УДК 538.945

ТЕОРИЯ АНДРЕЕВСКИХ СОСТОЯНИЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ КОНТАКТЕ С ФЕРРОМАГНИТНЫМ ТУННЕЛЬНЫМ БАРЬЕРОМ ($S_1I(F)S_2$) В ПРИСУТСТВИИ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ТОКА

С. В. Куплевахский, И. И. Фалько

Построена теория андреевских локализованных состояний в сверхпроводящих туннельных контактах с ферромагнитным барьером (S_1I (F) S_2) в присутствии джозефсоновского тока. Показано, что энергетический спектр симметричного контакта SI (F) S в токовом состоянии содержит два дискретных уровня, соответствующих обеим проекциям квазичастичного спина, в то время как в отсутствие джозефсоновского тока имеется локализованное состояние лишь для одной проекции спина. В несимметричном контакте для появления локализованных состояний необходимо выполнение ряда условий. Полученные результаты могут быть использованы для интерпретации туннельных экспериментов на сверхпроводящей системе Pb—Ho $(OH)_3$—Pb.

В экспериментах [1] была обнаружена особенность туннельной характеристики симметричного сверхпроводящего контакта Pb—Ho$(OH)_3$—Pb, которая могла свидетельствовать о наличии вблизи барьера локализованного квазичастичного состояния. Основываясь на том факте, что Ho$(OH)_3$ является ферромагнитным диэлектриком при температурах $T \leqslant 2.5$ K, авторы работы [2] предприняли попытку теоретического обоснования гипотезы о локализованном состоянии. В рамках дельта-функционной модели для потенциала ферромагнитного барьера, использовавшейся впервые в [3], было продемонстрировано, что при произвольно малой величине спонтанного момента в спектре системы при $T \ll T_c$ и $l = \infty$ (T_c — температура сверхпроводящего перехода, l — длина свободного пробега) возникает единственный дискретный уровень с энергией $E_0 < \Delta_\infty$ (Δ_∞ — энергетическая щель массивного сверхпроводника), соответствующий поляризованному квазичастичному состоянию вблизи барьера. (При этом направление квазичастичного спина определяется знаком обменного взаимодействия). К сожалению, в работе [2] не принималась во внимание существенная для данной задачи пространственная зависимость потенциала спаривания Δ ($\mathbf{r}$), поэтому остались невыясненными принципиальные вопросы о корректности расчетов [2] и физической природе связанного состояния. Более последовательное самосогласованное рассмотрение [4] показало, что локализованное состояние в симметричном контакте $SI(F)S$ (сверхпроводник—ферромагнитный диэлектрик—сверхпроводник) появляется одновременно с «потенциальной ямой» вблизи барьера. Тем самым выявилась аналогия с андреевскими состояниями в контакте SNS (N — несверхпроводящий металл) [5]. Для энергии поляризованного состояния в [4] была получена физически наглядная формула

$$E_{0\alpha}(t) = \Delta_\infty [1 - 2T_S(t)], \tag{1}$$

где $T_S(t)$ — обменная часть вероятности туннелирования, зависящая от косинуса угла падения на барьер ($T_S(1) \ll 1$); α — индекс, характеризующий направление квазичастичного спина.

Как и в работе [2], в [4] наряду с полной симметрией контакта $SI(F)S$ с самого начала предполагалась вещественность потенциала спаривания по обе стороны от барьера, означающая пренебрежение джозефсоновскими токами. Однако недавно авторы показали [6], что произвольно малый джозефсоновский ток сам по себе индуцирует локализованное состояние андреевского типа в обычном симметричном туннельном контакте SIS (I — немагнитный диэлектрик). В отличие от состояния [2, 4] андреевское состояние, индуцированное сверхпроводящим током, вырождено по направлению квазичастичного спина, а его энергия дается формулой

$$E_{0\pm}(t) = \Delta_\infty\left[1 - \frac{1}{2}T(t)\sin^2\frac{\varphi}{2}\right], \tag{2}$$

где $T(t)$ — полная вероятность туннелирования, зависящая от косинуса угла падения ($T(1) \ll 1$); φ — когерентная разность фаз параметра порядка ($|\varphi| \lesssim \pi/2$). В несимметричном контакте S_1IS_2 локализованное состояние появляется лишь при выполнении критического условия

$$\arccos\frac{\Delta_1}{\Delta_2} < |\varphi| \quad (\Delta_1 \leqslant \Delta_2), \tag{3}$$

где Δ_1, Δ_2 — щели сверхпроводников S_1 и S_2 соответственно.

