УДК 538.945

НЕЛОКАЛЬНЫЙ ФЛУКТУАЦИОННЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК В АНИЗОТРОПНЫХ МЕТАЛЛАХ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА

А.В.Галактионов

Найдена частотная и пространственная дисперсия флуктуационного электромагнитного отклика в анизотропном металле (одноосном кристалле) вблизи температуры сверхпроводящего перехода. Предполагается, что характерные частоты и волновые векторы электромагнитного поля удовлетворяют требованиям $\Omega \ll T_c$, $Q\xi_{0\perp}$, $Q\xi_{0\|} \ll 1$. Показано, что нелокальность отклика определяется величинами $\xi_{\|}(T)$, $\xi_{\perp}(T)$. Рассмотрены некоторые следствия, обусловленные спецификой данного отклика, в том числе флуктуационная добавка к магнитному рассеянию нейтронов в области малых углов.

1. С приближением к температуре перехода в сверхпроводящее состояние проводимость и диамагнетизм нормального металла, как известно, увеличиваются вследствие флуктуационного возникновения куперовских пар [1–6]. Обычно флуктуационная часть электромагнитного отклика рассматривается для случая, когда пространственной дисперсией проводимости и диамагнетизма можно пренебречь. Однако для ряда задач нелокальность флуктуационного электромагнитного отклика играет существенную роль и ее необходимо учитывать в полной мере, что и было сделано в работах [7–8] для пространственно-изотропного случая. В этих работах были проанализированы вклады в электромагнитный отклик, описываемые диаграммами Асламазова-Ларкина и Маки-Томпсона. Было показано, что пространственная дисперсия вклада Асламазова-Ларкина характеризуется масштабом $\xi(T)$. Большое макроскопическое значение корреляционного радиуса сверхпроводящих флуктуаций $\xi(T)$ приводит к тому, что эффекты нелокальности становятся существенными уже для макроскопически плавно изменяющегося в пространстве электромагнитного поля. В то же время пространственной дисперсией вклада Маки-Томпсона можно пренебречь. Так, в грязном пределе нелокальность поправки Маки-Томпсона характеризуется масштабом $l \ll \xi_0$, где l — длина свободного пробега.

Аналогичные утверждения о пространственной дисперсии упомянутых вкладов были сделаны также в работе [9]. Кроме того, если время фазовой релаксации τ_Φ достаточно мало $\tau_\Phi T_c \lesssim 1$ (что имеет место для ВТСП [10]), то вкладом Маки-Томпсона можно пренебречь вблизи T_c. Выражение для вклада Асламазова-Ларкина в электромагнитный отклик следует также из временно́го уравнения Гинзбурга-Ландау с ланжевеновским источником (см., например, [11]), которое применимо для описания гауссовых флуктуаций выше T_c. В предлагаемой работе, исходя из этого уравнения, получен флуктуационный отклик в анизотропном металле выше T_c (аналогичное выражение для отклика может быть получено и из диаграммы Асламазова-Ларкина для электронов с анизотропным спектром.)

Ввиду того что флуктуационные эффекты сильно выражены в ВТСП, которые обладают значительной анизотропией, представляется важным обобщение результатов [7,8] на анизотропный случай. Нелокальность отклика теперь характеризуется двумя масштабами: корреляционной длиной вдоль кристаллической оси и корреляционной длиной в перпендикулярном направлении. Также в предлагаемой работе проанализированы обусловленные спецификой данного отклика распределения флуктуационного диамагнитного момента вблизи металл-вакуум и флуктуационная добавка к поверхностному импедансу. Исследовано магнитное рассеяние нейтронов на сверхпроводящих флуктуациях (результаты эксперимента по магнитному рассеянию нейтронов на ВТСП приведены в [12]). В заключение рассмотрены особенности флуктуационного электромагнитного отклика в сверхпроводниках с нетривиальным спариванием, описываемых двухкомпонентным параметром порядка.

