

КВАНТОВЫЕ РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ОЛОВА

М.Ф.Кожник, Е.И.Бухштаб

В ряде теоретических работ [1-3] рассмотрены квантовые эффекты в тонких пленках и показано, что термодинамические и кинетические характеристики элементарных возбуждений в пленках должны осциллировать при изменении толщины с периодом, равным половине длины де-бройлевской волны возбуждений. Из последнего следует, что эти эффекты с достаточной вероятностью можно наблюдать в совершенных пленках полуметаллов и полупроводников. Действительно, первыми объектами экспериментальных исследований явились пленки полуметаллов [4-6], у которых наблюдались осцилляции проводимости и гальваномагнитных свойств при изменении толщины пленки. В отношении нормальных металлов на первый взгляд кажется, что эти эффекты представляют собой лишь теоретический интерес, поскольку электроны в них наряду с малостью де-бройлевской волны характеризуются также малым коэффициентом зеркальности отражения от поверхности. Между тем именно на нормальных металлах, обладающих сверхпроводимостью (сверхпроводящие пленки полупроводников, к сожалению, пока еще не изучены), можно ожидать обнаружения наряду с уже наблюдавшимися эффектами также нового эффекта, предсказанного Блаттом и Томпсоном [7] и рассмотренного также в более поздних теоретических работах [8,9], а именно: при изменении толщины пленки должны осциллировать с затухающей амплитудой сверхпроводящая щель и критическая температура. Эффект обусловлен немонотонной зависимостью плотности состояний от толщины пленки. Период осцилляций, как и в предыдущих случаях, равен полуволне де-Бройля.

Нами предпринята попытка обнаружить эффект Блатта — Томпсона на пленках олова с помощью метода образцов переменной толщины. Применение этого метода позволило наблюдать осцилляции проводимости в пленках сурьмы [5] с периодом $\sim 28 \text{ \AA}$. Возможности метода этим не исчерпываются. Каждая серия измерений проводилась на одном образце переменной толщины (длиной 70 мк) с помощью потенциальных контактов, расположенных с постоянным интервалом (2 мк). Недостатком метода является то, что на участке между двумя контактами толщина пленки не является строго постоянной. Кроме того, поверхность об-

разца, естественно думать, обладает микронеровностями. Однако в целом каждый участок можно характеризовать некоторой эффективной средней толщиной, отличной от толщины соседнего участка на конечную величину δd , отвечающую интервалу между точками на экспериментальных кривых. Таким образом, метод обеспечивает строго неуклонное возрастание толщины от данного участка образца к соседнему. Определение абсолютного значения толщин производилось по оптической плотности S , причем зависимость $S(d)$ предварительно строилась с помощью независимого метода, описанного в [10]. Погрешность в определении толщин составляет 10%, чувствительность метода до 1 Å.

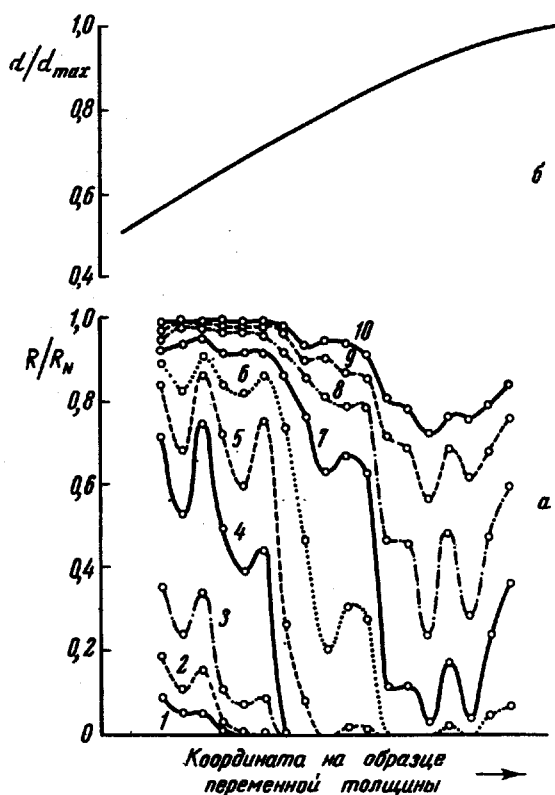


Рис. 1. а) Распределение относительного сопротивления R/R_N вдоль образца переменной толщины при разных температурах: 1 – 3,828, 2 – 3,831, 3 – 3,836, 4 – 3,850, 5 – 3,860, 6 – 3,875, 7 – 3,889, 8 – 3,902, 9 – 3,913, 10 – 3,920°K; б) распределение толщины вдоль образца

Конденсация пленок проводилась в вакууме $\sim 10^{-6}$ тор на стеклянную подложку при температуре 200°K. Охлаждение подложки предпринималось с целью уменьшить критическую толщину d_k (при комнатной температуре $d_k \approx 200-250$ Å), в ущерб некоторому ухудшению структуры пленок. Электронномикроскопическое и электронно-графическое исследование контрольных образцов, полученных на ацетатном лаке в

тех же условиях, показало, что пленки обладают четко выраженной текстурой: направление $[100]$ ориентировано по нормали к поверхности пленки. Угол разориентировки оси текстуры составляет $\sim 10^\circ$. Размер кристаллов в плоскости пленки превышает ее толщину; по толщине пленки монокристалльны. Пленки толщиной, близкой к критической, не обладают сплошностью, а изрезаны каналами (лабиринтами) с практически вертикальными стенками.

