

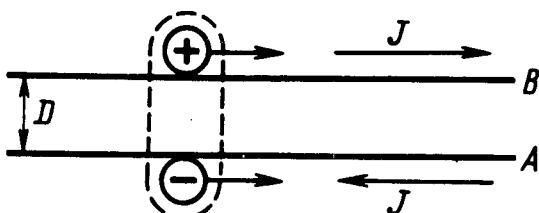
О ВОЗМОЖНОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ  
РАЗДЕЛЕННЫХ В ПРОСТРАНСТВЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК  
ПРИ ИХ СПАРИВАНИИ; НОВЫЙ МЕХАНИЗМ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

*Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон*

Рассмотрены системы с диэлектрическим спариванием между пространственно разделенными электронами и дырками. В этих системах возможно сверхтекущее движение зарядов, которому отвечают незатухающие электрические токи. Обсуждается роль межзонных переходов.

Как показано в [1], не учитывавшиеся ранее в теории "экзитонного диэлектрика" [2 – 6] переходы между зонами спаривающихся квазичастиц снимают вырождение состояния системы по фазе параметра порядка  $\Delta(\mathbf{p})$  и, нарушая когерентность, делают невозможной сверхтекучесть электронно-дырочной жидкости. В настоящей статье обсуждаются системы, в которых диэлектрическое спаривание возникает между пространственно разделенными электронами и дырками, так что переходы между зонами спаривающихся квазичастиц являются туннельными процессами и могут быть сделаны пренебрежимо слабыми. При этом спа-

ривательное взаимодействие, не связанное с туннелированием, остается значительным и приводит к перестройке системы в сверхтекущее состояние экситонного диэлектрика. Сверхтекущему движению "куперовских" пар из пространственно разделенных электронов и дырок отвечают незатухающие токи, текущие по разным областям системы в противоположных направлениях (см. рисунок).



I. Рассмотрим две<sup>1)</sup> тонкие ( $d \ll l$ ) полупроводниковые пленки, разделенные слоем диэлектрика толщиной  $D$  (рисунок), в одной из которых ( $A$ ) имеются<sup>2)</sup> избыточные электроны, в другой ( $B$ ) – дырки ( $d$  – толщина пленок;  $l$  – среднее расстояние между односименными зарядами). Пусть  $l \ll \rho_0$  ( $\rho_0$  – радиус "квазидвумерного" связанного состояния электрона на пленке  $A$  и дырки на пленке  $B$ ; неравенство отвечает слабой  $e - h$ -связи), тогда в случае достаточно близких [6 – 9] ферми-поверхностей электронов и дырок система неустойчива относительно диэлектрического спаривания квазичастиц. Определив в приближении Томаса – Ферми двумерную фурье-компоненту потенциала экранированного взаимодействия между электронами и дырками  $V(p) =$

$$= \frac{2\pi e^2 \exp(-pD)}{p + \frac{4}{a_0^*} + \frac{4}{p_{02} a_0^{*2}} [1 - \exp(-2pD)]}, \quad (a_0^* = \epsilon/m^* e^2, \text{ где } \epsilon \text{ – диэлектри-$$

ческая постоянная окружающей пленки среды,  $\hbar = 1$ ,  $m^*$  – эффективная масса, принятая, для простоты, изотропной и одинаковой у электронов и дырок,  $p_{02}$  – фермиевский импульс), обычным образом [2, 4, 8] находим величину щели  $\Delta$  в спектре одночастичных возбуждений перестроенного состояния системы:

$$\Delta = \frac{a_0^*}{l} Ry^* \left\{ \begin{array}{ll} \exp \left[ - \frac{\pi p_{02} a_0^*}{\ln(p_{02} a_0^*)} \right], & D \ll l \ll a_0^* \\ \exp \left[ - \frac{\pi p_{02} a_0^*}{\ln(\frac{a_0^*}{D})} \right], & l \ll D \ll a_0^* \end{array} \right., \quad (1)$$

<sup>1)</sup> Предсказываемые в статье эффекты могут иметь место также в квазидвумерных и квазиодномерных периодических структурах.

<sup>2)</sup> Например, из-за легирования, из-за разности работ выхода, переноса заряда и т. п.

где  $Ry^* = m^* e^4 / \epsilon^2$ . При  $D \gg a_o^*$  щель очень быстро убывает:  $\Delta \sim$

$\sim \exp\left[-\frac{32}{\pi} \frac{D^2 p_{02}}{a_o^*}\right]$ . Максимальное значение щели  $\Delta \sim Ry^*$  достигает-

ся при  $D \lesssim a_o^* \sim l$  (область сильного взаимодействия, где (1) имеет лишь оценочный характер). Если, например,  $m^* = 0,2m_0$  ( $m_0$  – масса электрона),  $\epsilon = 10$ , то  $a_o^* \approx 100 \text{ \AA}$  и при  $D \sim l \sim 100 \text{ \AA}$  имеем  $\Delta \sim 100 \text{ K}$ . Вероятность туннелирования  $\sim \exp[-0,4D\sqrt{W}]$  ( $D$  в  $\text{\AA}$ ,  $W$  – высота барьера в эВ) при  $W \sim 2 \text{ эВ}$  и  $D \sim 100 \text{ \AA}$  ничтожно мала ( $\sim e^{-60}$ ). Можно строго показать, что переходы электронов между зонами одной и той же пленки в рассматриваемом случае не влияют на когерентность. Таким образом, в этой системе возможно сверхтекущее совместное движение электронов и дырок вдоль пленки. Подобному движению зарядов соответствуют текущие по пленкам антипараллельные незатухающие электрические токи  $J$  (рисунок). Рассмотренная система оказывается эквивалентной двухпроводной сверхпроводящей "линии электроперехода". Аналогичными свойствами обладает система "заряженных" нитей. Для нее в наиболее интересной области сильного взаимодействия, которой отвечают значения  $l \sim a_o^*$ , следует ожидать, что щель  $\Delta$  сравнима по величине с энергией связи "одномерного экситона"  $\Delta \sim Ry^* \ln^2 \frac{a_o^*}{a}$  ( $a$  – диаметр нити,  $a \ll a_o^*$ ).

