Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 367 – 371 *20 марта 1969 г.*

О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В КВАНТУЮЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ С ГРАНУЛИРОВАННЫМ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ

Э.А.Пашицкий, П.М.Томчук

1. В связи с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости (см. [1]) в последние годы был предложен целый ряд теоретических моделей [2 – 7], указывающих на принципиальную возможность различных нефононных механизмов спаривания свободных носителей (электронов проводимости), в основе которых лежат коллективные кулонов-

ские эффекты. Характерной особенностью всех этих моделей является предположение о наличии вспомогательной подсистемы зарядов с достаточно большой поляризуемостью (связанные электроны в боковых цепочках полимерных молекул [2], экситоны в диэлектрических или полупроводниковых покрытиях "сэндвичей" [1, 3], d-электроны в переходных металлах и сплавах [4, 5], "тяжелые" дырки в вырожденных полупроводниках и полуметаллах [6, 7]).

В настоящей работе мы хотим обратить внимание на еще один тип систем с высокой поляризуемостью – на гранулированные металлические пленки, состоящие из отдельных частиц (гранул) размером $a \sim 50$ Å, дисперсионные свойства которых изучались, например, в [8] [1]. Заметим, что на аномально большое значение поляризуемости мелких металлических частиц во внешнем электромагнитном поле указывалось также в работе [11].

2. Как показано в работе [8], в гранулированной металлической пленке могут существовать собственные коллективные колебания свободных электронов, распространяющиеся вдоль пленки. При этом существенным является не только кулоновское взаимодействие электронов между собой и с ионным остовом внутри каждой гранулы, но и взаимодействие между электронами, находящимися в разных гранулах. Последнее может быть учтено в дипольном приближении (см. [8]), и тогда уравнение колебаний принимает вид:

$$\ddot{\mathbf{p}}_i + \omega_o^2 \mathbf{p}_i = -\frac{2Ve^2 n_o}{m} \sum_{l} \frac{\mathbf{p}_l |\mathbf{R}_{il}|^2 - 3\mathbf{R}_{il}(\mathbf{p}_l \mathbf{R}_{il})}{|\mathbf{R}_{il}|^5}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{p}_i$ – дипольный момент i-й гранулы, обусловленный разделением зарядов, $|\mathbf{R}_{il}|$ – расстояние между i-й и l-й гранулами, m и n_o – эффективная масса и концентрация электронов, $\omega_o = [L(e^2 n_o/m)]^{1/2}$ – частота дипольных колебаний электронов отдельной гранулы, а V и L – объем и фактор деполяризации последней (для простоты все гранулы предполагаются одинаковыми).

Правая часть уравнения (1) описывает диполь-дипольное взаимодействие между гранулами и приводит к перенормировке частоты колебаний (см. ниже). Заметим, что в формуле (1) не учтены эффекты пространственной дисперсии, связанные с движением электронов внутри

[1]) Другие интересные свойства таких пленок изучались как экспериментально, так и теоретически в работах [9, 10].

гранул, а также с запаздыванием электромагнитного поля колебаний, что справедливо при выполнении следующих условий:

$$v_F/\omega_0 << a, \quad b << c/\omega_0, \tag{2}$$

где v_F – фермиевская скорость электронов, c – скорость света, а b – среднее расстояние между гранулами ($b \gtrsim a$).

В длинноволновом пределе ($\lambda >> b$, где λ – длина волны колебаний), заменяя сумму в уравнении (1) интегралом по поверхности пленки и вводя среднюю плотность распределения гранул $N \sim 1/b^2$, в том случае, когда электроны совершают колебания параллельно плоскости пленки[1], получаем следующее приближенное выражение для частоты [8]:

$$\omega \approx \omega_p[(L/4\pi) - (NV/2r_{min})]^{1/2}, \tag{3}$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m}$ – плазменная электронная частота, а $r_{min} \sim b$.

Если же электроны колеблются в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, то частота равна:

$$\omega \approx \omega_p[(L/4\pi) + (NV/r_{min})]^{1/2}. \tag{4}$$

Как видим, частота дипольных колебаний существенно зависит от их поляризации, а также от выбора материала и структуры пленки (для коротковолновых колебаний с $\lambda \sim b$ необходимо еще учесть зависимость ω от $k = 2\pi/\lambda$).

Существенно отметить, что электрическое поле колебаний вне пленки проникает, по крайней мере, на расстояние, сравнимое с расстоянием между гранулами ($b \gtrsim 100$ Å).