2. При наличии кристаллической оси временно́е уравнение Гинзбурга-Ландау с ланжевеновским источником имеет, как известно, вид

$$\gamma\frac{\partial\psi}{\partial t}+a\psi-\frac{1}{4m_{\parallel}}(\partial_x^2+\partial_y^2)\psi-\frac{1}{4m_{\perp}}\partial_z^2\psi=g(\mathbf{r},t). \tag{1}$$

Ось z направлена вдоль кристаллической оси,

$$\partial_k=\partial/\partial x_k-2ieA_k/c,\quad a=\alpha(T-T_c),\quad \langle|g(\Omega,\mathbf{Q})|^2\rangle=2\gamma T.$$

Таким образом,

$$\xi_{\perp}(T)=1/(4m_{\perp}a)^{1/2},\qquad \xi_{\parallel}(T)=1/(4m_{\parallel}a)^{1/2}.$$

Предполагается, что Фурье-компоненты электромагнитного поля (выбранного в калибровке $\Phi=0$) удовлетворяют неравенствам $Q\ll\xi_{0\perp}^{-1},\xi_{0\parallel}^{-1}$, $\Omega\ll T_c$. Разлагая ψ по набору плоских волн

$$\psi(\mathbf{r},t)=\Sigma_{\omega\mathbf{p}}c_{\omega\mathbf{p}}e^{i\mathbf{pr}-i\omega t},$$

имеем в линейном порядке по $\mathbf{A}$ для Фурье-компонент тока

$$J_i(\Omega,\mathbf{Q})=\frac{e}{m_i}\sum_{\omega,\mathbf{p}}\left(p_i+\frac{Q_i}{2}\right)\left(c_{\omega\mathbf{p}}^{(0)*}c_{\omega+\Omega,\mathbf{p}+\mathbf{Q}}^{(1)}+c_{\omega\mathbf{p}}^{(1)*}c_{\omega+\Omega,\mathbf{p}+\mathbf{Q}}^{(0)}\right)-$$

$$-\frac{2e^2}{m_ic}\sum_{\omega,\mathbf{p}}\sum_{\omega',\mathbf{p}'}c_{\omega\mathbf{p}}^{(0)*}c_{\omega'\mathbf{p}'}^{(0)}\times A_i(\Omega+\omega-\omega',\mathbf{Q}+\mathbf{p}-\mathbf{p}'). \tag{2}$$

Здесь электромагнитное поле рассматривается как возмущение и величины $c^{(0)}$ и $c^{(1)}$ имеют соответственно нулевой и первый порядок по

A. После усреднения в (2) по сверхпроводящим флуктуациям получаем ядро, связывающее $j = \langle \mathbf{J} \rangle$ с $\mathbf{A}$

$$j_i(\Omega, \mathbf{Q}) = \Sigma_j L_{ij}(\Omega, \mathbf{Q}) A_j(\Omega, \mathbf{Q}).$$

При $T > T_c$ оно должно стремиться к нулю в пределе $Q \to 0, \Omega \to 0$ в силу калибровочной инвариантности. Однако при вычислении этого ядра теория Гинзбурга-Ландау дает интеграл по импульсам, расходящийся на верхнем пределе, что связано с неприменимостью данной теории при больших импульсах $Q > \xi_0^{-1}$. Для получения конечного результата в рамках используемого подхода достаточно вычесть подынтегральное выражение, отвечающее пределу $Q \to 0, \Omega \to 0$. Эта процедура, разумеется, оправдывается микроскопическим расчетом [1,7]. В результате получается

$$j_i(\Omega, \mathbf{Q}) = \frac{2T_c e^2}{c m_i} \sum_{\mathbf{p}, j} \left[\frac{\left(P_i + \frac{Q_i}{2}\right) \frac{1}{m_j} \left(P_j + \frac{Q_j}{2}\right)}{\varepsilon(\mathbf{p})(-i\gamma\Omega + \varepsilon(\mathbf{p}) + \varepsilon(\mathbf{p} + \mathbf{Q}))} - \frac{p_i p_j}{2 m_j \varepsilon^2(\mathbf{p})} \right] A_j(\Omega, \mathbf{Q}), \tag{3}$$

где

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = a + \Sigma_i p_i^2 / 4m_i.$$

Выражение для ядра удобно представить в ортогональной системе координат, в которой ось 2 совпадает с направлением $\mathbf{Q}$, составляя угол θ с осью z; ось 3 лежит в плоскости, содержащей кристаллическую ось z и Q, а ось 1 перпендикулярна данной плоскости.