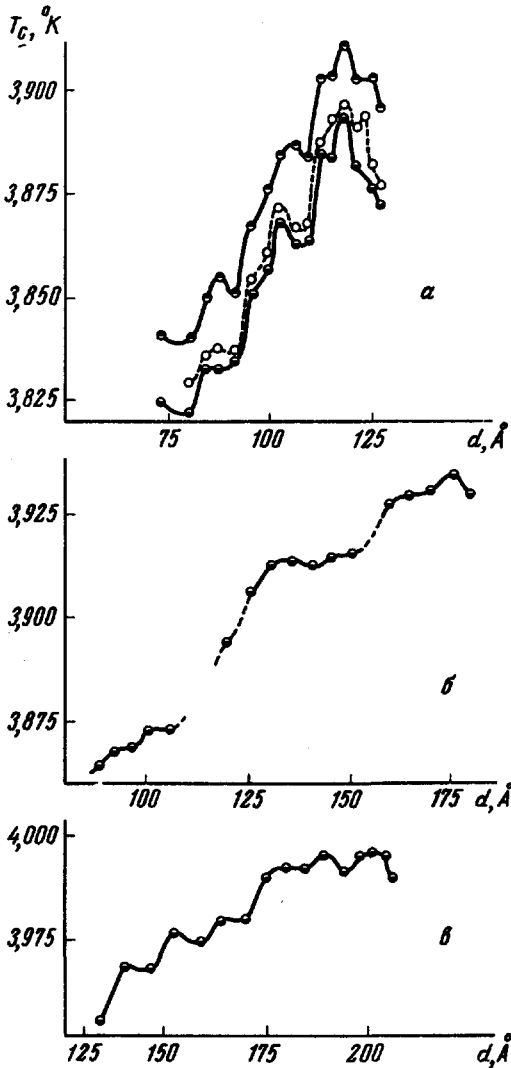


Рис. 2. Зависимость критической температуры от толщины сверхпроводящих тонких пленок олова. Критическая температура определялась по следующим критериям: \bullet — по $R/R_N = 0,5$, \circ — по $R/R_N = 0,1$, \ominus — путем экстраполяции прямолинейного участка перехода

На рис.1 приведено распределение относительного сопротивления R/R_N отдельных участков образца переменной голщины при различных температурах. Наглядно видно, что распределение R/R_N является осциллирующей функцией голщины пленки. Подобные измерения проведены на ряде образцов с интервалом по температуре $(5-8) \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$.

По этим данным строились зависимости $R/R_N(T)$ для всех участков каждого из исследованных образцов. В качестве температуры сверхпроводящего перехода обычно принимают одну из следующих величин: температуру, соответствующую $R/R_N = 0,5$ или $R/R_N = 0,1$, либо полученную экстраполяцией прямолинейного участка перехода до пересечения с осью температур.

Из рис.2,*а* видно, что зависимость T_c , определенной по любому из упомянутых критериев, от толщины пленки не является гладкой, а

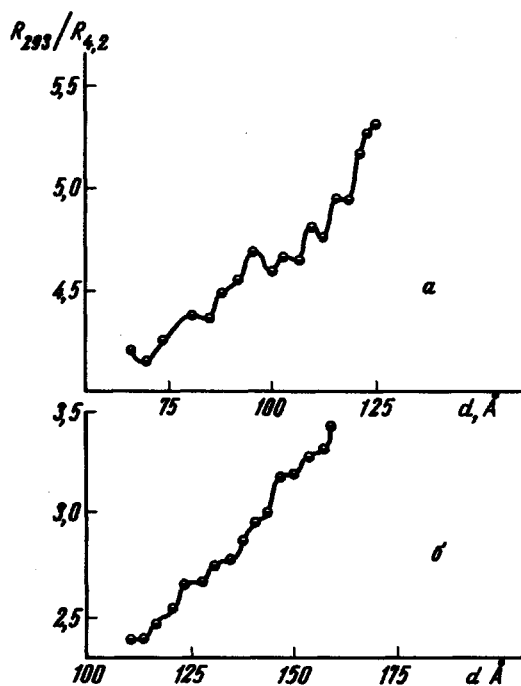


Рис. 3. Зависимость проводимости $\sigma_{4.2}/\sigma_{293} = R_{293}/R_{4.2}$ от толщины тонких пленок олова.

