Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 7, стр. 310 – 313 *5 апреля 1983 г.*

ТУННЕЛИРОВАНИЕ МЕЖДУ ПРОВОДНИКАМИ С ВОЛНОЙ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков

Вычислен ток через туннельный переход $P_1 - I - P_2$ ($P_{1,2}$ – проводники с волной зарядовой плотности – ВЗП). Показано, что в токе помимо обычного слагаемого, пропорционального произведению плотностей состояний, имеется слагаемое, содержащее $\cos(\chi_1 - \chi_2)$, где $\chi_{1,2}$ – фазы ВЗП.

В последние годы достигнут существенный прогресс в понимании свойств квазиодномерных проводников ниже точки пайерлсовского перехода. Так, например, получили подтверждение предсказания теории [1,2] о структуре основного состояния полиацетилена. Оптические [3] и туннельные [4] эксперименты показали, что в центре запрещенной зоны полиацетилена действительно возникают уровни, связанные с образованием амплитудных солитонов. Однако, многие черты поведения пайерлсовских проводников остаются невыясненными. Это относится как к структуре электронного спектра, так и к кинетическим характеристикам, например, к механизму переноса заряда.

Одним из наиболее удобных методов изучения электронного спектра являются туннельные эксперименты. Между тем вычисления туннельного тока между пайерлсовскими проводниками, разделенными слоем изолятора (система $P_1 - I - P_2$), не проводилось. Пример сверхпроводников, в которых фазовый переход имеет немало сходных черт с переходом Пайерлса, показывает, что туннельный эффект в таких системах приводит не только к возможности определения энергетической структуры, но и к ряду новых интересных явлений. Здесь мы рассмотрим туннелирование в системах $P_1 - I - P_2$ и $P - I - N$, где N — нормальный проводник, и покажем, что и здесь помимо обычного тока I_1, имеющего место в $N - I - N$ системе, возникает дополнительный ток I_2, пропорциональный энергетической щели Δ и зависящий от разности фаз волн зарядовой плотности. Исследование этого тока на опыте по-видимому, позволит определять не только некоторые термодинамические, но и кинетические характеристики.

Для вычисления туннельного тока в переходе $P_1 - I - P_2$ применим метод туннельного гамильтониана для матричных гриновских функций $G_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ [5]. К гамильтониану системы добавим слагаемые

$$\hat{H}_T = \sum_{\alpha,\beta,\mathbf{p},\mathbf{q}} [\, T_{\alpha\beta}(\mathbf{p},\mathbf{q})\, c^+_{\alpha\mathbf{p}} a_{\beta\mathbf{q}} + \text{c.c.}\,] \,, \tag{1}$$

где в $\hat{T} = T_0 \hat{1} + T_Q \hat{\sigma}_x$ — входят матричные элементы туннелирования: T_0 без перехода и T_Q — с переходом с одной стороны поверхности Ферми на другую, сдвинутую на волновой вектор ВЗП. Далее записываем уравнение для функции Грина, введенной Келдышем, $\hat{G}$ с точностью до $\hat{T}^2$ включительно. Собственно-энергетическая часть, отвечающая туннелированию, выражается через функцию Грина одного из электродов $\hat{G}_2$ следующим образом

$$\hat{\Sigma} = T_0^2 \hat{G}_2 + T_Q^2 \hat{\sigma}_x \hat{G}_2 \hat{\sigma}_x + T_0 T_Q (\hat{\sigma}_x \hat{G}_2 + \hat{G}_2 \hat{\sigma}_x). \tag{2}$$

Искомое уравнение для $\hat{G}_1$, определяющее ток I, имеет вид

$$I \sim i \int d\mathbf{p}\, \mathrm{Sp} \frac{\partial \hat{G}_1(\mathbf{p}, t, t)}{\partial t} = i \int d\mathbf{p}\, \mathrm{Sp}\, [\, \hat{\Sigma}^R \hat{G}_1 + \hat{\Sigma} \hat{G}^A_1 - \hat{G}^R_1 \hat{\Sigma} - \hat{G}_1 \hat{\Sigma}^A \,]. \tag{3}$$

Подставляя в (3) выражение для $\hat{\Sigma}$ из (2) и для функций $\hat{G}^{R(A)}$ и $\hat{G}$ [5] в (3) и пренебрегая для простоты искривлением близких к плоским противоположных участков поверхности Ферми, получим:

$$I = R_N^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon\, (\text{th}\epsilon_+\beta - \text{th}\epsilon_-\beta) \left[|\epsilon_+ \epsilon_-| + \frac{T_0^2}{T_0^2 + T_Q^2} \Delta_1 \Delta_2 \cos(\chi_1 - \chi_2) \right] \times$$

$$\times \frac{\theta(|\epsilon_+| - \Delta_1)\, \theta(|\epsilon_-| - \Delta_2)}{2\sqrt{\epsilon_+^2 - \Delta_1^2}\, \sqrt{\epsilon_-^2 - \Delta_2^2}} + F(\cos \chi_{1,2}). \tag{4}$$

где $\epsilon_\pm = \epsilon \pm \dfrac{V}{2}$, V — напряжение на переходе, $\beta = 1/2T$; $\Delta_{1,2}$, $\chi_{1,2}$ — щели и фазы ВЗП в электродах. Функция $F(\cos\chi_{1,2})$, выражение для которой не выписано, зависит от значения фазы ВЗП в каждом из электродов порознь. Появление F связано с ограничением применимости метода туннельного гамильтониана в данном случае пространственно-неоднородной структуры (наличие ВЗП в каждом из электродов). Из записи (1) в координатном представлении при независимости $T_{\alpha\beta}(\mathbf{p},\mathbf{q})$ от $\mathbf{p}$ и $\mathbf{q}$ следует, что $T(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \sim T^2 \delta(\mathbf{x})\delta(\mathbf{x}')$, т. е. туннелирование происходит в фиксированной точке пространства и потому зависит от локальной плотности электронов, т. е. от фазы ВЗП. Более последовательный, но и более сложный метод показывает, что функция F в (4) действительно выпадает. Этот метод состоит в прямом расчете тока в системе, состоящей из двух массивных пайерлсовских проводников, которые разделены δ-функциональным барьером. Мы предполагали также, что на границе раздела имеется случайный неоднородный потенциал, усреднение по нему и приводит к исчезновению F.