В новой системе координат после интегрирования (3) получаем компоненты тензора флуктуационного электромагнитного отклика

$$L_{11} = \sqrt{m_\perp} f_1(\omega, g),$$

$$L_{22} = \frac{m_\| \cos^2\theta + m_\perp \sin^2\theta}{\sqrt{m_\perp}} f_2(\omega, q),$$

$$L_{33} = \frac{m_\| \sqrt{m_\perp}}{m_\| \cos^2\theta + m_\perp \sin^2\theta} \left(f_1(\omega, g) + \frac{m_\|}{m_\perp} \left(\frac{m_\perp}{m_\|} - 1 \right)^2 \sin^2\theta \cos^2\theta f_2(\omega, q) \right),$$

$$L_{23} = L_{32} = \frac{m_\|}{\sqrt{m_\perp}} \left(1 - \frac{m_\perp}{m_\|} \right) \sin\theta \cos\theta f_2(\omega, q),$$

$$L_{12} = L_{21} = L_{13} = L_{31} = 0, \tag{4}$$

где

$$\omega = \frac{\gamma\Omega}{2a},$$

$$q = \frac{1}{4} \frac{(m_\| \cos^2\theta + m_\perp \sin^2\theta)^{1/2}}{(m_\| m_\perp a)^{1/2}} Q = \frac{1}{2} \left(Q_\|^2 \xi_\|^2(T) + Q_\perp^2 \xi_\perp^2(T) \right)^{1/2}.$$

Из (5) непосредственно следует угловая зависимость характерного масштаба нелокальности флуктуационного отклика. Функции $f_1(\omega, q)$,

$f_2(\omega, q)$ аналогичны приведенным в [8] выражениям, описывающим отклик на поперечное и продольное поле, и имеют вид

$$f_1(\omega, q) = \frac{2e^2 T_c\sqrt{a}}{\pi c}\Big\{1 + \frac{i\omega}{q^2}\left(1 - (1+q^2-i\omega)^{1/2}\right) -$$

$$-\frac{1}{q}(1+q^2(1-\frac{i\omega}{2q^2})^2)\Big[\operatorname{arctg}(q-\frac{i\omega}{2q}) + \operatorname{arctg}\left(\frac{i\omega}{2q(1+q^2-i\omega)^{1/2}}\right)\Big]\Big\},$$

$$f_2(\omega, q) = i\frac{2e^2 T_c\sqrt{a}}{\pi c}\frac{\omega}{q^2}\Big\{-1 + (1+g^2-i\omega)^{1/2} +$$

$$+\frac{i\omega}{2q}\left[\operatorname{arctg}\left(q-\frac{i\omega}{2q}\right) + \operatorname{arctg}\left(\frac{i\omega}{2q(1+q^2-i\omega)^{1/2}}\right)\right]\Big\}. \qquad (6)$$

Здесь $\sqrt{z}$ определен в плоскости комплексного переменного z с разрезом вдоль отрицательной действительной полуоси, $\operatorname{arctg} z$ — с разрезами $(-i\infty, -i)$; $(i, i\infty)$. Отметим, что в отличие от изотропного случая отклик не может быть разделен на продольную и поперечную компоненты (имеется ненулевой вклад L_{23}, $L_{11} \neq L_{33}$). Экспериментальное изучение свойств нелокального нестационарного отклика и их анализ на основе формул (4)–(6) могут быть использованы для нахождения параметров пространственной дисперсии $\xi_\perp(T)$, $\xi_\parallel(T)$ и частотной дисперсии γ/a.

