

05;09;11;12

Электромагнитные возбуждения в нелокальной джозефсоновской электродинамике тонкой пленки магнитного (трехмерного) сверхпроводника

© А.И. Ломтев

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,

340114 Донецк, Украина

E-mail: lomtev@kinetic.ac.donetsk.ua

(Поступило в Редакцию 17 ноября 1999 г.)

Для джозефсоновского перехода в тонкой пленке трехмерного магнитного сверхпроводника выведено интегродифференциальное уравнение динамики разности фаз с временной и пространственной нелокальностью, справедливое при любом типе магнитного упорядочения. Показано, что магнитная подсистема существенно перенормирует спектр малоамплитудных электромагнитных возбуждений и приводит к их затуханию.

1. К настоящему моменту уравнения нелокальной джозефсоновской электродинамики получены и исследовались в шести случаях: 1) туннельный переход на стыке двух сверхпроводящих ультратонких пленок, толщины которых много меньше лондоновской длины; 2) туннельный переход между массивными сверхпроводниками, толщина которых значительно превышает лондоновскую длину; 3) туннельный переход между сверхпроводящими слоями конечной толщины в направлении, ортогональном магнитному полю; 4) туннельный переход "встык" между сверхпроводящими пластинами конечной толщины вдоль магнитного поля; 5) наклонный (скошенный) джозефсоновский переход между сверхпроводящими пластинами конечной толщины вдоль магнитного поля; 6) джозефсоновский переход в тонкой пленке магнитного (двумерного) сверхпроводника, толщина которой много меньше лондоновской длины.

Так, в работах [1–8] показано, что эффекты нелокальности могут быть существенными даже в контактах с большой толщиной d ($d \gg \lambda$, λ — лондоновская глубина проникновения) вдоль магнитного поля (по направлению вихрей), т.е. в ситуациях, до того рассматривавшихся в локальном приближении. В противоположном предельном случае контактов в тонких пленках, когда $d \ll \lambda$, нелокальность очень существенна и становится определяющим фактором. Соответствующие уравнения получены и изучались в [9–12]. Джозефсоновский переход между двумя сверхпроводящими слоями конечной толщины в направлении, ортогональном магнитному полю вихрей, изучался в работе [13]. В работах [14,15] осуществлено рассмотрение контакта "встык" и наклонного (скошенного) перехода соответственно конечной толщины вдоль магнитного поля вихрей при произвольном отношении d/λ . В недавней работе [16] для джозефсоновского перехода в тонкой пленке магнитного (двумерного) сверхпроводника выведено интегродифференциальное уравнение динамики разности фаз с пространственной и временной нелокальностью.

В настоящее время известно большое число магнитных сверхпроводников, проявляющих новые уни-

кальные свойства [17–19]. Кроме тройных соединений [20], сосуществование сверхпроводимости и магнетизма установлено в высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) соединениях типа REBaCuO, RECuO и других, где RE — редкоземельный ион. Сильная антиферромагнитная корреляция спинов меди в CuO₂ плоскостях в сверхпроводящем состоянии является одной из важнейших черт ВТСП материалов [21].

2. Тем более актуальным становится исследование нелокальной электродинамики джозефсоновских переходов в ультратонких пленках магнитных сверхпроводников, для которых $d \ll \lambda$. В этом случае такую задачу можно свести к задаче о бесконечно тонкой двумерной сверхпроводящей плоскости, когда можно пренебречь зависимостью сверхпроводящих физических характеристик контакта от перпендикулярной плоскости пленки координаты и считать, что ток и магнитное поле слабо меняются по толщине пластины [22]. Будем также предполагать, что рассматриваемая система все же трехмерна по своим магнитным свойствам, когда магнитная проницаемость пленки зависит от трех координат и времени $\mu(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t')$, где $\mathbf{r} = (x, y, z)$.