проявляет периодические осцилляции. На рис.2,*а* видны осцилляции T_c двух типов: "грубая" структура с периодом 15 \AA и осцилляции с малой амплитудой и вдвое меньшим периодом. Осцилляции с периодом 15 \AA наблюдались нами на всех исследованных образцах, причем они обнаруживаются и в области больших толщин, где "шаг" по толщине не позволяет разрешить особенности с меньшим периодом (рис.2,*б*). Амплитуда осцилляций T_c меняется от образца к образцу и определяется, по-видимому, качеством пленки в отношении ее структурных характеристик и совершенства поверхности. Положение же экстремумов для разных образцов очень хорошо совпадает в перекрывающихся областях толщин; максимумы наблюдаются, как правило, при толщинах, кратных 15 \AA .

Наряду с осцилляциями T_c на тех же образцах наблюдаются слабые осцилляции проводимости с изменением толщины; причем осцилляции тем сильнее заметны, чем выше совершенство пленки, т.е. чем больше величина $R_{293}/R_{4,2}$ (рис. 3, а и б). В тех случаях, когда "шаг" между точками достаточно мал, обнаруживается период осцилляций 7-8 Å. Соответствующее значение фермиевского квазимпульса в направлении [100] оказывается равным

$$P_F = \frac{h}{2\Delta d} = 4,7 \cdot 10^{-20} \text{ см/сек},$$

что очень хорошо согласуется со значениями, полученными для олова в работах М.Хайкина [11], А.Королюка [12], Т.Олсена [13].

Значения компоненты тензора эффективных масс, отвечающей направлению [100], для периодов осцилляций 7 и 15 Å оказываются соответственно равным $0,5 m_0$ и $0,13 m_0$ (для значения фермиевской скорости $v_F \approx 1 \cdot 10^8$ см/сек [11,14]). Эти значения m^* удовлетворительно совпадают с некоторыми из серии значений, приведенных в [15].

Эти факты свидетельствуют о том, что наблюдавшиеся осцилляции критической температуры согласуются с предположениями, которые следуют из работы Блатта и Томпсона [7] в отношении периода осцилляций. Малая же величина амплитуды наблюдаемых осцилляций объясняется, по-видимому, структурным несовершенством пленок и малой долей зеркально отражаемых электронов в олове. Следует отметить, что наличие размерного квантования в данном случае не может объяснить ход монотонной составляющей зависимости T_c от толщины, так как она неожиданно оказалась для ряда образцов обратной той, которую следовало ожидать из теоретических соображений [16]. Понижение T_c при уменьшении толщины пленки ранее наблюдалось для неравновесных пленок, полученных при низкотемпературной конденсации [17]. В наших измерениях это понижение незначительно; причем, в одном случае мы наблюдали обычный ход – рост T_c при уменьшении толщины – и при этом также обнаруживались осцилляции T_c с периодом 7-8 Å. Таким образом, ход монотонной составляющей зависимости $T_c(d)$ определяется в значительной мере иными причинами, а не размерным квантовым эффектом.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
2 мая 1968 г.

Литература

- [1] И.М.Лифшиц, А.М.Косевич. Изв. АН СССР, сер.физ., 19, 395, 1955.
- [2] В.Б.Сандомирский. ЖЭТФ, 52, 158, 1967.
- [3] И.О.Кулик. Письма ЖЭТФ, 5, 423, 1967; 6, 652, 1967.
- [4] Ю. Ф.Огрин, В.Н.Луцкий, М.И.Елинсон. Письма ЖЭТФ, 3, 114, 1966.
- [5] Ю.Ф.Комник, Е.И.Бухштаб. Письма ЖЭТФ, 6, 536, 1967.
- [6] Ю.Ф.Комник, Е.И.Бухштаб. ЖЭТФ, 54, 63, 1968.
- [7] I.M.Blatt, S.J.Thompson. Phys. Rev. Lett., 10, 332, 1963.
- [8] В.Я.Демиховский. ФТТ, 7, 3600, 1965.
- [9] H.Raufuss, Z.Naturforsch., 22a, 985, 1967.
- [10] Л.С.Палатник, Г.В.Федоров. ДАН СССР, 113, 100, 1957.
- [11] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 41, 1773, 1961.
- [12] А.П.Королюк. Диссертация, ХГУ, 1961.
- [13] T.Olsen, The Fermi surface (Proc. Int. Conf.) ed A.Harrison, W.B.Webb, p. 237, 1960.
- [14] W.I.Tomash. Тр. X междунар. конфер. по физике низких температур, II А, стр. 266, 1967.
- [15] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 42, 27, 1962.
- [16] В.З.Кресин, В.А.Тавгер. ЖЭТФ, 50, 1689, 1966.
- [17] Н.В.Заварицкий. ДАН СССР, 82, 229, 1952.