Письма в ЖЭТФ, том 52, вып. 6, стр. 957 - 959 25 сентября 1990 г.

# ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ АНДРЕЕВСКОЙ КВАЗИЧАСТИЦЫ В КОНТАКТАХ $SFS$ и $SF$ ($F$ - ФЕРРОМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ)

*С.В.Куплевахский, И.И.Фалько*

Получен спектр андреевской квазичастицы в контактах SFS и SF, предсказано существование полностью поляризованных дискретных уровней. Обсуждается связь с экспериментом

Обменное поле ферромагнитной пленки в контакте с сверхпроводником вызывает прецессию спинов куперовских электронов, нарушающую синглетную корреляцию. В результате существенно понижается $T_c$ (для сверхпроводниковых пленок малой толщины), а в контакте $SFS$ оказывается невозможным установление единого когерентного состояния, если выполнено условие $l_{so} \gg v_o/h$($l_{so}$ - длина спин-орбитального рассеяния в $F$-области, $v_o$ - скорость Ферми, $h$ - параметр обменного взаимодействия), и толщина ферромагнитной пленки $d$ превосходит критическое значение $d_c = \beta v_o/h, (h/E_F)^{1/2} \ll \beta \leq \pi/4$ ($E_F$ - энергия Ферми). Последний эффект наблюдался, по-видимому, в экспериментах [1] на системе Pb-Fe-Pb ($d_c \sim$ 5Å) и получил теоретическое объяснение в [2].

В настоящей работе мы исследуем влияние обменного поля на состояния андреевской квазичастицы [3] в чистых контактах $SFS$ $(d < \beta v_0/h)$ и $SF(d < \beta v_0/2h)$ при температурах $T \ll T_c$. Будет продемонстрирована возможность полной поляризации дискретных уровней и обсуждена связь с экспериментом.

Пусть ферромагнитная пленка занимает область $|z| \leq d/2$, а сверхпроводник - $|z| > d/2$. Считаем, что контакт однороден в направлениях $x$ и $y$, и модуль потенциала спаривания $\Delta$ постоянен во всей $S$ - области (об адекватности этой модели см. ниже). Тогда квазичастицы с энергиями $0 < \epsilon > \Delta$ будут описываться квазиклассическими уравнениями Боголюбова - Де Жена:

$$\{\epsilon\tau_0\sigma_0 + iv_0\cos\theta\tau_3\sigma_0\frac{d}{dz} + h\Theta(d/2-|z|)\tau_3\sigma_3 - \Delta[\Theta(z-d/2)e^{i\varphi/2} + \Theta(-z-d/2)e^{-i\varphi/2}] \times$$
$$\times\frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2)i\sigma_2 + \Delta[\Theta(z-d/2)e^{-i\varphi/2} + \Theta(-z-d/2)e^{i\varphi/2}]\frac{1}{2}(\tau_1 - i\tau_1)i\sigma_2\}\Psi = 0. \quad (1)$$

Здесь $\tau_i\sigma_k$ - прямое произведение матриц Паули в пространстве Горькова - Намбу ($\tau_i$) и спиновом ($\sigma_k$), причем $\tau_0$ и $\sigma_0$ - соответствующие единичные матрицы; $\Theta(z)$ - функция Хэвисайда; $\theta$ - угол между направлением $\vec{v}$ и осью $oz$; $\varphi$ - когерентная разность фаз; $\Psi = (u_\uparrow, u_\downarrow, -v_\uparrow, v_\uparrow))$, где функции $u_\alpha(z), v_\beta(z)$ непрерывны при $z = \pm d/2$, убывают при $z \to \pm\infty$ и удовлетворяют условиям нормировки. Заметим: использование уравнений пониженного порядка (1) означает, что рассматриваются возбуждения, для которых $|\cos\theta| \gg \max\{(T_c/E_F)^{1/2}, (h/E_F)^{1/2}\}$. Если это условие не выполнено, квазиклассическое приближение неприменимо.

Уравнение (1) распадается на два независимых для спиноров $\psi_+ = (u_\uparrow, v_\downarrow)$ и $\psi_- = (u_\downarrow, -v_\uparrow)$. Из условия разрешимости следует

$$\mathrm{tg}\left[\frac{\epsilon_\pm d}{v_0|\cos\theta|} + \mathrm{sgn}(\cos\theta)\frac{\varphi}{2} \pm \frac{hd}{v_0|\cos\theta|}\right] = \frac{\sqrt{\Delta^2 - \epsilon_\pm^2}}{\epsilon_\pm}, \quad (2)$$

где знаки "+" и "-" соответствуют индексам спиноров $\psi_+, \psi_-$. Уравнение (2) для $h = 0$ хорошо известно [3,4]: оно дает спектр андреевской квазичастицы в контакте $SNS$, причем $\varphi \neq 0$ соответствует токовому состоянию. Основные свойства (2) при $h = 0$, $\varphi =$о таковы: всегда существует по крайней мере одно решение $o < \epsilon_0 < \Delta$, а полное число физических решений равно целой части отношения $\Delta d/\pi v_0 |\cos\theta|$ плюс один. При $h > 0$ имеем искомый спектр локализованных возбуждений в контакте $SFS$ $(d < \beta v_0/h)$ и $SF$ $(\varphi = 0,\ d \to 2d < \beta v_0/h)$.