Рассмотрим некоторые предельные выражения полученных результатов. Так, при малых частотах $\omega \ll q^2$

$$f_1(\omega, q) = \frac{2e^2 T_c\sqrt{a}}{\pi c}\Big\{1 - \frac{1}{q}(1+q^2)\operatorname{arctg} q + \frac{i\omega}{q}\left[\operatorname{arctg} q + \frac{1}{q}\left(1-(1+q^2)^{1/2}\right)\right]\Big\},$$

$$f_2(\omega, q) = \frac{2e^2 T_c\sqrt{a}}{\pi c}\frac{i\omega}{q^2}\left[(1+q^2)^{1/2} - 1\right]. \qquad (7)$$

В частности, при $\omega = 0$, $q \to 0$ из (7) следуют известные значения компонент тензора диамагнитной восприимчивости

$$\chi_{z,z} = -\frac{e^2 T_c}{12\pi c^2 m_\parallel}\sqrt{\frac{m_\perp}{a}},$$

$$\chi_{yy} = \chi_{xx} = \chi_{zz} m_\parallel / m_\perp.$$

Внешнее магнитное поле $\tilde{\mathbf{H}}$, параллельное плоской границе металла, индуцирует в глубине его намагниченность, параллельная поверхности компонента которой $\mathbf{M}_0 = (\hat{\chi}\tilde{\bar{H}})_{\mathrm{par}}$. Здесь значок par означает параллельную поверхности компоненту вектора. При $\omega = 0$ выражение (7) определяет профиль изменения намагниченности $\mathbf{M}_{\mathrm{par}}(x)$ от нуля на границе металла до $\mathbf{M}_0$ в его объеме. Если образец занимает полупространство $x > 0$, то из (7) при условии зеркального отражения на границе (применимого и в анизотропном случае [13]) получаем для параллельной компоненты намагниченности

$$\mathbf{M}_{\mathrm{par}}(x) = (\mathbf{B}(x) - \tilde{\mathbf{H}})_{\mathrm{par}}/4\pi,$$

предполагая малость отклика

$$\mathbf{M}_{\text{par}}(x) = \mathbf{M}_0 \Big\{ 1 - e^{-2x/\xi(\theta,T)} + \frac{x}{2\xi(\theta,T)} \Big[\left(\frac{2x}{\xi(\theta,T)} - 1 \right) \times$$

$$\times e^{-2x/\xi(\theta,T)} + 2 \left(\frac{2x^2}{\xi^2(\theta,T)} - 3 \right) \mathrm{Ei} \left(-\frac{2x}{\xi(\theta,T)} \right) \Big] \Big\}, \tag{9}$$

где

$$\xi(\theta,T) = (m_\perp \sin^2\theta + m_\parallel \cos^2\theta)^{1/2} / (4 m_\parallel m_\perp a)^{1/2},$$

θ — угол между нормалью к поверхности и осью z,

$$\mathrm{Ei}(-x) = \int\limits_{-\infty}^{-x} dt e^t / t.$$

Естественно, нормальная к поверхности компонента $B_{\text{norm}}(x)$ равна нулю. Выражение (9) отличается от соответствующего результата для изотропного случая [7] лишь переобозначением ξ. Величина $\xi(\theta,T)$ есть характерный масштаб нелокальности отклика, который в отличие от изотропного случая обладает угловой зависимостью. Так, если граница образца параллельна кристаллической оси z, то характерный пространственный масштаб изменения диамагнитного флуктуационного отклика есть $\xi_\parallel(T)$, а при перпендикулярной ориентации — $\xi_\perp(T)$.

В пределе малых импульсов $q^2 \ll \omega$

$$f_1(\omega,q) = \frac{4e^2 T_c \sqrt{a}}{\pi c} \Big\{ 1 + \frac{2i}{3\omega} \left[1 - (1 - i\omega)^{3/2} \right] +$$

$$+ i \frac{8q^2}{15\omega^3} \left[1 - \frac{5}{2} i\omega - (1 - i\omega)^{5/2} - \frac{15}{8} \omega^2 (1 - i\omega)^{1/2} \right] \Big\},$$

$$f_2(\omega,q) = \frac{4e^2 T_c \sqrt{a}}{\pi c} \Big\{ 1 + \frac{2i}{3\omega} \left[1 - (1 - i\omega)^{3/2} \right] +$$

$$+ i \frac{8q^2}{5\omega^3} \left[1 - \frac{5}{2} i\omega - \frac{5}{4}\omega^2 - (1 - i\omega)^{5/2} - \frac{5}{8} \omega^2 (1 - i\omega)^{1/2} \right] \Big\}. \tag{10}$$