Геометрия задачи такова: плоскость пленки совпадает с плоскостью XOY, ток распространяется вдоль оси OY, а линия слабых связей расположена по оси OX. Исходим, следуя [23,24], из уравнения Максвелла для магнитной индукции $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ ($\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ — векторный потенциал), определяемой суммой магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$, создаваемого незатухающим током $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$, и намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$

$$\text{rot } \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + 4\pi \text{rot } \mathbf{M}(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

Связь между током, потенциалом и фазой параметра порядка $\Theta(\mathbf{r}, t)$ (в лондоновской калибровке потенциала $\text{div } \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$) определяется выражением

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = (c/4\pi\lambda^2)[\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)], \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$, а вектор $\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t)$ задается градиентом фазы

$$\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \Theta(\boldsymbol{\rho}, t). \quad (3)$$

Здесь Φ_0 — квант магнитного потока. Фаза параметра порядка удовлетворяет условию

$$\text{rot } \mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = -\hat{\mathbf{z}} \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial x} \delta(y), \quad (4)$$

где $\hat{\mathbf{z}}$ — единичный орт вдоль оси OZ , $\delta(y)$ — дельта-функция Дирака, $\varphi(x, t)$ определяется разностью фаз параметра порядка на переходе

$$\varphi(x, t) = \Theta(x, +0, t) - \Theta(x, -0, t). \quad (5)$$

Система уравнений (1), (2) приводит к соотношению

$$\text{rot } \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \lambda^{-2} [\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)], \quad (6)$$

которое для ультратонкой пленки при $d \ll \lambda$ может быть представлено в виде

$$\text{rot } \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \lambda_{\text{eff}}^{-1} [\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)] \delta(z), \quad (7)$$

где $\lambda_{\text{eff}} = \lambda^2/d$ — эффективная пирловская глубина проникновения.

Магнитное поле $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ связано с магнитной индукцией $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ интегральным соотношением

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{r}' \mu^{-1}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \mathbf{B}(\mathbf{r}', t'). \quad (8)$$

Из системы соотношений (7), (8) получаем уравнение для векторного потенциала

$$\text{rot} \left\{ \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{r}' \mu^{-1}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r}', t') \right\} = \lambda_{\text{eff}}^{-1} [\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) - \mathbf{A}(\boldsymbol{\rho}, z, t)] \delta(z), \quad (9)$$

выражающее его через поле источника $\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t)$.

Из уравнения непрерывности $\text{div } \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = 0$ и уравнения (2) следует, что $\text{div } \mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = 0$. Следовательно, можно представить векторное поле $\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t)$ как ротор бездивергентного векторного поля $\mathbf{F}(\boldsymbol{\rho}, t)$ в виде

$$\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = \text{rot } \mathbf{F}(\boldsymbol{\rho}, t), \quad (10)$$

где

$$\mathbf{F}(\boldsymbol{\rho}, t) = \hat{\mathbf{z}} F(\boldsymbol{\rho}, t), \quad \text{div } \mathbf{F}(\boldsymbol{\rho}, t) = 0, \quad (11)$$

Подставляя выражение (10) с учетом (11) в соотношение (4), получаем уравнение, описывающее функцию $F(\boldsymbol{\rho}, t)$

$$\Delta F(\boldsymbol{\rho}, t) = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial x} \delta(y). \quad (12)$$

С одной стороны, плотность тока сквозь джозефсоновский переход $j_y(x, 0, t)$ равна сумме, например,

трех слагаемых: плотностям джозефсоновского сверхтока, нормального (квазичастичного) тока и емкостного тока смещения

$$j_y(x, 0, t) = j_c \left[\sin \varphi(x, t) + \frac{\beta}{\omega_J^2} \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} + \frac{1}{\omega_J^2} \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} \right] d \delta(z), \quad (13)$$

где β — диссипативный параметр, j_c и ω_J — критический ток и джозефсоновская частота соответственно.

С другой стороны, из уравнения (2) следует, что та же плотность тока $j_y(x, 0, t)$ может быть представлена в виде

$$j_y(x, 0, t) = \frac{c}{4\pi \lambda_{\text{eff}}} [S_y(x, 0, t) - A_y(x, 0, 0, t)] \delta(z). \quad (14)$$

Приравнявая выражения для плотности тока (13) и (14), видим, что

$$j_c \left[\sin \varphi(x, t) + \frac{\beta}{\omega_J^2} \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} + \frac{1}{\omega_J^2} \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} \right] = \frac{c}{4\pi \lambda^2} [S_y(x, 0, t) - A_y(x, 0, 0, t)]. \quad (15)$$

