбции изотопов гелия на графитовой подложке при определенном значении плотности покрытия образуется двумерный кристалл, симметрия которого совпадает с симметрией потенциального рельефа подложки ($2D$-соизмеримый кристалл) [1,2]. Эта система обладает ярко выраженными квантовыми свойствами и, в частности, может содержать в основном состоянии определенную концентрацию делокализованных вакансий — так называемых нулевых вакансий [3]. В настоящей работе предлагается метод их наблюдения. Рассматривается слабый раствор изотопа He^3 в $2D$-соизмеримом кристалле He^4, содержащем нулевые вакансии. Предполагается, что делокализация примеси He^3 происходит за счет туннельного обмена с вакансией. Таким образом, $2D$-кристалл содержит нулевые Ферми-дефектоны, заполняющие при $T = 0$ Ферми-сферу: состояния от $-\varepsilon_0(\varepsilon_0 > 0)$ до нуля, где $-\varepsilon_0$ — дно дефектонной энергетической зоны. Во внешнем постоянном однородном магнитном поле снятие спинового вырождения приводит к тому, что оказываются заполненными состояния от $-\varepsilon_0 \pm \gamma H$ до нуля, где γ — ядерный магнитный момент He^3. С ростом напряженности магнитного поля при $H = \varepsilon_0/\gamma$ происходит схлопывание одной из подзон, что, как показано далее, сопровождается аномальным поведением различных величин: при $H = H_c$ в системе происходит фазовый переход 2.5 рода [4]. Ранее нами исследовался фазовый переход 2.5 рода в $3D$-твердом растворе He^3–He^4 [5]. Оценки дают для $H_c \approx 20{-}30\,\mathrm{Oe}$. Температурная область, как и в работе [5], определяется сильным вырождением газа нулевых Ферми-дефектонов.

Концентрация нулевых вакансий равна

$$x = \int\limits_{-\varepsilon_0}^{0} \nu_d(\varepsilon) d\varepsilon, \qquad (1)$$

где d — мерная одночастичная плотность состояний,

$$\nu_d(\varepsilon) = \begin{cases} -\frac{1}{2\Delta} \ln \frac{\varepsilon+\varepsilon_0}{\Delta}, & d = 2, \\ \frac{1}{\pi^2\Delta}\sqrt{\frac{\varepsilon+\varepsilon_0}{2\Delta}}, & d = 3, \quad \varepsilon \geqslant -\varepsilon_0, \end{cases} \qquad (2)$$

тогда

$$\nu_d(\varepsilon) = \begin{cases} -\frac{\varepsilon_0}{\Delta} \ln \frac{\varepsilon_0}{\Delta}, & d = 2, \\ \frac{4}{3\pi^2}\left(\frac{\varepsilon_0}{2\Delta}\right)^2, & d = 3. \end{cases} \qquad (3)$$

Положим в (3) $\Delta \sim 1\,\mathrm{K}$, $\varepsilon_0 \sim 10^{-2}\,\mathrm{K}$ [1–3], тогда $x_2 \sim 10^{-3}$, $x_3 \sim 10^{-5}$, т. е. концентрация вакансий, а следовательно, нулевых Ферми-дефектов в $2D$-системах выше на два порядка, чем в $3D$-системах, поэтому эффекты, описываемые далее, должны в $2D$-системах проявиться ярче.

Рассмотрим сначала идеальный $2D$-газ нулевых Ферми-дефектонов.

Энергия системы $(H < H_c)$ равна

$$E = \left[\Delta\gamma^2 \left(\frac{H_c - H}{\Delta}\right)^2 - \frac{\pi^2}{12\Delta}T^2\right] \ln \frac{\gamma(H_c - H)}{\Delta}, \qquad (4)$$

где первый член в квадратных скобках соответствует основному состоянию, а второй является вкладом от области размытия Ферми-поверхности, Δ — ширина вакансионной зоны.

Теплоемкость системы в области сильного вырождения

$$C = \frac{\pi^2 T}{6\Delta} \ln \frac{\Delta}{\gamma(H_c - H)} \qquad (5)$$

обладает линейным температурным поведением; кроме того, отношение C/T имеет логарифмическую особенность по магнитному полю.

Намагниченность системы

$$M = \frac{2\gamma^2}{\Delta}(H_c - H) \ln \frac{\gamma(H_c - H)}{\Delta} - \frac{\pi^2}{12\Delta}\,\frac{T^2}{H_c - H}, \qquad (6)$$

а магнитная восприимчивость

$$\chi = -\frac{2\gamma^2}{\Delta} \ln \frac{\gamma(H_c - H)}{\Delta} - \frac{\pi^2}{12\Delta}\left(\frac{T}{H_c - H}\right)^2 \qquad (7)$$

также обладает логарифмической особенностью.