В связи со сказанным естественным образом возникает вопрос, как модифицируются результаты теории [2, 4] при учете сверхпроводящего (джозефсоновского) тока, а также возможной асимметрии. Детальному обсуждению этой ситуации посвящена настоящая статья. В разделе 1 мы рассматриваем пространственную зависимость модуля потенциала спаривания $|\Delta|$ для симметричного контакта $SI(F)S$ в присутствии тока. Раздел 2 посвящен теории андреевских состояний в симметричном контакте $SI(F)S$, а в разделе 3 проведено обобщение на случай несимметричного $S_1I(F)S_2$-контакта.

1. Пространственная зависимость $|\Delta|$ для симметричного контакта

Пусть плоскость барьера совпадает с координатной плоскостью $x=0$, а в направлениях y, z имеется полная однородность. Чтобы продемонстрировать общие закономерности формирования потенциальной ямы, обратимся вначале к случаю температур, близких к критической $T \lesssim T_c$. При этом в основной области изменения потенциал спаривания описывается уравнением Гинзбурга—Ландау, решение которого мы представим в виде

$$\Delta_{GL}(x) = \Delta_\infty \operatorname{th}\frac{x + x_0}{\sqrt{2}\,\zeta(T)}\, e^{i\Phi(x)}, \tag{4}$$

где $\zeta(T)$ — характерная длина теории Гинзбурга—Ландау, а константа x_0, определяющая значение $|\Delta_{GL}(\pm 0)|$, устанавливается из микроскопической теории. Фаза $\Phi(x)$ может испытывать скачок при $x \to \pm 0$. Мы выбираем калибровку таким образом, что $\Phi(\pm 0) = \pm\varphi/2$.

В области $|x| \lesssim \xi_0 = v_0/2\pi T_c$ (ξ_0 — длина когерентности БКШ, v_0 — скорость Ферми) справедливо линейное интегральное уравнение микроскопической теории [3, 7]

$$\Delta(x) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dx' L(x', x)\,\Delta(x'), \tag{5}$$

$$L(x, x') = \int_0^1 \frac{dt}{t} \{\Theta(xx')[K_t(x, x') + (1 - T(t) - 2T_S(t)) K_t(x, -x')] +$$

$$+ \Theta(-xx')(T(t) - 2T_S(t)) K_t(x, x')\},$$

$$K_t(x, x') = \frac{\pi\rho T_c}{v_0} \sum_\omega \exp(-2|\omega||x - x'|/v_0 t).$$

Здесь $\rho = |g| N(0)$ — безразмерный параметр электрон-электронного притяжения, $\omega = \pi T_c(2n+1)$ (n — целое) — мацубаровская частота, $\Theta(x)$ — функция Хевисайда.

Действуя, как и в [4, 6], легко найти эффективную глубину потенциальной ямы (симметричный провал $|\Delta_{\mathrm{GL}}|$) при $T \leqslant T_c$. (Эффективная ширина ямы, конечно, равна $2\zeta(T)$). Считая, что прозрачность барьера удовлетворяет условию $T(1) \ll \xi_0/\zeta(T)$, на основании (4) и (5) имеем

$$|\Delta_{\mathrm{GL}}(\pm 0)| = \Delta_\infty \left\{1 - \frac{3\sqrt{2}}{14\zeta(3)} \frac{\zeta(T)}{\xi_0} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\int_0^1 dt T(t)\, t \sin^2\frac{\varphi}{2} + \int_0^1 dt^2 T_S(t)\, t \cos^2\frac{\varphi}{2}\right]\right\}. \qquad (6)$$

Как видно, в формировании потенциальной ямы участвуют оба фактора, приводящих к разрушению куперовских пар вблизи барьера — обменное взаимодействие и сверхпроводящий ток, а результат их совместного действия не сводится к простому сложению.