Чтобы получить замкнутое уравнение динамики для разности фаз $\varphi(x, t)$, необходимо найти функциональное соотношение между

$$\Delta_y(x, t) = S_y(x, 0, t) - A_y(x, 0, 0, t) \quad (16)$$

и $\varphi(x, t)$. С целью решения системы уравнений (9) введем фурье-трансформации для векторов $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t)$ и скалярной функции $\mu^{-1}(\mathbf{r}, t)$ в виде

$$\mathbf{A}(\boldsymbol{\rho}, z, t) = \int \frac{d^2 q d p d \omega}{(2\pi)^4} \times \exp(i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho} + ipz - i\omega t) \mathbf{A}(\mathbf{q}, p, \omega), \quad (17)$$

$$\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = \int \frac{d^2 q d \omega}{(2\pi)^3} \exp(i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho} - i\omega t) \mathbf{S}(\mathbf{q}, \omega) \quad (18)$$

и

$$\mu^{-1}(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d^2 q d p d \omega}{(2\pi)^4} \times \exp(i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho} + ipz - i\omega t) \mu^{-1}(\mathbf{q}, \omega, t), \quad (19)$$

где двумерный вектор $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$.

Используя соотношения (17) и (18), представим величину $\Delta_y(x, t)$ в виде интеграла

$$\Delta_y(x, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_0^{\infty} dq q \int_{-\pi}^{\pi} d\vartheta [S_y(q, \omega) - A_y(q, \omega)] \times \exp(iqx \cos \vartheta - i\omega t), \quad (20)$$

где $q = (q_x^2 + q_y^2)^{1/2}$, ϑ — полярный угол на плоскости (q_x, q_y) и

$$\mathbf{A}(\mathbf{q}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp}{2\pi} \mathbf{A}(\mathbf{q}, p, \omega). \quad (21)$$

Решения уравнения (9) теперь представим в виде

$$\mathbf{A}(\mathbf{q}, p, \omega) = \lambda_{\text{eff}}^{-1} \frac{\mu(\mathbf{q}, p, \omega)}{(p^2 + q^2)} [\mathbf{S}(\mathbf{q}, \omega) - \mathbf{A}(\mathbf{q}, \omega)]. \quad (22)$$

Как следует из определения (21) и уравнения (22), соотношение между $\mathbf{S}(\mathbf{q}, \omega)$ и $\mathbf{A}(\mathbf{q}, \omega)$ можно записать следующим образом:

$$\mathbf{A}(\mathbf{q}, \omega) = \left(1 + \frac{\lambda_{\text{eff}}}{R(\mathbf{q}, \omega)}\right)^{-1} \mathbf{S}(\mathbf{q}, \omega), \quad (23)$$

где $R(\mathbf{q}, \omega)$ определяется интегралом

$$R(\mathbf{q}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp}{2\pi} \frac{\mu(\mathbf{q}, p, \omega)}{p^2 + q^2}, \quad (24)$$

поэтому

$$S_y(\mathbf{q}, \omega) - A_y(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\lambda_{\text{eff}}}{R(\mathbf{q}, \omega) + \lambda_{\text{eff}}} S_y(\mathbf{q}, \omega). \quad (25)$$

Чтобы вычислить $S_y(\mathbf{q}, \omega)$, нужно проинтегрировать уравнение (12) по координате x , так как $S_y(\mathbf{p}, t)$ равно $-\partial F(\mathbf{p}, t)/\partial x$. В результате имеем

$$\Delta S_y(\mathbf{p}, t) = -\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial x^2} \delta(y). \quad (26)$$

Следствием этого уравнения является соотношение

$$S_y(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\Phi_0}{2\pi q^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dt \times \exp(-iq \cos \vartheta x + i\omega t) \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial x^2}. \quad (27)$$

Комбинируя выражения (27), (25), (20) и (15), получаем интегродифференциальное уравнение динамики разности фаз на джозефсоновском переходе, справедливое при любом типе магнитного упорядочения в сверхпроводящей пленке,

$$\begin{aligned} \sin \varphi(x, t) + \frac{\beta}{\omega_J^2} \frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial t} + \frac{1}{\omega_J^2} \frac{\partial^2 \varphi(x, t)}{\partial t^2} \\ = I_J \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dt' K \left(\frac{x-x'}{2\lambda_{\text{eff}}}, t-t' \right) \frac{\partial^2 \varphi(x', t')}{\partial x'^2}, \end{aligned} \quad (28)$$

