О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В НЕРАВНОВЕСНОЙ СИСТЕМЕ

Э.Г.Батыев

Как известно, причиной уменьшения щели в сверхпроводнике с ростом температуры является температурное размытие фермиевского распределения электронов. Предположим, что существует некоторый процесс, уменьшающий это размытие. Тогда сверхпроводимость может появиться при температурах термостата, превышающих температуру сверхпроводящего перехода.

Понижение эффективной "температуры" металла может произойти при пропускании тока через контакт полупроводник – металл – полупроводник. Параметры сэндвича подбираются таким образом, что при пропускании тока из металла уходят электроны с бо́льшей энергией, чем приходят. Именно, нужно получить расположение энергетических зон, указанное на рисунке (края зон полупроводников находятся примерно на уровне химического потенциала металла μ). В этом случае можно понизить эффективную "температуру" металла, если создать поток электронов из A в B.

Необходимое расположение зон получится при выполнении некоторых условий. Рассмотрим, например, контакт металла с полупроводником B (другой контакт рассматривается аналогично). Очевидно, работа выхода металла должна быть меньше энергии ионизации электрона со дна зоны проводимости полупроводника. Тогда при установлении равновесия электроны перетекают из металла в полупроводник, зона изгибается вверх и для достаточно тонкой пленки край зоны может оказаться не намного выше μ.

Расстояние края зоны от μ легко оценить для пленки, толщина которой много больше длины волны электрона. Плотность электронов N просто связана с этой величиной:

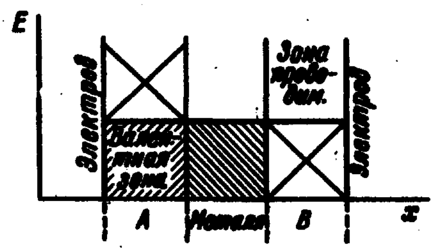
$$N \sim (m^* T)^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \qquad (1)$$

где E – расстояние дна зоны от μ, T – температура, m^* – эффективная масса. С другой стороны, толщина пленки L больше или порядка соответствующего дебаевского радиуса L_D:

$$L^2 \gtrsim L_D^2 \sim \frac{\epsilon T}{N e^2}, \qquad (2)$$

где ϵ – диэлектрическая постоянная, e – заряд. Сравнивая (1) и (2), получим:

$$\exp\left(-\frac{E}{T}\right) \gtrsim \frac{\epsilon\left(\frac{T}{m^*}\right)^{1/2}}{e^2} \cdot \frac{1}{L^2 (m^* T)} . \qquad (3)$$



Отсюда видна связь E и L. Соотношение (3) является верным, если плотность электронов, перешедших в зону проводимости из примесных уровней, мала по сравнению с N.

В оценках будем считать, что

$$\exp\left(-\frac{E}{T}\right) \sim \frac{\epsilon (T/m^*)^{1/2}}{e^2} . \qquad (3а)$$

Если $L > (m^* T)^{-1/2}$, то такое E можно получить, прикладывая к пленке подходящее напряжение (при этом $L_D^2 (m^* T) \sim 1$). Дальнейшее повышение напряжения приведет к возрастанию эффективной "температуры". Действительно, при $(1/m^* L_D^2) \gtrsim E$ на данный уровень с энергией $> \mu$ больше электронов приходит слева (см. рисунок), чем уходит. Таким образом, при некотором токе температура термостата, при которой появляется куперовская неустойчивость, будет максимальной.

Ток, который можно получить в полупроводнике, по порядку величины есть

$$j \sim N \left(\frac{T}{m^*}\right)^{1/2} D, \qquad (4)$$

где D – коэффициент прохождения через контакт полупроводник-металл.

Оценим, какой ток необходим для получения в металле сильной неравновесности. За время релаксации по энергии τ нужно существенно уменьшить число электронов с энергией $> \mu$, т.е. создать ток

$$j \sim \frac{T}{\mu} n \frac{l}{\tau}, \qquad (5)$$

где l – толщина металлической пленки, n – плотность электронов. Из условия $j' < j$ получим ограничение на:

$$\frac{l}{a} < \exp\left(-\frac{E}{T}\right) D \frac{m^*}{m} (T\tau), \qquad (6)$$

где a – порядка межэлектронных расстояний, m – масса электрона в металле.