Совершенно ясно, что эффект локального подавления куперовского спаривания должен сохраниться и при $T \ll T_c$, но строгий расчет пространственной конфигурации $|\Delta|$ в этом случае представляет значительные трудности. Здесь достаточно ограничиться простыми качественными аргументами [4, 6]: замечая, что $\zeta(T) \to \xi_0$ при $T \to 0$, путем экстраполяции (6) убеждаемся, что при $T \ll T_c$ вблизи барьера существует симметричный провал $|\Delta|$, эффективная ширина которого $\sim 2\xi_0$, а глубина имеет порядок произведения Δ_∞ на член в квадратных скобках из (6). Перейдем теперь к вычислению дискретной части спектра, сопутствующего этой самосогласованной потенциальной яме.

2. Симметричный контакт в токовом состоянии

В [2, 4] для расчета энергии локализованного состояния использовалась техника функций Грина. В целях большей физической наглядности в настоящей работе за основу описания принята система уравнений Боголюбова—Де Жена [8, 9]

$$\left\{\left[-\frac{1}{2m}\frac{d^2}{dx^2} - E_F t^2 + V\delta(x)\right]\tau_3\sigma_0 + \mathcal{J}\delta(x)\,\tau_3\sigma_0 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2)\, i\sigma_2\Delta(x) + \frac{1}{2}(\tau_1 - i\tau_2)\, i\sigma_2\Delta^*(x)\right\}\Psi = E\Psi, \qquad (7)$$

$$\Delta(x) = \frac{g}{2}\sum_{\substack{n \\ \alpha, \beta}} v^*_{n\alpha}(x)\, i\sigma_2^{\alpha\beta} u_{n\beta}(x)[1 - 2f(E_n)]. \qquad (8)$$

Здесь m — масса электрона; E_F — энергия Ферми; V, $\mathcal{J}$ — необменная и обменная части потенциала туннельного барьера соответственно; $\tau_i \sigma_k$ $(i, k=1, 2, 3)$ — прямое произведение матриц Паули в пространстве Горькова—Намбу τ_i и спиновом σ_k, а τ_0, σ_0 — соответствующие единичные матрицы; $\Psi=(u_\uparrow, u_\downarrow, -v_\uparrow, v_\downarrow)$; $f(E)=[1+\exp(E/T)]^{-1}$; $\hbar=1$. В записи уравнений (7), (8) отражены однородность задачи в направлениях y, z и близость существенных импульсов к импульсу Ферми p_0. Состояниям дискретного спектра $(0 < E < \Delta_\infty)$ соответствуют квадратично интегрируемые решения (7), (8), удовлетворяющие в точке $x=0$ условиям

$$\Psi(+0)=\Psi(-0),$$
$$\frac{d\Psi}{dx}(+0)=\frac{d\Psi}{dx}(-0)+2m(V+\mathcal{J}\tau_0\sigma_3)\Psi(0). \tag{9}$$

Удобно ввести спиноры $\psi_+=(u_\uparrow, v_\downarrow)$, $\psi_-=(u_\downarrow, v_\uparrow)$, описывающие состояния квазичастицы со спином «вверх» и «вниз» соответственно. Тогда из (7) и (9) будем иметь

$$\left\{\left[-\frac{1}{2m}\frac{d^2}{dx^2}-E_F t^2+V\delta(x)\right]\tau_3 \pm \mathcal{J}\delta(x)+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{2}(\tau_1+i\tau_2)\Delta(x)+\frac{1}{2}(\tau_1-i\tau_2)\Delta^*(x)\right\}\psi_\pm=E\psi_\pm, \tag{10}$$

$$\psi_\pm(+0)=\psi_\pm(-0),$$
$$\frac{d\psi_\pm}{dx}(+0)=\frac{d\psi_\pm}{dx}(-0)+2m(V\pm\mathcal{J}\tau_3)\psi_\pm(0). \tag{11}$$

Как уже отмечалось в [4, 6], прямое аналитическое решение задачи на собственные значения (8), (10), (11) при произвольном соотношении параметров оказывается невозможным. Поэтому в [4, 6] был предложен альтернативный метод, суть которого заключается в следующем.