где $I_J = \lambda_J^2/\lambda$, λ_J — джозефсоновская глубина проникновения, а нелокальное по пространственной и временной переменным интегральное ядро

$$K \left(\frac{x-x'}{2\lambda_{\text{eff}}}, t-t' \right)$$

имеет вид

$$\begin{aligned} K \left(\frac{x-x'}{2\lambda_{\text{eff}}}, t-t' \right) = \int_0^{\infty} \frac{dq}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \\ \times \frac{\lambda_{\text{eff}} J_0 [q(x-x')] \exp[-i\omega(t-t')]}{q [R(\mathbf{q}, \omega) + \lambda_{\text{eff}}]}. \end{aligned} \quad (29)$$

Здесь J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Нелокальность уравнения (28) по времени с учетом (29) обусловлена частотной дисперсией магнитной проницаемости $\mu(\mathbf{q}, p, \omega)$ (через посредство функции $R(\mathbf{q}, \omega)$).

3. Так как $\lambda \gg a$ (a — постоянная кристаллической решетки), то естественно использовать гидродинамическое описание магнитной подсистемы. Ограничиваясь парамагнитной областью температур, для магнитной проницаемости имеем выражение [25]

$$\mu(\mathbf{q}, p, \omega) = 1 + i4\pi \frac{\chi_0 D (q^2 + p^2)}{\omega + iD(q^2 + p^2)}, \quad (30)$$

где χ_0 — статическая магнитная восприимчивость, D — коэффициент спиновой диффузии для трехмерных гейзенберговских магнетиков.

Строго говоря, сверхпроводящие токи экранируют длинноволновую часть обменного и электромагнитного взаимодействий, перенормируя параметры магнитной подсистемы [26]. Однако, рассматривая парамагнитную область температур и интересуясь ниже оценкой по порядку величины, мы не будем учитывать это обстоятельство.

Согласно формуле (24), с учетом выражения (30) функция $R(\mathbf{q}, \omega)$ приобретает вид

$$R(\mathbf{q}, \omega) = \frac{f_0(q, \omega) + i4\pi\chi_0 q}{2qf_0(q, \omega)}, \quad (31)$$

где в свою очередь функция $f_0(q, \omega)$ равна

$$\begin{aligned} f_0(q, \omega) = [(q^4 + \omega^2/D^2)^{1/2}/2 - q^2/2]^{1/2} \\ + i[(q^4 + \omega^2/D^2)^{1/2}/2 + q^2/2]^{1/2}. \end{aligned} \quad (32)$$

Рассмотрим спектр малоамплитудных электромагнитных возмущений

$$\varphi(x, t) = \varphi_0 \exp[i(Qx - \Omega t)], \quad |\varphi_0| \ll 1, \quad (33)$$

распространяющихся вдоль перехода Джозефсона с волновым вектором Q и частотой Ω .

Из уравнения (28) с учетом (29) и (31), (32) для решений (33) в бездиссипативном пределе (при $\beta = 0$) и в отсутствие транспортного тока и внешнего магнитного поля следует дисперсионное уравнение $\hat{\Omega} = \hat{\Omega}(\hat{Q})$,

$$\hat{\Omega}^2 = 1 + \frac{2}{\pi} I \hat{Q}^2 I(\hat{Q}, \hat{\Omega}), \quad (34)$$

где

$$I(\hat{Q}, \hat{\Omega}) = \int_0^{\infty} \frac{dx F_0(\hat{Q} \cosh x, \hat{\Omega})}{F_0(\hat{Q} \cosh x, \hat{\Omega})(1 + \hat{Q} \cosh x) + i4\pi\chi_0 \hat{Q} \cosh x} \quad (35)$$

и

$$\begin{aligned} F_0(x, y) = [(x^4 + \eta^2 y^2)^{1/2}/2 - x^2/2]^{1/2} \\ + i[(x^4 + \eta^2 y^2)^{1/2}/2 + x^2/2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (36)$$