Из (10) при $q = 0$ следуют значения компонент тензора проводимости

$$\sigma_{xx}(\Omega) = \sigma_{yy}(\Omega) = -\frac{2ie^2 \gamma \sqrt{m_\perp} T_c}{\pi\omega\sqrt{a}} \Big\{ 1 + \frac{2i}{3\omega} \left[1 - (1 - i\omega)^{3/2} \right] \Big\},$$

$$\sigma_{zz}(\Omega) = \sigma_{xx}(\Omega) m_\parallel / m_\perp. \tag{11}$$

Отметим, что при $T \to T_c$

$$\sigma_{xx}(\Omega) \to 4(1+i) e^2 T_c \times (m_\perp \Gamma)^{1/2} / 3\pi\Omega^{1/2}.$$

Учет частотной дисперсии приводит к следующим значениям компонент тензора поверхностного импеданса в xz плоскости:

$$\varphi_{xx}(\Omega) = \left[\frac{\Omega}{8\pi(\sigma_{xx}^n + \sigma_{xx}(\Omega))} \right]^{1/2} (1 - i),$$

$$\varphi_{zz}(\Omega) = \left[\frac{\Omega}{8\pi(\sigma_{zz}^n + \sigma_{zz}(\Omega))}\right]^{1/2} (1-i), \tag{12}$$

где σ_{xx}^n, σ_{zz}^n — характеризуют проводимость нормального металла в отсутствие флуктуаций. Поправки, обусловленные пространственной дисперсией флуктуационного отклика, малы, как и в изотропном случае, в меру параметра $\sim (\sigma^n/m\gamma c^2)$. Естественно, формулы (12) применимы при $\Omega \ll T_c$.

3. Специфические зависимости флуктуационного электромагнитного отклика от температуры, волнового вектора и частоты могут также проявиться в дифференциальном сечении магнитного рассеяния нейтронов в нормальном металле вблизи T_c. Так, результаты экспериментов на поликристаллических образцах ВТСП [12] указывают на необходимость учета сверхпроводящих флуктуаций.

В отсутствие магнитного упорядочения магнитное рассеяние нейтронов вызвано их взаимодействием с флуктуационным магнитным полем. Соответствующее дифференциальное сечение рассеяния деполяризованного пучка в интервал телесного угла dO и в интервал переданной энергии $d\Omega$ с передачей энергии Ω для массивного образца имеет следующий вид:

$$\frac{d^2S}{d\Omega dO} = \frac{g^2e^2V}{32\pi^3c^2}\frac{p'}{p}\langle B^2\rangle_{\Omega,\mathbf{Q}}. \tag{13}$$

Здесь $\mathbf{Q}$ — переданный импульс, $\mathbf{p} = m_N\mathbf{V}_N$ и $\mathbf{p}' = \mathbf{p}+\mathbf{Q}$ — начальный и конечный импульсы нейтрона, $g = 1.91$ — гироскопический фактор нейтрона. Если выполняется неравенство

$$4\pi c\max(L_{ij} + L_{ij}^n) + \Omega^2 \ll c^2Q^2,$$

что имеет место в экспериментальных условиях [12], то для $\langle B^2\rangle_{\Omega,\mathbf{Q}}$ при передаче энергии $\Omega \ll T_c$ имеем [14]

$$\langle B^2\rangle_{\Omega,\mathbf{Q}} = \frac{32\pi^2T}{c\Omega Q^2}\mathrm{Im}\,(L_{11} + L_{11}^n + L_{33} + L_{33}^n), \tag{14}$$

где L_{11}, L_{33} определяются (4), а L_{11}^n, L_{33}^n характеризуют нормальное состояние в отсутствие флуктуаций.