Отбрасывая условие самосогласования (8), заменим в уравнениях (10) (x) на некоторое модельное распределение $\Delta^{(0)}(x)$, допускающее точное решение. При этом выбор $\Delta^{(0)}(x)$ определяется условием, что разность $\delta\Delta(x)\equiv\Delta(x)-\Delta^{(0)}(x)$ может рассматриваться как «малое возмущение». Как показано в [4, 6], в случае туннельных контактов с малопрозрачными барьерами $(T(1)\ll 1)$ приемлемой оказывается аппроксимация

$$\Delta(x)\to\Delta^{(0)}(x)=\Delta_\infty\exp\left(+i\,\mathrm{sgn}\,x\,\frac{\varphi}{2}\right), \tag{12}$$

где $\varphi=\mathrm{const}$. Соответствующая модельная задача (10), (12) легко решается, и ее решение в области $0<|x|$, убывающее при $x\to\pm\infty$, имеет вид

$$\psi_\pm(x)=\left[A_\pm e^{i\lambda_- x}\begin{pmatrix}\gamma^{i\frac{\varphi}{2}}\\ e\end{pmatrix}+B_\pm e^{-i\lambda_+ x}\begin{pmatrix}e^{-i\frac{\varphi}{2}}\\ \gamma\end{pmatrix}\right]\Theta(-x)+$$
$$+\left[C_\pm e^{i\lambda_+ x}\begin{pmatrix}e^{i\frac{\varphi}{2}}\\ \gamma\end{pmatrix}+D_\pm e^{-\lambda_- x}\begin{pmatrix}\gamma^{-i\frac{\varphi}{2}}\\ e\end{pmatrix}\right]\Theta(x), \tag{13}$$

$$\lambda_\pm=p_0|t|\pm i\varkappa,$$
$$\gamma=\frac{E-i\sqrt{\Delta_\infty^2-E^2}}{\Delta_\infty},$$
$$\varkappa\frac{\sqrt{\Delta_\infty^2-E^2}}{v_0|t|},$$

где $A_\pm$, $B_\pm$, $C_\pm$, $D_\pm$ — произвольные константы. Выделение в показателях экспонент (13) слагаемых, осциллирующих на атомных расстояниях, соответствует приближению квазиклассики и справедливо при $|t| \gg (\Delta_\infty/E_F)^{1/2}$.

Граничные условия (11) дают две системы однородных уравнений для определения констант A, B, C, D. Из условия разрешимости этих уравнений находим

$$V^2 - \mathcal{J}^2 + v_0^2 t^2 - \frac{\Delta_\infty^2 v_0^2 t^2}{\Delta_\infty^2 - E^2} \sin^2\frac{\varphi}{2} = \mp \frac{2E\mathcal{J}v_0 |t|}{\sqrt{\Delta_\infty^2 - E^2}}, \tag{14}$$

где знаки —, + в правой части соответствуют состояниям ψ_+ и ψ_- соответственно. Соотношение (14) дает дискретный спектр модельной задачи и в предельных случаях переходит в аналогичные соотношения, полученные в работах [2, 4] ($\varphi=0$, SI (F) S-контакт в бестоковом состоянии) и [6] ($\mathcal{J}=0$, SIS-контакт при наличии джозефсоновского тока).

В бестоковом состоянии левая часть (14) положительна при всех $|t| \leqslant 1$ (см. обсуждение [4] и условие существования слабой связи [3, 7]). Считая для определенности, что $\mathcal{J} < 0$ (ферромагнитная связь), немедленно приходим к выводу, что в этом случае имеется лишь одно (при заданном $|t|$) локализованное состояние ψ_+ с энергией E_{0+}. (Интересно, что аналогичные состояния возможны и в SFS-контактах, где F — ферромагнитный металл [10]). Включение джозефсоновского тока вызывает существенную перестройку спектра: благодаря появлению в левой части (14) при $\varphi \neq 0$ отрицательного слагаемого, расходящегося в пределе $E \to \Delta_\infty - 0$, формируется новый дискретный уровень E_{0-}, соответствующий состоянию ψ_-. Заметим еще, что энергия обоих дискретных уровней $E_{0\pm}$ монотонно убывает с ростом $|\varphi|$ в интервале $(0, \pi/2)$.

Согласно сказанному выше, несамосогласованность выбора (12) не играет существенной роли, если вероятности туннелирования малы. В данном случае это означает $V \gg |\mathcal{J}|$, v_0 и $T(t) = v_0^2 t^2/v^2$, $T_S(t) = v_0^2 \mathcal{J}^2 t^2/V^4$ $(T_S(1) \ll T(1) \ll 1)$. При этом соотношение (14) может быть явно разрешено относительно энергии локализованных состояний

$$E_{0\pm}(t) = \Delta_\infty \left[1 - T_S(t) - \frac{1}{2} T(t) \sin^2\frac{\varphi}{2} \mp \sqrt{T_S^2(t) + T_S(t) T(t) \sin^2\frac{\varphi}{2}}\right]. \tag{15}$$