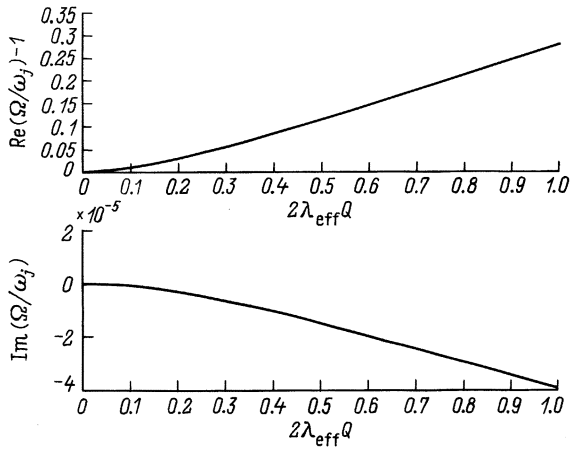


Рис. 1.

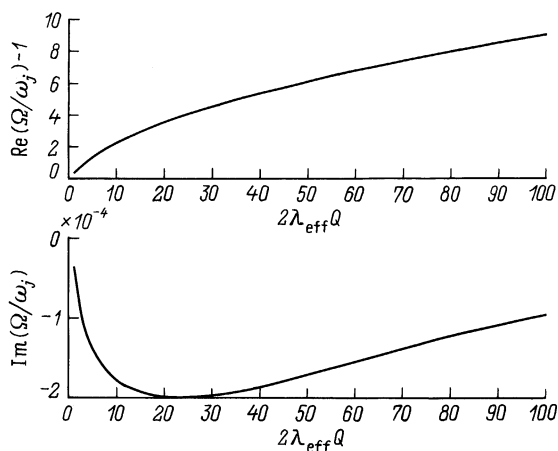


Рис. 2.

а также введены безразмерные величины $\hat{Q} = 2\lambda_{\text{eff}}Q$, $\hat{\Omega} = \Omega/\omega_j$ и использованы следующие обозначения: $I = I_j/2\lambda_{\text{eff}}$, $\eta = \omega_j/\Omega_{\text{eff}}$, $\Omega_{\text{eff}} = D/(2\lambda_{\text{eff}})^2$.

При $\chi_0 = 0$ (для немагнитного сверхпроводника) уравнение (34) с учетом (35) и (36) приводит к известному спектру малоамплитудных электромагнитных волн, рассчитанному в работе [12] в длинноволновой и коротковолновой областях. При этом частота $\hat{\Omega}$ является вещественной функцией волнового вектора \hat{Q} и затухание мод в бездиссипативном пределе (при $\beta = 0$) отсутствует. Иная ситуация наблюдается для магнитного сверхпроводника при $\chi_0 \neq 0$. Типичное для антиферромагнетиков значение $\chi_0 \propto 10^{-3} - 10^{-5}$. Численный анализ показал, что при величине $\chi_0 = 10^{-3}$, сравнимой с величиной восприимчивости медной подсистемы ВТСП материалов, $I = 1$ и $\eta = 10^3$ из неявного относительно $\hat{\Omega}$ уравнения (34) при учете (35) и (36) следует комплексное решение $\hat{\Omega} = \hat{\Omega}(\hat{Q}) = \text{Re } \hat{\Omega}(\hat{Q}) + i \text{Im } \hat{\Omega}(\hat{Q})$ с малой отрицательной мнимой частью, удовлетворяющей условию

$$|\text{Im } \hat{\Omega}(\hat{Q})|/\text{Re } \hat{\Omega}(\hat{Q}) \ll 1. \quad (37)$$

Это указывает на наличие затухания малоамплитудных электромагнитных возбуждений, обусловленного влиянием магнитной подсистемы. Нарастающих решений при этом не обнаружено.

Из изложенного выше ясно, что для джозефсоновской электродинамики тонких пленок магнитных сверхпроводников нелокальность по пространственным переменным очень существенна и становится главным и определяющим ее специфику фактором. Нелокальность по времени электродинамики Джозефсона тонких пленок магнитных сверхпроводников связана с частотной дисперсией магнитных проницаемостей сред, которая в конечном счете порождается процессами запаздывания.