В [12] измерялась температурно-зависящая добавка к полному сечению рассеяния в данном направлении dS/DO для низкоэнергетических нейтронов и малых углов расеяния (передача энергии и импульса много меньше характерных атомных значений). Для вычисления этой величины необходимо проинтегрировать (13) по энергии при фиксированном угле рассеяния θ' или (эквивалентно) при фиксированном переданном импульсе $K = 2p\sin(\theta'/2)$, соответствующем квазиупругому рассеянию на угол θ'. При интегрировании (13) для малых углов рассеяния $\Omega/v_N \sim K \ll p$. Таким образом, можно приближенно положить

$$\mathbf{Q} = \mathbf{K} + \mathbf{n}\Omega/v_N, Q^2 = K^2 + \Omega^2/v_N^2,$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{p}/p$. Результат интегрирования для изотропного случая приведен в [7]. Описанное там качественное поведение dS/dO сохраняет справедливость и для анизотропного случая, хотя, разумеется, теперь рассеяние становится анизотропным.

Так, при достаточном удалении от T_c, когда $q, \omega \ll 1$, для флуктуационного вклада в дифференциальное сечение рассеяния имеем

$$\frac{dS}{dO} = \frac{1}{2}\frac{g^2 e^4 V T_c^2 \gamma v_N}{\pi c^4 \hbar^5 \sqrt{a} K}\frac{m_\parallel + m_\perp}{\sqrt{m_\perp}}\left\{1 + \frac{m_\perp - m_\parallel}{2(m_\parallel + m_\perp)}(\cos^2\theta + \sin^2\theta\sin^2\beta)\right\}. \tag{15}$$

Здесь θ — угол между направлением падения пучка и осью z; β — угол между $\mathbf{K}$ и нормалью к плоскости, содержащей z и направление падения. Постоянная $\hbar$ далее в этом разделе не полагается равной единице.

При рассеянии в поликристаллическом образце, составляющие которого распределены хаотически и рассеивают некогерентно, выражение (15) переходит в

$$\frac{dS}{dO} = \frac{1}{2}\frac{g^2 \epsilon^4 V T_c^2 \gamma v_N}{\pi c^4 \hbar^5 \sqrt{a} K}\frac{m_\parallel + m_\perp}{\sqrt{m \perp}}\left\{1 + \frac{1}{3}\frac{m_\perp - m_\parallel}{m_\perp + m_\parallel}\right\},$$

т.е. первоначально, как и в [7], имеется рост сечения с приближением к T_c пропорционально $(T - T_c)^{-1/2}$. В дальнейшем при $T \to T_c$ прекращается рост с температурой и ds/dO выходит на плато, величина которого существенно зависит от соотношения характерных q^2 и ω в (4). Так, при $\omega \gg q^2$ необходимо использовать (10) при $T \to T_c$, в результате чего для сечения рассеяния имеем

$$\frac{dS}{dO} = \frac{4g^2\epsilon^4 V T_c^2 \sqrt{2\gamma} v_N (m_\parallel + m_\perp)}{3\pi c^4 \hbar^5 K^{3/2}\sqrt{m_\perp}}\left\{1 + \frac{m_\perp - m_\parallel}{4(m_\perp + m_\parallel)}(\cos^2\theta + 3\sin^2\theta\sin^2\beta)\right\}, \tag{17}$$

$$K \ll \min\{m_\perp, m_\parallel\}\gamma v_N/\hbar^2, \qquad T \to T_c.$$

Для поликристаллического образца из (17) следует

$$\frac{dS}{dO} = \frac{4g^2 e^4 V T_c^2 \sqrt{2\gamma v_N}(m_\parallel + m_\perp)}{3\pi c^4 \hbar^5 K^{3/2}\sqrt{m_\perp}}\left\{1 + \frac{1}{3}\frac{m_\perp - m_\parallel}{m_\perp + m_\parallel}\right\}. \tag{18}$$