Релаксация по энергии происходит из-за поглощения фононов; для τ в металле имеем выражение (см., например, [1]):

$$\tau = \frac{1}{\Lambda T}\left(\frac{\omega_0}{T}\right)^2, \qquad (7)$$

где $\omega_0 = 2 s p_0$ (s – скорость звука, p_0 – фермиевский импульс), Λ – величина, зависящая от интенсивности электрон-фононного взаимодействия.

Для экспериментальной проверки эффекта можно использовать сэндвич β – Sb – Zn – Ge с цинковыми электродами. Соответствующие работы выхода в *эв*: 4,08; 4,26; 4,76 [2]. Ширина запрещенной зоны в β – Sb 0,11 *эв* [3] и в Ge 0,75 *эв* [4].

Оценим l с помощью условия (6) при $T = 1°K$. Для Ge$(m^*/m) \approx 0{,}2$, $\epsilon = 16$ [4]. Величина $\exp(-E/T) \sim 0{,}1$ (см.(3а)), а для коэффициента прохождения получается оценка $D \lesssim 0{,}1$. Наконец, $(T\tau)_{Zn} \approx 10^5$. Подставляя эти цифры в (6), получим $l \lesssim 100$ Å.

Подобные оценки для вырожденного полупроводника с малой концентрацией электронов приводят к более слабому ограничению на l. К сожалению, отсутствие данных по работам выхода не дает возможности подобрать материалы сэндвича в этом случае.

Приведенные оценки справедливы для достаточно толстых пленок, когда не нужно учитывать квантования поперечного движения электронов. Однако результаты качественно верны и для тонких пленок. Это объясняется тем, что эффект квантования "замазывается" в металле вследствие диффузионного отражения от границ пленки.

В заключение рассмотрим вопрос о неустойчивости системы по отношению к образованию куперовских пар. В простейшем случае – для однородной изотропной системы с заданными числами заполнения (взаимодействуют электроны только с противоположными импульсами) – задача решается так же, как в равновесном случае. Именно, вычисляется двухчастичная функция Грина и определяется полюс ее фурье-компоненты. Мнимая часть полюса характеризует степень неустойчивости системы относительно образования куперовских пар. Вычисления проводятся по методу, развитому в работе Келдыша [5]. Приведем результат:

$$-g \int_{-\omega_D}^{\omega_D} d\xi \frac{\xi[1-2f(\xi)]}{\xi^2+\Delta^2} = 1,$$

$$\int_{-\omega_D}^{\omega_D} d\xi [1-2f(\xi)] \frac{\Delta}{\xi^2+\Delta^2} = 0.$$

Здесь $f(\xi)$ – функция распределения электронов, ξ – энергия электрона, отсчитанная от χ, 2χ и Δ – вещественная и мнимая части полюса соответственно. Из этих уравнений определяются χ и Δ. Отметим, что уравнения всегда имеют решение при $g < 0$, если $f(\xi)$ имеет скачок, так что выполняется условие: $f(\xi) > 1/2$ при $\xi < \xi_0$, $f(\xi) < 1/2$ при $\xi > \xi_0$ (ξ_0 – "координата" скачка).

Благодарю В.Л.Покровского, С.К.Саввиных, А.В.Чаплика и А.Г.Шепелева за обсуждение и ценные замечания.

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
3 октября 1966 г.

Литература

[1] Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 39, 1437, 1960.
[2] Б.М.Царев. Контактная разность потенциалов. Гостехиздат, 1955, стр. 166.
[3] Полупроводники. Сб. под ред. Н.Б.Хення, ИИЛ, 1962, стр.66.
[4] Р.Смит. Полупроводники. ИИЛ, 1962.
[5] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1515, 1964.

КОМПЛЕКСЫ ИЗ НЕСКОЛЬКИХ СПИНОВ В ЛИНЕЙНОЙ ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКОЙ ЦЕПОЧКЕ

А.А.Овчинников

Как известно, гейзенберговский спиновый гамильтониан для линейной цепочки, с помощью канонического преобразования сводится к гамильтониану для решеточного одномерного ферми-газа без спина с взаимодейст-