Таким образом, помимо обычного слагаемого в токе, пропорционального произведению плотностей состояний $|\epsilon_\pm|/|\sqrt{\epsilon_\pm^2 - \Delta_{1,2}^2}$ на разность функций распределения квазичастиц, имеется слагаемое пропорциональное $\Delta_1\Delta_2\cos(\chi_1 - \chi_2)$. Отметим, что первое слагаемое I_1 соответствует току квазичастиц в джозефсоновском переходе, а второе слагаемое I_2 – мнимой части джозефсоновского тока $\mathrm{Im}\, I_c(V)$ [6]. Ток I_2 отличен от нуля при $V \neq 0$ и при низких температурах $T \ll \Delta$ не мал при $V > \Delta_1 + \Delta_2$. При низких температурах в случае $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ получим

$$I = I_1 + I_2, \qquad I_1 = R_N^{-1}\left[(2\Delta + V)\mathrm{E}(\alpha) - \frac{4\Delta(\Delta + V)}{2\Delta + V}\,\mathrm{K}(\alpha)\right]\theta(\alpha),$$

$$I_2 = R_N^{-1}\,\frac{T_0^2}{T_0^2 + T_Q^2}\,\frac{4\Delta^2\theta(\alpha)}{V + 2\Delta}\,\mathrm{K}(\alpha)\cos(\chi_1 - \chi_2), \qquad \alpha = \frac{V - 2\Delta}{V + 2\Delta}. \tag{5}$$

Наличие амплитудных солитонов [1,2] приводит к появлению уровней в центре запрещенной зоны. В этом случае при малой концентрации солитонов локальная плотность состояний вблизи солитона равна

$$\nu(\epsilon) = \theta(|\epsilon| - \Delta)\,\frac{|\epsilon|}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}}\left(1 - \frac{\Delta^2}{2\epsilon^2\,\mathrm{ch}^2(x/\xi_0)}\right) + \frac{\pi\Delta\delta(\epsilon)}{2\mathrm{ch}^2(x/\xi_0)},$$

где ξ_0 – длина корреляции. Тогда вольт-амперная характеристика системы $P - I - N$ при низких температурах имеет вид

$$I(V) = R_N^{-1}\left\{\theta(V - \Delta)\left[\sqrt{V^2 - \Delta^2} - 2n\xi_0\Delta\,\mathrm{arctg}\,\frac{\sqrt{V^2 - \Delta^2}}{\Delta}\right] + \pi n\xi_0\Delta\,\mathrm{th}\,\frac{V}{2T}\right\},$$

где n – концентрация солитонов, приходящихся на одну цепочку.

Отметим, что полученные результаты относятся как к системам с удвоением периода, типа $(\mathrm{CH})_x$, где фаза $\chi = k\pi$ и $\cos(\chi_1 - \chi_2) = \pm 1$, так и к несоизмеримым системам и к системам с не двукратной соизмеримостью, где χ может принимать различные значения. В последнем случае, если через один из электродов пропустить ток $I_\parallel$, параллельный плоскости перехода и вызывающий движение ВЗП (предполагаем, что проводящие нити параллельны плоскости перехода), то фаза χ_1 начнет изменяться со временем и в переходе будет генерироваться переменный туннельный ток $I_\sim$ с частотой, зависящей от $I_\parallel$. Зависимости $\chi_1(t)$ и $I_\sim(t)$ будут определяться характером движения ВЗП – движется ли она как целое или, например, происходит движение солитонных доменных стенок, разделяющих области с разными значениями χ_1. В частности, если ВЗП движется как целое, то частота колебаний $I_\sim$ будет расти с ростом $I_\parallel$ (в пренебрежении пиннингом $\chi_1 \sim I_\parallel t$) и при воздействии на переход внешнего переменного сигнала на зависимости $I(I_\parallel)$ при фиксированном V будет наблюдаться резонанс, если частоты внешних и собственных колебаний совпадут.

В принципе, координатная зависимость χ, вызванная, например, наличием солитонных доменных стенок или флуктуациями χ из-за взаимодействия ВЗП с примесями, может привести к усреднению слагаемого с $\cos(\chi_1 - \chi_2)$ в (5). Однако, это не произойдет в переходах достаточно малой площади.

Литература

1. *Бразовский С.А.* Письма в ЖЭТФ, 1978, **28**, 656.
2. *Su W.P., Schrieffer J.R., Heeger A.J.* Phys. Rev. Lett., 1978, **42**, 1698.
3. *Suzuki N. et al.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 1209.
4. *Leo V., Gusman G., Deltour R.* Phys. Rev., 1982, **B26**, 3285.
5. *Артеменко С.Н., Волков А.Ф.* ЖЭТФ, 1981, **80**, 2018.
6. *Likharev K.K.* Rev. Mod. Phys., 1979, **51**, 101.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 февраля 1983г.