Возвращаясь к двумерной системе, обсудим теперь случай низкой ( $l > \rho_o$ ) плотности газа квазичастиц. Каждый электрон при этом связан с располагающейся напротив дыркой, образуя "квазидвумерный" экситон с радиусом  $\rho_o$  ( $\rho_o \sim a_o^*$  при  $D \lesssim a_o^*$ ;  $\rho_o \sim a_o^{*1/4} D^{3/4}$  при  $D \gtrsim a_o^*$ ) [10]. Заметим, что эти экситоны отталкиваются на больших ( $\rho \gtrsim \rho_o$ )

расстояниях по закону  $V(\rho) = \frac{2e^2}{\epsilon} \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + D^2}} \right)$ . Потенциальный барьер,

создаваемый отталкивательным (в отличие от трехмерного случая) взаимодействием, обеспечивает устойчивость разреженного газа экситонов по отношению к слипанию в биэкситоны, капли и т. п. В этом газе возможен переход в сверхтекущее состояние; температура перехода  $k_B T_c \sim 1/m^* l^2 \sim Ry^* (a_o^*/l)^2$ .

II. Рассмотрим две полуметаллические пленки (или нити)  $A$  и  $B$  (рисунок), по отдельности устойчивые относительно перехода в экситонный диэлектрик. Это можно обеспечить [6–9] достаточно большим несовпадением ферми-поверхностей электронов и дырок в каждой пленке, вызванным анизотропией (для пленок) или неравенством концентраций электронов и дырок (см. сноску 2). В пренебрежении не приводящими к неустойчивости взаимодействием электронов и дырок одного и того же полуметалла и взаимодействием одноименных квазичастиц, мы можем исследовать подсистему "электроны  $A$  – дырки  $B$ " независимо от подсистемы "дырки  $A$  – электроны  $B$ ". Если ферми-поверхности в какой-либо из этих подсистем близки, то притягательное взаимодействие квазичастиц приводит к перестройке этой подсистемы в экситонный диэлектрик, описывающийся точно так же, как и в системе,

рассмотренной в п. I . В зависимости от геометрии ферми-поверхностей, осуществляется один из вариантов: 1) спаривание отсутствует в каждой из подсистем; 2) спаривание происходит только в одной подсистеме – в системе сосуществуют "сверхтекучая" и "нормальная" жидкости; 3) спаривание в обеих подсистемах – система состоит из двух взаимопроникающих сверхтекучих жидкостей с параметрами порядка  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ ; можно сказать, что члены в гамильтониане, описывающие взаимодействие этих подсистем и межзонные переходы внутри каждого полуметалла, фиксируют разность фаз  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , но сохраняют вырождение по абсолютным значениям фаз. Это означает, что при учете взаимодействия жидкости не могут двигаться независимо друг от друга, но, по-прежнему, совместное движение их является сверхтекучим. При этом, если в каждом полуметалле концентрации электронов и дырок совпадают, то в случае 3) электрические токи в  $A$  и  $B$  отсутствуют из-за локальной электронейтральности системы. В случаях же 3) (при неравенстве концентраций разноименных квазичастиц в каждом полуметалле) и 2) сверхтекущее движение зарядов сопровождается незатухающими электрическими токами, текущими в противоположных направлениях по  $A$  и  $B$ .

Авторы благодарны Л.В.Келдышу за обсуждение результатов.

Институт спектроскопии  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
22 октября 1975 г.

## Литература

- [ 1 ] Р.Р.Гусейнов, Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 63, 2255, 1972.
- [ 2 ] Л.В.Келдыш, Ю.В.Копаев. ФТТ, 6, 2791, 1964.
- [ 3 ] J. des Cloizeaux. J. Phys. Chem., Sol, 26, 259, 1965.
- [ 4 ] А.Н.Козлов, Л.А.Максимов. ЖЭТФ, 48, 1184, 1965; 49, 1284, 1965.
- [ 5 ] D.Jerome, T.M.Rice, W.Kohn. Phys. Rev., 158, 462, 1967.
- [ 6 ] Ю.В.Копаев, ФТТ, 8, 233, 1966.
- [ 7 ] J.Zittartz. Phys. Rev., 162, 752, 1967.
- [ 8 ] Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон. Phys. Lett., (в печати).
- [ 9 ] Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон. ФТТ, 17, 1613, 1975.
- [ 10 ] Ю.Е.Лозовик, В.Н.Нишанов. Доклад на Всесоюзном совещании по диэлектрической электронике, май, 1973 (Тезисы, Ташкент, 1973, стр. 70).