Как и следовало ожидать, в пределах $\varphi=0$ и $\mathcal{J}=0$ формула (15) переходит в (1) и (2) соответственно. Требование малости поправки первого порядка по $\delta\Delta(x) \equiv \Delta(x) - \Delta^{(0)}(x)$ приводит к ограничению на косинус угла падения

$$|t| \gg \left\{\left[\frac{1}{2} T(1) \sin^2\frac{\varphi}{2} + T_S(1) \cos^2\frac{\varphi}{2}\right]^{1/2} \times \right.$$
$$\left. \times \left[T_S(1) + \frac{1}{2} T(1) \sin^2\frac{\varphi}{2} \pm \sqrt{T_S^2(1) + T_S(1) T(1) \sin^2\frac{\varphi}{2}}\right]^{-1/2}\right\}^{1/2}. \tag{16}$$

В случаях $\varphi=0$ и $\mathcal{J}=0$ (16) сводится к условиям, полученным в работах [4] и [6] соответственно.

3. Несимметричный контакт $S_1 I (F) S_2$. Условия появления локализованных состояний

Пусть теперь параметры электрон-электронного взаимодействия левого S_1 и правого S_2 сверхпроводников не совпадают, а все прочие одноэлектронные характеристики считаем одинаковыми (для определенности положим $\rho_1 \leqslant \rho_2$). Будем исходить из модельной аппроксимации

$$\Delta(x) \to \Delta^{(0)}(x) = \Delta_1 e^{-i\frac{\varphi}{2}}\Theta(-x) + \Delta_2 e^{+i\frac{\varphi}{2}}\Theta(x), \tag{17}$$

где Δ_1, Δ_2 — щели левого и правого сверхпроводников соответственно (для упрощения обозначений везде в этом разделе мы опускаем индекс ∞). Решение модельной задачи (10), (17) для $0 < E \leqslant \Delta_1$, убывающее на обеих бесконечностях, имеет вид

$$\psi_\pm(x) = \left[A_\pm e^{i\lambda_{1-}x}\begin{pmatrix}\gamma_1 \\ e^{-i\frac{\varphi}{2}}\end{pmatrix} + B_\pm e^{-i\lambda_{1+}x}\begin{pmatrix}e^{-i\frac{\varphi}{2}} \\ \gamma_1\end{pmatrix}\right]\Theta(-x) +$$

$$+\left[C_\pm e^{i\lambda_{2+}x}\begin{pmatrix}e^{i\frac{\varphi}{2}} \\ \gamma_2\end{pmatrix} + D_\pm e^{-i\lambda_{2-}x}\begin{pmatrix}\gamma_2 \\ e^{-i\frac{\varphi}{2}}\end{pmatrix}\right]\Theta(x), \tag{18}$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{E - i\sqrt{\Delta_{1,2}^2 - E^2}}{\Delta_{1,2}},$$

$$\lambda_{1,2} = p_0|t| \pm i\varkappa_{1,2}, \quad \varkappa_{1,2} = \sqrt{\Delta_{1,2}^2 - E^2}/v_0|t|,$$

где $|t| \gg (\Delta_2/E_F)^{1/2}$. Подстановка (18) в граничные условия (11) приводит к уравнению

$$V^2 + \frac{v_0^2 t^2}{2}\left\{1 + \frac{\Delta_1\Delta_2\cos\varphi - E^2}{[(\Delta_1^2 - E^2)(\Delta_2^2 - E^2)]^{1/2}}\right\} - \mathcal{J}^2 =$$

$$= -\frac{(\Delta_1^2 - E^2)^{1/2} + (\Delta_2^2 - E^2)^{1/2}}{[(\Delta_1^2 - E^2)(\Delta_2^2 - E^2)]^{1/2}} E\mathcal{J}v_0|t|, \tag{19}$$

которое при $\Delta_1 = \Delta_2 \equiv \Delta_\infty$ сводится к (14), а при $\mathcal{J} = 0$ — к аналогичному уравнению теории контакта S_1IS_2 [6].

