

## ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ЭКСИТОННОГО СПАРИВАНИЯ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

С.И.Шевченко, И.О.Кулик

Показано существование диамагнитных токов в квазиодномерных и квазидвумерных (слоистых) кристаллах с двумя типами носителей и структурой альтернирования  $p$ - и  $n$ -слоев (цепочек).

Экситонное спаривание электронов и дырок в вырожденном полуметалле с двумя типами носителей было впервые рассмотрено Келдышем и Копаевым [1] и впоследствии изучалось в ряде работ. Электродинамика таких систем исследована в [2]. В работе Лозовика и Юдсона [3] было высказано интересное предположение о спаривании носителей разного знака заряда в сэндвичах полуметаллов  $p$ - и  $n$ -типа<sup>1)</sup>. Целью данной работы является рассмотрение экситонного спаривания в низкоразмерных кристаллах, например, типа солей с переносом заряда TTF – TCNQ [5] или слоистых соединениях с областями электронной и дырочной проводимости, расположенными таким образом, что взаимодействие ближайших  $p$ - и  $n$ -слоев (нитей) больше взаимодействия соседних пар слоев (рисунк). Такая система не обладает центром инверсии и характеризуется вектором  $a_0$ , перпендикулярным направлению альтернирования. Будет показано, что магнитные свойства таких структур обладают определенным своеобразием по сравнению со свойствами "экситонного изолятора" обычного типа.

Рассмотрим пару близко расположенных слоев 1 и 2. Токи, текущие в этих слоях ниже точки экситонного перехода, выражаются соотношениями

$$J_1 = nev_s, \quad J_2 = -nev_s, \quad (1)$$

где  $v_s$  – "сверхтекучая скорость" – скорость движения экситона, возникающего за счет спаривания пространственно разделенных носителей  $p$ - и  $n$ -типа [3, 4]. Если приложить магнитное поле  $H$ , параллельное слоям (см. рисунок), то уравнение движения экситона будет

$$M \frac{dv_s}{dt} = e(E_1 + E_2), \quad (2)$$

причем по закону индукции  $L(E_1 + E_2) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ ,  $\Phi$  – поток, пронизывающий пространство между ближайшими слоями.  $M = m_1 + m_2$  – суммарная масса электрона и дырки,  $\Phi = (A_1 - A_2)L$ , где  $A_1, A_2$  – значе-

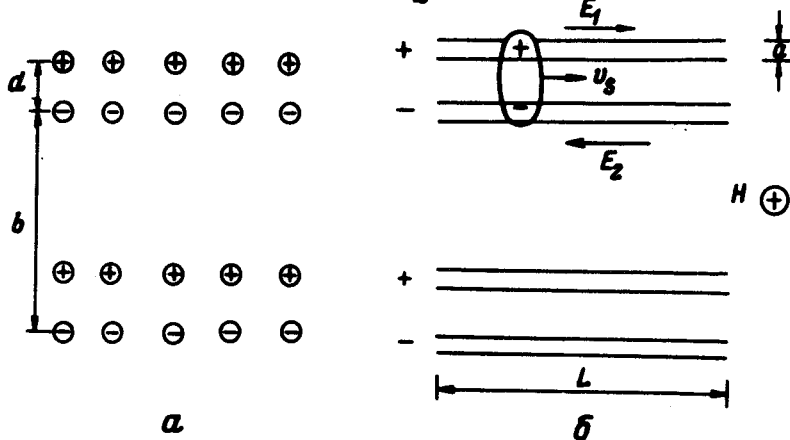
<sup>1)</sup> Аналогичные соображения были сформулированы одним из авторов (ФНТ, в печати [4]).

ния векторного потенциала в слоях. Интегрируя это соотношение получаем

$$J_1 = -J_2 = \frac{ne^2}{Mc} (A_1 - A_2). \quad (3)$$

Более строго это соотношение получено в [4] с помощью решения системы уравнений Горькова для экситонного спаривания. При конечной температуре  $n$  есть "концентрация сверхпроводящих электронов"  $n = n_s(T)$ , зависящая от  $T$  подобно соответствующей функции в сверхпроводнике.

$$a \ll d \sim \frac{b}{2}$$



$a$  – квазиодномерный кристалл,  $b$  – слоистый кристалл

Двойной токовый слой создает магнитный момент  $\mu = \frac{1}{c} IS$ ,  $S$  – площадь, обтекаемая током.