В другом предельном случае, когда необходимо использовать (7), т.е. $K \gg \max\{m_\perp, m_\parallel\}\gamma v_N/\hbar^2$ и $T \to T_c$, в поликристаллическом образце имеем тот же результат, что и для изотропного сверхпроводника [7]

$$\frac{dS}{dO} = \frac{16}{\pi^2}\left(\frac{\pi}{2} - 1\right)\frac{g^2 e^4 V T_c^2 m\gamma v}{c^4 \hbar^6 K^2}, \tag{19}$$

$$K \gg m\gamma v_N/\hbar^2, \qquad \xi^{-1}(T).$$

Здесь m заменяется на $1.4\sqrt{m_\parallel m_\perp}$ при $m_\perp \gg m_\parallel$.

В эксперименте [12] наблюдалась, в согласии с (19), высота плато, пропорциональная K^{-2}. Однако для экспериментального $K = 0.035 Å^{-1}$ и для длины когерентности ξ_0 порядка ангстрема высота плато, если положить $\gamma \sim \hbar\alpha$, в несколько десятков раз меньше экспериментального значения и имеет порядок миллибарна/стерадиан·атом. По-видимому, данный вопрос требует дальнейшего изучения (в том числе и экспериментального).

Необходимо подчеркнуть, что приведенные результаты справедливы вне области критических флуктуаций.

4. Выше была рассмотрена анизотропия флуктуационного электромагнитного отклика в одноосном кристалле в случае однокомпонентного параметра порядка. Однако в некоторых веществах (например, UPt_3) не исключена возможность реализации сверхпроводящего состояния с двухкомпонентным параметром порядка, преобразующимся пр двумерному представлению кристаллической группы [15]. Соответствующий функционал Гинзбурга-Ландау при гексагональной симметрии имеет в гауссовом приближении вид

$$F = \int dV \Big(a\eta_i^*\eta_i + k_1\partial_i^*\eta_j^*\partial_i\eta_j + K_2\partial_i^*\eta_i^*\partial_j\eta_j + K_3\partial_i^*\eta_j^*\partial_j\eta_i + K_4\partial_z^*\eta_i^*\partial_z\eta_i \Big). \tag{20}$$

Здесь

$$a = \alpha(T - T_c), \qquad \partial_k = \partial/\partial x_k - 2ieA_k/c,$$

по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. Ось z направлена вдоль гексагональной кристаллической оси, а индексы i, j принимают значения 1,2 и отвечают компонентам ∂_x, ∂_y. Для нахождения флуктуационного отклика необходимо использовать два временных уравнения

$$\gamma\frac{\partial\eta_i}{\partial t} = -\frac{\delta F}{\delta\eta_i^*} + g_i(\mathbf{r}, t), \tag{21}$$

где $g_1(\mathbf{r}, t)$, $g_2(\mathbf{r}, t)$ независимы и

$$\langle |g_1(\Omega, \mathbf{Q})|^2 \rangle = \langle |g_2(\Omega, \mathbf{Q})|^2 \rangle = 2\gamma T.$$

Из условия устойчивости однородного сверхпроводящего состояния в отсутствие внешнего поля из (21) следует [16], что

$$\varepsilon = \frac{K_2 + K_3}{2K_1 + K_2 + K_3}, \qquad \mu = \frac{K_2 - K_3}{2K_1 + K_2 + K_3} \tag{22}$$

являются удобными параметрами разложения, поскольку $|\varepsilon| \leqslant 1$, $|\mu| \leqslant 1$.

В нулевом порядке по ε, μ ядро флуктуационного отклика для двухкомпонентного параметра порядка $L_{ij}^{(2)}(\Omega, \mathbf{Q}) = 2L_{ij}(\Omega, \mathbf{Q})$, где $L_{ij}(\Omega, \mathbf{Q})$ определяется формулами (4), (5) и сделаны замены

$$m_\perp = \frac{1}{4K_4}, \qquad m_\parallel = \frac{1}{4K'}, \qquad K' = K_1 + \frac{K_2 + K_3}{2}. \tag{23}$$

