

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ
В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

В.З.Кресин, Б.А.Тавгер

В последнее время появился ряд работ, в которых предлагаются новые механизмы сверхпроводимости [1, 2]. Ниже рассматривается одна возможность установления сверхпроводящего состояния, обусловленная наличием в кристаллической пленке различных групп электронов. Взаимодействие между электронами этих групп при выполнении определенных условий (см. ниже) приводит к куперовскому спариванию. Для массивного кристалла нефононный механизм сверхпроводимости, обусловленный междузонным взаимодействием, был рассмотрен Гейликманом [2], установившим существенный и для рассматриваемого ниже случая общий критерий, при котором межэлектронное взаимодействие приводит к эффективному притяжению.

Различные группы электронных состояний (подзоны) в пленке возникают благодаря финитному характеру поперечного движения

электронов (дырок), причем в каждой n -й группе состояние задается продольной проекцией квазиимпульса. Кроме того, в полупроводниковых пленках (о сверхпроводимости в полупроводниках см. [3, 4]) из-за уменьшения симметрии снимается часто встречающееся в массивных образцах вырождение края зоны [5], что приводит к образованию двух или более двумерных зон, причем края зон смещаются друг относительно друга, а электроны отличаются значениями эффективных масс и волновыми функциями.

Для количественного расчета рассмотрим следующую модель, соответствующую возможной зонной структуре полупроводниковой пленки. Имеется две группы электронных состояний. Для определенности будем считать, что минимум энергии электронов ϵ_{m_1} лежит ниже ϵ_{m_2} . Обозначим через μ_1 и μ_2 химический потенциал, отсчитанный соответственно от ϵ_{m_1} и ϵ_{m_2} . В данном случае μ зависит от температуры.

Кулоновское взаимодействие электронов первой и второй групп приводит к эффективному взаимодействию между электронами первой группы. Запишем уравнение для собственно энергетической части Δ_{11} :

$$\Delta_{11}(p, \omega_n) = \frac{T}{(2\pi)^3} \sum_{\omega_n'} \int d\rho \Gamma_{11}(p', \omega_n'; p', \omega_n'; p, \omega_n; p, \omega_n) F_{11}^*(p', \omega_n'), \quad (1)$$

где Γ_{11} - полный четырехполюсник, $F_{11}^* = -i \langle T(\Psi_1^+(x) \Psi_1^+(x')) \rangle$ [6],
 $\omega_n = (2n+1)\pi T$.

Вычисление Γ_{11} , проведенное Гейликманом в общем виде методами диаграмной техники [2], приводит к следующему выражению:

$$\Gamma_{11} = (V_{11} + \Pi_{22} R) / S, \quad (2)$$

где $R = V_{12}^2 - V_{11} V_{22}$; V_{11} , V_{22} , V_{12} - матричные элементы рассеяния, при котором электроны остаются в своих группах; Π_{22} - поляризационный оператор, причем $\Pi_{22} < 0$, $S = 1 - V_{11} \Gamma_{11} - V_{22} \Pi_{22} - \Pi_{11} \Pi_{22} R$. Отличительной особенностью величины Γ_{11} в рассматриваемом случае является температурная зависимость Π_{22} .

(см. ниже), приводящая к тому, что константа, описывающая эффективное межэлектронное взаимодействие, в отличие от обычного случая является функцией температуры.

Из (2) следует, что притяжение возникает при соблюдении двух условий: во-первых, если $R > 0$, и, во-вторых, $\Pi_{22} R$ должно быть достаточно велико по сравнению с перенормированным кулоновским отталкиванием. С утолщением образца различие в матричных элементах исчезает ($R \rightarrow 0$), что приводит к исчезновению эффекта, который таким образом оказывается возможным лишь в тонких пленках.

Вычисление Π_{22} приводит к выражению:

$$\Pi_{22}(\alpha, T) = -2 \exp(-|\mu_2|/T) \sum_p \frac{\exp(-\epsilon_p/T) - \exp(-\epsilon_{p+\alpha}/T)}{i\omega - \epsilon_p + \epsilon_{p+\alpha}}, \quad (3)$$

где α - передаваемый импульс. Предположено, что для электронов верхней группы применима статистика Больцмана. Для малых $\alpha^2 \ll m_2 T \Pi_{22}$ постоянная величина и равна $m_2 V \exp(-|\mu_2|/T) \hbar^2 L$, а для $\alpha^2 \gg m_2 T \Pi_{22} \sim \alpha^{-2}$, т.е. достаточно быстро стремится к нулю. Поэтому можно считать, что притяжение постоянно в энергетической области порядка T и равно нулю вне ее.