Это приводит к диамагнетизму низкоразмерного кристалла с диэлектрическим спариванием указанного типа. Величина магнитной восприимчивости

$$\chi = - \frac{ne^2}{Mc^2} \frac{ad^2}{b}, \quad (4)$$

где  $a$  – эффективная толщина слоя,  $d$  – расстояние между слоями,  $b$  – расстояние между парами слоев. При  $n \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ,  $M \sim m_0$ ,  $a \sim d \sim b \sim 10^{-7} \text{ см}$  получаем значение восприимчивости  $|\chi| \sim 10^{-5}$ , т. е. того же масштаба, что и в нормальном металле<sup>1)</sup>. Это не совсем тривиально, поскольку рассматриваемая система является изолятором. Величина  $\chi$  специфически зависит от температуры, обращаясь в нуль в точке экситонного перехода, и от поля, поскольку ясно, что при величине сверхтекучей скорости  $v_s \sim \Delta/p_F$  ( $\Delta$  – щель) спаривание будет подавлено. Это соответствует критическим полям  $H \sim 10^4 - 10^5 \text{ эс}$  при  $T = 0$ . Мы считаем  $\Delta \sim T_c \sim 10^2 \text{ К}$ . Зависимость  $\chi(H)$  аналогична "кривой распаривания" для сверхпроводника (например, см. [7]).

<sup>1)</sup> Данная ситуация отличается от трехмерного случая, рассмотренного в [6]. В слоистых соединениях выше точки экситонного перехода  $\chi_{\parallel} = 0$ .

Для существования рассматриваемых в данной статье эффектов необходимо выполнение ряда жестких условий: равенства фермиевских импульсов электронов и дырок и изотропии (или конгруэнтности) их ферми-поверхностей; большой длины свободного пробега, поскольку рассеяние действует на состояние экситонного изолятора так же, как магнитные примеси на сверхпроводник; наличия альтернирования проводящих цепочек  $n$ - и  $p$ -типа, что может быть достигнуто, например, внедрением между слоями инертных молекул или комплексов; наконец, следует рассмотреть роль процессов переброса, которые могут зафиксировать экситон в поле периодического потенциала решетки, т. е. свободное ("сверхпроводящее") скольжение экситонной пары вдоль слоев не будет иметь места. Можно надеяться, что при слабом "пиннинге" решетки (либо большом радиусе когерентности пары) этот эффект будет несущественным.

В заключение отметим, что обнаруженная недавно в работах [8, 9] сверхструктура при  $T < 58\text{K}$  в соли TTF-TCNQ делает вероятным, наряду с другими возможностями, интерпретацию структурного превращения в этом соединении как экситонного перехода рассматриваемого здесь типа.

Физико-технический институт  
низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
30 декабря 1975 г.

### Литература

- [1] Л.В.Келдыш, Ю.В.Копаев. ФТТ, 6, 2791, 1964.
- [2] D. Jerome, T.M. Rice, W. Kohn. Phys. Rev., 158, 462, 1967; J. Zittartz. Phys. Rev., 165, 605, 1968.
- [3] Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон. Письма в ЖЭТФ, 22, 556, 1975.
- [4] С.И.Шевченко. ФНТ, №4, 1976.
- [5] Л.Н.Булаевский. УФН, 115, 263, 1975; 116, 449, 1975.
- [6] А.А.Кокин, Ю.В.Копаев. ЖЭТФ, 55, 1383, 1968.
- [7] И.О.Кулик, И.К.Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М., изд. Наука, 1970, стр. 127.
- [8] S. Kagoshima, H. Anzai. Abstract of Int. Conf. on Low Lying Lattice Modes and their Relationship to Superconductivity and Ferroelectricity. p. 24, San Juan, Puerto Rico, 1975.
- [9] J.R. Comés, F. Denoyer, S. Shapiro, G. Shirane, A.F. Garito, A.J. Heeger. Abstract of Int. Conf. on Low Lying Lattice Modes and their Relationship to Superconductivity and Ferroelectricity. p. 43, San Juan, Puerto Rico, 1975.