Анализ (2) начнем со случая узкого барьера $d \ll \xi = v_0/\Delta$ и возбуждений, распространяющихся по нормали к границе ($\cos\theta = 1$). Если $\varphi = 0$ и $h = 0$, существует единственный, вырожденный по спину, уровень $\epsilon_0 = \Delta(1 - d^2/2\xi^2)$. Включение слабого обменного поля приводит к расщеплению:

$$\epsilon_{0\pm} = \epsilon_o \mp hd^2/\xi^2, \quad h \ll \Delta. \tag{3}$$

С ростом $h$ уровень $\epsilon_{0-}$ повышается, а $\epsilon_{0+}$ - понижается. При $h = \Delta$ уровень $\epsilon_{0-}$ выталкивается в область континуума ($\epsilon_{0-} = \Delta$). При $h = \pi v_0/2d$ имеется формальное решение $\epsilon_{0+} = 0$, означающее разрушение дискретного спектра. Однако согласно [2] при еще меньших полях $h_c = \beta v_0/d$ происходит нарушение корреляции фаз сверхпроводников (полная неопределенность $\varphi$ ), и формула (2) неприменима. В направлениях $|\cos\theta| \le 2hd/\pi v_0$ дискретный спектр разрушен даже при $h < h_c$, и (2) не описывает какие-либо физические состояния. Общий результат сформулируем следующим образом: если выполнено условие

$$d\xi^{-1} \le hd/v_0 < \beta \tag{4}$$

в области ферромагнитного барьера локализованы квазичастицы только с положительной ориентацией спина ($\psi_+$) и $|\cos\theta| > 2hd/\pi v_0$, энергия которых дается (2) со знаком " + ".

Если, наряду с условием (4), $d \ll v_0/(hE_F)^{1/2}$, из (2) находим:

$$\epsilon_{0+} = \Delta\left(1 - h^2 d^2/2v_0^2 |\cos\theta|^2\right). \tag{5}$$

Состояния типа (5) были обнаружены в работе [5], для модели [6] в которой ферромагнетик описывается потенциалом $V(z) = J\sigma_3\delta(z)$. Формула (5) позволяет отождествить $J \equiv hd/2$ [1)] и, в отличие от модели с $\delta$ -функционным потенциалом, имеет ясный физический смысл.

Концепция состояний (5) с рядом дополнительных предположений (несохранение спина при квазичастичном туннелировании, наличие ферромагнитных доменов в барьерной области) привлекалась авторами [5] для объяснения наблюдавшегося в [7] трехкратного расщепления туннельной характеристики симметричного контакта $Pb - Ho(OH)_3 - Pb(Ho(OH)_3$ - (ферромагнитный диэлектрик с температурой Кюри $\sim$ 2,5K). Мы придерживаемся точки зрения, что в [7] могли наблюдаться слабо-расщепленные уровни типа (3). Вследствие подавления куперовского спаривания в процессах взаимодействия с барьером для них с необходимостью образуется потенциальная яма эффективной ширины $\sim 2\xi$ и глубины $\sim 2T_S\Delta \ll \Delta$, где $T_S$ - обменная часть вероятности туннелирования (см. [6]). При такой интерпретации отпадает необходимость в дополнительных предположениях [5].

Строго говоря, подавление куперовского спаривания необходимо принимать во внимание и в контактах $SFS$ и $SF$. Изменение профиля потенциальной ямы повлечет сдвиг уровней. В целом же, рассмотренные здесь эффекты поляризации должны сохраниться. Постоянство $\Delta$ можно реализовать в сверхпроводниковых электродах толщиной меньше $\xi$. Но тогда придется считаться с сильным понижением $T_c$ вплоть до полного подавления сверхпроводящего перехода [1].

Приведем в заключение формулу для низколежащих уровней в пределе $h \ll \Delta$ и $\xi \ll d < d_c(SFS)$:

$$\epsilon_{n\pm} = \frac{\pi v_0 |\cos\theta|}{d}\left[n + \frac{1}{2} - \mathrm{sgn}(\cos\theta)\frac{\varphi}{2\pi}\right] \mp h, \quad |\cos\theta| > 2hd/\pi v_0, \quad n = 0, 1, 2...$$

[1)] Строгое рассмотрение предельного перехода к $\delta$-функционному потенциалу дано в Приложении к [2]

Авторы благодарят А.В.Свидзинского за полезное обсуждение.

## Литература

1. *Claeson T.* Thin Solid Films,1980, 66,, 151.
2. *Куплевахский С.В., Фалько И.И.*ТМФ, 1990, 84, 141.
3. *Андреев А.Ф.* ЖЭТФ, 1965, 49, 655.
4. *Кулик И.О.* ЖЭТФ, 1969, 57, 1745.
5. *De Weert M.J., Arnold G.B.* Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1522;Phys. Rev., 1989, B39,11307.
6. *Куплевахский С.В., Фалько И.И.*ФНТ, 1984, 10, 691; ТМФ, 1986, 67, 252; ФММ, 1986, 62, 13
7. *Stageberg F. et al* Phys. Rev., 1985, B32, 3292.

Харьковский государственный университет
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 июля 1990 г.