Производя далее суммирование в (1), получим:

$$2/g(T)N = \int \frac{\alpha \xi \operatorname{th}[(\xi^2 + \Delta^2)^{1/2}/2T]}{(\xi^2 + \Delta^2)^{1/2}}, \quad (4)$$

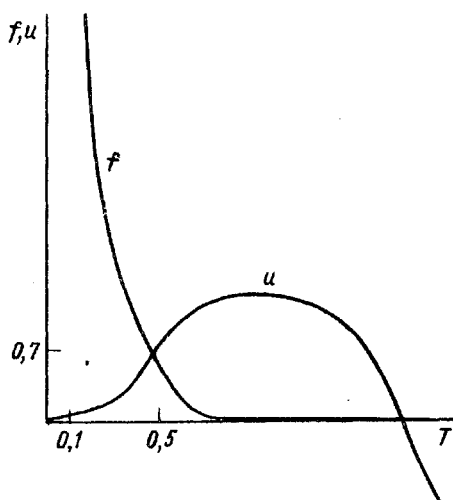
где $\xi = \epsilon - \mu_1(T)$, N - плотность состояний в пленке на единицу объема, равная $N = 2\pi m_2 / \hbar^2 L$; L - толщина пленки, $g = \Gamma \cdot 2V = g_{\text{прит}} - \tilde{g}$, где \tilde{g} - перенормированное кулоновское отталкивание; $\omega_c \gg T$, ω_c - плазменная частота.

Температура перехода определяется из (4), если положить $\Delta = 0$. В невырожденном случае ($\operatorname{th}(\xi/2T_k) = 1$) получаем уравнение:

$$\hbar^4 L^2 \alpha_0^4 \exp(|\mu_2|/T_k) / m_1 m_2 e^4 = \ln \left[\frac{T_k - \mu(T_k)}{\mu(T_k)} \right]. \quad (5)$$

В полупроводниковой пленке имеем: $\mu = -E_c/2 + T \ln(N_{\text{д}} \pi \hbar^2 / m T) / 2$.

Решение (5) может быть получено графически. На прилагаемом рисунке кривые f и u соответствуют левой и правой частям уравнения (4) при указанных в тексте параметрах: для $T < 1^\circ$ кривые вычислены по уравнению (5).



Видно, что эффект может возникнуть лишь при конечной температуре, и если критерий сверхпроводимости выполнен, то эффект существует в интервале температур $T_{кв} \geq T \geq T_{кн}$. Оценка при $L \approx 5 \cdot 10^{-6}$, $\alpha \approx 5 \cdot 10^5$, $E_\alpha \approx 5^\circ$, $N_\alpha = 5 \cdot 10^{18}$ дает, например, для нижнего предела $T_{кн} \approx 0,5^\circ$.

В вырожденном случае, пока $\mu_2 < 0$, нижняя критическая температура, как легко видеть из (4), остается отличной от нуля. В случае металлической пленки рассмотренный механизм в принципе также возможен. Отличительной особенностью при этом является заселенность многих плоскостей в зоне Бриллюэна. Выполняется неравенство $\mu_n > 0$ для любой n -й группы электронов. В этом плане интересным было бы экспериментальное исследование тонких пленок металлов, массивные образцы которых не являются сверхпроводниками. Подробное теоретическое рассмотрение этого вопроса будет проведено в другом месте.

В последнее время были обнаружены сверхпроводящие полупроводники. В связи с результатами, полученными в данной работе,

была бы интересной постановка эксперимента в полупроводниковых пленках. Рассмотренный выше механизм может привести, во-первых, к отсутствию изотопического эффекта, а в сочетании с обычным фононным механизмом - к зависимости его от толщины пленки, и, во-вторых, к появлению критической температуры $T_{кн}$, ниже которой сверхпроводимость отсутствует. Наличие $T_{кн}$, как показано выше, обусловлено температурной зависимостью числа носителей и эффективного межэлектронного взаимодействия.

Выражаем глубокую благодарность Б.Т.Гейликману за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения и Л.П.Питаевскому и Р.А.Сурису за интересные дискуссии.

Московский Государственный
заочный педагогический институт

Поступило в редакцию
9 июня 1965 г.

Литература

- [1] W.A.Little. Phys. Rev., 134, A1416, 1964; В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 47, 2318, 1964; С.В.Вонсовский, М.С.Свирский. ЖЭТФ, 47, 1354, 1964.
- [2] Б.Т.Гейликман. ЖЭТФ, 48, 1194, 1965.
- [3] В.Л.Гуревич, А.И.Ларкин, Д.А.Фирсов. ФТТ, 4, 185, 1963; M.L.Cohen. Phys. Rev., 134, A511, 1964.
- [4] Б.А.Тавгер, В.Я.Демиховский. ЖЭТФ, 48, 748, 1965.
- [5] Б.А.Тавгер. ЖЭТФ, 48, 185, 1965.
- [6] Л.П.Горьков. ЖЭТФ, 34, 735, 1958.
- [7] Б.А.Тавгер, В.Я.Демиховский. ФТТ, 5, 644, 1963.
- [8] J.Scholey, W. Hosler, M.Cohen. Phys. Rev.Lett., 12, 1174, 1964.