Отметим, что выражения (4)–(7) определяются вкладом дефектонов со спинами, направленными против магнитного поля. Именно этот вклад приводит к аномальному поведению физических величин.

Учет взаимодействия дефектонов важен по той причине, что, несмотря на малую концентрацию, оно приводит к определенному изменению характера аномального поведения физических величин вблизи точки перехода H_c. Здесь мы учтем только вклад от процесса S-рассеяния дефектонов. $3D$-теория S-рассеяния квазичастиц в присутствии внешнего магнитного поля на хаббардовском потенциале $V_0\delta_{R_1,R_2}$ построена в [5]. Аналогично строится $2D$-теория (построение $2D$-теории рассеяния квазичастиц в отсутствие магнитного поля на бесконечной решетке проведено в [6]). Волновая функция рассеяния имеет вид

$$\Psi = \frac{\tau V_0}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}} \int \frac{e^{2i\mathbf{qr}} d^2q}{L(\mathbf{k}_0,\mathbf{Q},\mathbf{q}) - L(\mathbf{k}_0,\mathbf{Q}) - i0}, \qquad (8)$$

где

$$L(\mathbf{k}_0,\mathbf{Q},\mathbf{q}) = \varepsilon(\mathbf{k}_0 - \mathbf{Q}/2 - \mathbf{q}) + \varepsilon(\mathbf{k}_0 + \mathbf{Q}/2 + \mathbf{q}),$$

$$L(\mathbf{k}_0,\mathbf{Q}) = L(\mathbf{k}_0,\mathbf{Q},\mathbf{q})\Big|_{\mathbf{q}=0},$$

$\mathbf{k}_0$ — относительный квазиимпульс двух дефектонов до рассеяния, $\mathbf{q}$ — переданный квазиимпульс, $\mathbf{Q}$ — квазиимпульс центра масс,

$$\tau = \left[1 + \frac{V_0}{(2\pi)^2} \int \frac{d^2q}{L(\mathbf{k}_0,\mathbf{Q},\mathbf{q}) - L(\mathbf{k}_0,\mathbf{Q}) - i0}\right]^{-1}. \quad (9)$$

Исходя из законов сохранения квазиимпульса и энергии, легко показать, что вблизи точки перехода

$$Q \sim 2(\varepsilon_0/\Delta)^{1/2}, \quad q \sim \left[\gamma(H_c - H)/2\varepsilon_0\right]^{1/2}.$$

Интегрирование в выражениях (8), (9) проведем с учетом того, что при низких температурах возбуждены лишь низколежащие дефектонные состояния, и поэтому закон дисперсии квазичастиц квадратичен по квазиимпульсу $\varepsilon(k) = (1/2)(\Delta k^2)$. В результате получим следующее выражение для амплитуды и фазы рассеяния:

$$f = \frac{2^{3/2}\pi^{1/2}q^{1/2}}{Q} \frac{1}{2\ln q + i\pi(q/Q)},$$

$$\delta = \frac{q}{Q\ln q}. \qquad (10)$$

Эти выражения получены в пределе $V_0 = +\infty$ (случай потенциала "непроницаемости", в этом случае две квазичастицы не могут находиться в одном и том же узле решетки). Знание данных рассеяния (10) позволяет рассчитать вклад этих процессов в различные физические величины. Так, их вклад в энергию системы [7]

$$\Delta E = \frac{\gamma(H_c - H)}{2\pi \ln\left[\Delta/\gamma(H_c - H)\right]} + \frac{T^2}{\gamma(H_c - H)\ln^2\left[\gamma(H_c - H)/\Delta\right]}, \qquad (11)$$

в теплоемкость

$$\Delta C = \frac{\pi T}{3} \frac{1}{\gamma(H_c - H)\ln^2\left[\gamma(H_c - H)/\Delta\right]}, \qquad (12)$$

в восприимчивость

$$\Delta\chi = -\frac{\gamma^2}{2\pi(H_c - H)\ln^2\left[\gamma(H_c - H)/\Delta\right]} + \frac{T^2}{\gamma(H_c - H)\ln^2\left[\gamma(H_c - H)/\Delta\right]}. \qquad (13)$$

Список литературы

[1] P.B. Cowan et al. Phys. Rev. Lett. **38**, 165 (1972).
[2] M. Bretz et al. Phys. Rev. **A8**, 1589 (1983).
[3] А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц. ЖЭТФ **56**, *6*, 2057 (12969).
[4] И.М. Лифшиц, А.Я. Азбель, М.И. Каганов. Электронная теория металлов. Наука, М. (1971). 415 с.
[5] М.З. Арутюнян, Г.А. Варданян, А.С. Саакян. ФТТ **33**, *5*, 1331 (1991).
[6] Г.А. Варданян, А.С. Саакян. ЖЭТФ **88**, *3*, 1079 (1985).
[7] Р.М. Уайт. Квантовая теория магнетизма. Мир, М. (1985). 299 с.