Как и в симметричном случае, физически содержательные результаты получаются в пределе $V \gg |\mathcal{J}|$, v_0. Поскольку явные выражения для энергий локализованных состояний при произвольном отношении Δ_1/Δ_2 довольно громоздки, здесь мы рассмотрим только экстремальную ситуацию $T(1) \ll 1$, $\Delta_1/\Delta_2 \ll 1$, когда (19) существенно упрощается

$$(\Delta_1 - E)^{1/2} = \frac{(\Delta_1)^{1/2}}{\sqrt{2}}\left\{\frac{1}{2}T(t)\left(\frac{\Delta_1}{\Delta_2} - \cos\varphi\right) \pm [T_S(t)]^{1/2}\right\}. \tag{20}$$

Легко видеть, что для существования уровней $E_{0\pm}$ требуется выполнение условий

$$0 \leqslant \cos\varphi < \frac{\Delta_1}{\Delta_2} \pm \frac{2[T_S(1)]^{1/2}}{T(1)}, \tag{21}$$

которые в отсутствие спонтанного момента ($\mathcal{J} = 0$) очевидным образом сводятся к (3). В бестоковом состоянии ($\varphi = 0$) уровень E_{0-} отсутствует, а уровень E_{0+} появляется, если

$$[T_S(1)]^{1/2} \geqslant \frac{1}{2}T(1).$$

Существование E_{0-} оказывается невозможным даже в токовом состоянии, если только

$$[T_S(1)]^{1/2} \geqslant \frac{1}{2}T(1)\frac{\Delta_1}{\Delta_2}.$$

В результате из (20) имеем

$$E_{0+}(t)=\Delta_1\left\{1-\frac{1}{8}T^2(t)\left(-\cos\varphi+\frac{\Delta_1}{\Delta_2}\right)^2-\frac{1}{2}T_S(t)-\frac{1}{2}T(t)[T_S(t)]^{1/2}\left(\frac{\Delta_1}{\Delta_2}-\cos\varphi\right)\right\},$$

где $\cos\varphi$ удовлетворяет (21) со знаком $+$ в правой части,

$$E_{0-}(t)=\Delta_1\left\{1-\frac{1}{8}T^2(t)\left(-\frac{\pi}{2}+\frac{\Delta_1}{\Delta_2}+|\varphi|\right)^2-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{2}T_S(t)+\frac{1}{2}T(t)[T_S(t)]^{1/2}\left(-\frac{\pi}{2}+\frac{\Delta_1}{\Delta_2}+|\varphi|\right)\right\},$$

где

$$[T_S(1)]^{1/2}<\frac{1}{2}T(1)\frac{\Delta_1}{\Delta_2},$$

$$\frac{\pi}{2}-\frac{\Delta_1}{\Delta_2}+\frac{2[T_S(1)]^{1/2}}{T(1)}<|\varphi|\leqslant\frac{\pi}{2}.$$

В заключение укажем, что исследованные здесь локализованные состояния в принципе могут непосредственно наблюдаться с помощью стандартной туннельной SIN-методики (см., например, [11]), если S_1I (F) S_2-контакт использовать в качестве S-элемента и при джозефсоновских токах через I (F)-барьер обеспечить достаточное падение потенциала на SIN-переходе.

Работа поддерживается Научным советом по ВТСП и выполнена в рамках проекта № 5002 Государственной программы по высокотемпературной сверхпроводимости.

Список литературы

[1] Stageberg F. et al. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 5. P. 3292—3295; J. Low Temp. Phys. 1985. V. 60. N 5—6. P. 435—456.
[2] De Weert M. J., Arnold G. B. // Phys. Rev. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 14. P. 1522—1526; Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 16. P. 11307—11319.
[3] Куплевахский С. В., Фалько И. И. // ФНТ. 1984. Т. 10. № 7. С. 691—699.
[4] Куплевахский С. В., Фалько И. И. // ФММ. 1991. № 6.
[5] Андреев А. Ф. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. № 2. С.655—660.
[6] Куплевахский С. В., Фалько И. И. // ФНТ. 1991. Т. 16. № 8.
[7] Куплевахский С. В., Фалько И. И. // ТМФ. 1986. Т. 67. № 2. С. 252—262.
[8] Боголюбов Н. Н. // УФН. 1959. Т. 67. № 4. С. 549—580.
[9] Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968. 280 с.
[10] Куплевахский С. В., Фалько И. И. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. № 6. С. 957—959.
[11] Живер И. // Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна и С. Лкндквиста. М.: Мир, 1973. 421 с.

Харьковский государственный университет
им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
25 июля 1991 г.