Согласно выражению (30), затухание электромагнитных возбуждений в джозефсоновском переходе в тонких пленках магнитных сверхпроводников связано с комплексностью функций магнитных проницаемостей сред, а физическим механизмом такого затухания является процесс спиновой диффузии с конечным временем релаксации, при котором небольшая доля энергии электромагнитного поля необратимо рассеивается. Само отсутствие или наличие затухания линейных электромагнитных волн в джозефсоновском переходе (в бездиссипативном пределе) может дать информацию о том, имеем мы дело с немагнитным или магнитным сверхпроводником.

На рис. 1 и 2 для значений волнового вектора $0 \leq \hat{Q} \leq 1$ и $1 \leq \hat{Q} \leq 100$ соответственно приведены перенормированный магнитной подсистемой спектр и декремент затухания электромагнитных волн в джозефсоновском переходе.

Автор искренне признателен участникам семинара Ю.В. Медведева за критические замечания, А.С. Зельцеру — за помощь при проведении численных расчетов, В.Н. Криворучко, Ю.Е. Кузовлеву, Ю.Г. Пашкевичу и А.Э. Филлипову — за полезные дискуссии, внимание и поддержку.

Список литературы

- [1] Алиев Ю.М., Силин В.П., Урюпин С.А. // Сверхпроводимость. 1992. Т. 5. № 2. С. 228–235.
- [2] Gurevich A. // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 46. N 5. P. 3187–3190.
- [3] Алиев Ю.М., Силин В.П., Урюпин С.А. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. Вып. 3. С. 187–188.
- [4] Алиев Ю.М., Силин В.П. // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. Вып. 1(7). С. 2526–2537.
- [5] Aliev Yu.M., Silin V.P. // Phys. Lett. A. 1993. Vol. 177. N 3. P. 259–262.
- [6] Силин В.П. / Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. Вып. 9. С. 726–729.
- [7] Алфимов Г.Л., Силин В.П. // ЖЭТФ. 1994. Т. 106. Вып. 2(8) С. 671–685.
- [8] Силин В.П. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. Вып. 6. С. 442–445.
- [9] Иванченко Ю.М., Соболева Т.К. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. Вып. 2. С. 100–102.

- [10] *Ivanchenko Yu.M., Soboleva T.K.* // Phys. Lett. A. 1990. Vol. 147. N 1. P. 65–69.
- [11] *Иванченко Ю.М., Соболева Т.К.* // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 7. С. 2029–2033.
- [12] *Mints R.G., Snapiro I.B.* // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. N 5. P. 3054–3057.
- [13] *Кулик И.О., Янсон И.К.* // Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М.: Наука, 1970. Гл. 1. 272 с.
- [14] *Кузовлев Ю.Е., Ломтев А.И.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. Вып. 5. М. 1803–1809.
- [15] *Ломтев А.И.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. Вып. 6. С. 2256–2262.
- [16] *Ломтев А.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 69. Вып. 2. С. 132–138.
- [17] *Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Кулич М.Л., Панюков С.В.* // УФН. 1984. Т. 144. № 4. С. 597–641.
- [18] *Буздин А.И., Булаевский Л.Н.* // УФН. 1986. Т. 149. № 1. С. 45–67.
- [19] *Изюмов Ю.А., Плакида Н.М., Скрыбин Ю.Н.* // УФН. 1989. Т. 159. № 4. С. 621–663.
- [20] Сверхпроводимость тройных соединений / Под ред. М. Мейпла, Э. Фишера. Т. 2. М.: Мир, 1985. 392 с.
- [21] Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М. Гинзберга. М.: Мир, 1990. Гл. 4, 6. 543 с.
- [22] *Абрикосов А.А.* Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. Гл. 18. 520 с.
- [23] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика. Ч. 2. М.: Наука, 1978. Гл. 5. 448 с.
- [24] *Умедзава Х., Мацумото Х., Татики М.* Термополевая динамика и конденсированные состояния. М.: Мир, 1985. Гл. 11. 504 с.
- [25] *Halperin V.I., Hohenberg P.C.* // Phys. Rev. 1969. Vol. 188. N 2. P. 898–918.
- [26] *Буздин А.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. Вып. 5. С. 193–196.