3. Все вышеизложенное делает весьма привлекательной идею использования гранулированных металлических пленок в качестве покрытий при изготовлении сверхпроводящих "сэндвичей".

Как известно [1], основным недостатком модели "сэндвича", построенного по обычной схеме диэлектрик – металл – диэлектрик (или полупроводник – металл – полупроводник), является сильная экранировка электрон-экситонного взаимодействия (на расстоянии $r \lesssim 3 \cdot 10^{-8}$ *см*), что налагает очень жесткие ограничения сверху на толщину металлической пленки ($d \lesssim 10$ Å).

---

[1] Поскольку взаимодействие между диполями убывает с расстоянием как $\sim 1/r^3$, то в данном приближении ($\lambda >> b$) все дипольные моменты можно считать одинаковыми как по величине, так и по направлению.

Эти ограничения могут быть существенно ослаблены в полупроводниковых "сэндвичах" [7] за счет увеличения эффективного радиуса экранировки, с одной стороны, и квантования поперечного импульса электронов проводимости, с другой. Однако, в этом случае возникают новые трудности, связанные с выполнением определенных требований, предъявляемых к зонной структуре сильно легированных полупроводников и к характеру отражения электронов на гетеропереходах (см.[7]).

Что же касается "сэндвича", изготовленного из тонкой (квантующей) пленки вырожденного n-полупроводника (полуметалла) с напыленным на ее поверхности гранулированным металлическим покрытием, то он практически лишен указанных недостатков и представляет собой сравнительно простую (в экспериментальном отношении) систему с легко управляемыми и контролируемыми параметрами. При этом взаимодействие электронов проводимости в пленке n-полупроводника с рассмотренными выше дипольными колебаниями электронов в гранулах может привести к эффекту спаривания и, следовательно, к возникновению двухмерной сверхпроводимости вдоль пленки. Если параметры полупроводниковой пленки таковы, что в импульсном пространстве заполнена только одна двухмерная подзона, то ширина щели, характеризующая энергию связи (корреляции) электронных пар в пленке определяется выражением (см. [7, 12]):

$$\Delta = 2\hbar\omega \begin{cases} \exp[-1/\rho], & \mu_0 >> \hbar\,\omega, \\ \exp[-2/\rho], & \mu_0 << \hbar\,\omega, \end{cases} \tag{5}$$

где $\rho = e^2/\epsilon_n d\hbar\omega$, ϵ_n – высокочастотная диэлектрическая проницаемость полупроводника, d – толщина пленки, $\mu_0 = \hbar^2/2m_n[2\pi N_n d + (\pi^2/d^2)]$ – предельная (фермиевская) энергия электронов проводимости, а m_n и N_n – их эффективная масса и концентрация.

Легко видеть, что при условии $\hbar\omega \sim e^2/\epsilon_n d$ щель достигает максимума. $\Delta_{max} \sim \hbar\omega$. Так, например, для пленок с $d \approx 10^{-6}$ *см* и $\epsilon_n \approx 3$ при частоте дипольных колебаний $\omega \approx 10^{14} сек^{-1}$ получаем оценку $\Delta_{max} \gtrsim 3 \cdot 10^{-2}$ *эв*, что соответствует критической температуре сверхпроводящего перехода $T_c \gtrsim 100°$K.

В заключение выражаем искреннюю благодарность А.И.Ахиезеру, В.Г.Барьяхтару и А.С.Давыдову за обсуждение результатов и полезные замечания.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
10 февраля 1969 г.

Литература

[1] В.Л.Гинзбург. УФН, 95, 91, 1968.

[2] W.A.Little. Phys. Rev., A135, 1416, 1964.

[3] В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц. ДАН СССР, 176, 553, 1967.

[4] J.W.Garland. Phys. Rev. Lett., 11, 111, 114, 1963.

[5] Б.Т.Гейликман. ЖЭТФ, 48, 1194, 1965; УФН, 88, 327, 1966.

[6] Э.А.Пашицкий. ЖЭТФ, 55, 2387, 1968.

[7] Э.А.Пашицкий. ЖЭТФ, 56, 662, 1969.

[8] S.Yamaguchi. J.Phys.Soc.Japan, 5, 1577, 1960.

[9] П.Г.Борзяк, О.Г.Сарбей, Р.Д.Федорович. Phys.Stat. Sol., 8, 55, 1965.

[10] П.М.Томчук, Р.Д.Федорович. ФТТ, 8, 276, 3131, 1966.

[11] Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 48, 1407, 1965.

[12] В.З.Кресин, Б.А.Тавгер. ЖЭТФ, 50, 1689, 1966.