Поправки к этому выражению возникают во втором порядке по ε и μ, т.е., вообще говоря, они малы. Так, для флуктуационной проводимости

$$\sigma_{xx}(\Omega) = \sigma_{yy}(\Omega) = -\frac{2ie^2\gamma T_c}{\pi\sqrt{K_4 a\omega}} \left\{ (1 - 2\varepsilon^2) g_1(\omega) + 2\varepsilon^2 g_2(\omega) \right\},$$

$$\sigma_{zz}(\Omega) = -\frac{2ie^2\gamma T_c\sqrt{K_4}}{\pi K'\sqrt{a}\omega}\left\{g_1(\omega) + \frac{2}{3}\varepsilon^2 g_2(\omega)\right\}, \tag{24}$$

где

$$g_1(\omega) = 1 + \frac{2i}{3\omega}(1 - (1 - i\omega)^{3/2}),$$

$$g_2(\omega) = 1 + \frac{i}{2\omega} + \frac{1}{5\omega^2} - \frac{3}{4}\frac{i}{\omega}(1 - i\omega)^{3/2} + \frac{2i}{35}\frac{(1 - (1 - i\omega)^{7/2})}{\omega^3}. \tag{25}$$

В отличие от случая однокомпонентного параметра порядка отношение $\sigma_{zz}(\Omega)/\sigma_{xx}(\Omega)$ является частотно-зависимым. Так, при малых ω

$$\frac{\sigma_{zz}(\omega)}{\sigma_{xx}(\Omega)} = \frac{K_4}{K'}\left(1 + \frac{7}{12}\varepsilon^2\right), \qquad \omega \to 0, \tag{26}$$

в то время как при больших ω

$$\frac{\sigma_{zz}(\Omega)}{\sigma_{xx}(\Omega)} = \frac{K_4}{K'}\left(1 + \frac{43}{70}\varepsilon^2\right), \qquad \omega \to \infty. \tag{27}$$

Итак, в случае двухкомпонентного параметра порядка флуктуационный электромагнитный отклик не является просто умноженным на 2 откликом для однокомпонентного параметра порядка (4)–(6). В частности, на примере проводимости показано, что экспериментальное обнаружение частотной зависимости отношения $\sigma_{zz}(\Omega)/\sigma_{xx}(\Omega)$ позволяет сделать вывод о нетривиальности в данном соединении.

В заключение автор благодарит Ю.С.Бараша за руководство и полезные обсуждения во время работы.

Список литературы

[1] Асламазов Л.Г., Ларкин А.И. // ФТТ. 1968. Т. 10. № 4. С. 1104–1111.
[2] Schmidt H. // Z. Phys. 1968. U. 216. N 4. P. 336–345.
[3] Schmid A. // Phys.Rev. 1969. U. 180. N 2. P. 527–529.
[4] Maki K. // Prog.Theor.Phys. 1968. U. 39. N 4. P. 897–906.
[5] Thompson R.S. // Phys.Rev.B. 1970. U. 1. N 1. P. 327–333.
[6] Skocpol W.J., Tinkham M. // Rep. Prog.Phys. 1975. U. 38. N 9.P. 1049–1097.
[7] Бараш Ю.С., Галактионов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. № 4. С. 248–251; Т. 56. № 7. С. 370–375.
[8] Barash Yu.S., Galaktionov A.U. // Phys.Rev.B(in press).
[9] Glazman L.I., Hekking F.W.J., Zyuzin A. // Phys.Rev.B. 1922. U. 46. N 14. P. 9074–9081.
[10] Bieri J.B., Maki K., Thompson R.S. // Phys.Rev.B. 1991. U. 44. N 9. P. 4709–4711.
[11] Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980. 310 с.
[12] Bernhoeft N.R., Allen P.J., Paul D.McK. et al. // Nature. 1991. U. 350. N 6320. P. 690–692.
[13] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
[14] Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 719 с.
[15] Воловик Г.Е., Горьков Л.П. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 4. С. 1412–1428.
[16] Бараш Ю.С., Галактионов А.В. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. № 5. С. 1689–1697.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева РАН
Москва

Поступило в Редакцию
30 июля 1993 г.