

ОБНАРУЖЕНИЕ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПРОВОДИМОСТИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СУРЬМЫ

Ю.Ф.Комник, Е.И.Бузитаб

Квантовый размерный эффект в тонких пленках, состоящий в появлении осцилляционной зависимости кинетических характеристик пленок от их толщины, рассмотрен в ряде теоретических работ [1,2]. Впервые об экспериментальном наблюдении этого эффекта в пленках Bi сообщили авторы работы [3]. Наличие квантованных состояний в пленках Bi было подтверждено в [4] с помощью туннельного эффекта. Надо заметить, что получение четкой толщинной зависимости электрических характеристик тонких пленок при использовании многих образцов различных толщин затруднено тем обстоятельством, что свойства тонких пленок точно не воспроизводятся, и имеет место сильный разброс характеристик. Это обусловлено влиянием многих, чаще всего неконтролируемых параметров, описывающих условия конденсации и определяющих разброс структурных характеристик пленок, что в свою очередь определяет разброс их электрических свойств. В приложении к сурьме метод многих образцов делает совершенно безнадежной попытку решить поставленную задачу, так как для Sb следует ожидать период осцилляции порядка 30 \AA (для $Bi \sim 400 \text{ \AA}$).

Для исследования пленок сурьмы мы приготавливали образцы переменной толщины. Образец представлял собой узкую длинную полосу

(1×70 мм) с потенциальными отводами ("усиками") через каждые 2 мм. Изменение толщины на образце (примерно в 2 раза) обеспечивалось естественным изменением плотности молекулярного пучка в пространстве при испарении металла из цилиндрического тигля. Распределение плотности молекулярного пучка нами изучено в предварительных экспериментах. Определение толщины пленок (до 300 Å) производилось с помощью построенной нами зависимости оптической плотности S пленок Sb от толщины d по методу, описанному в [5].

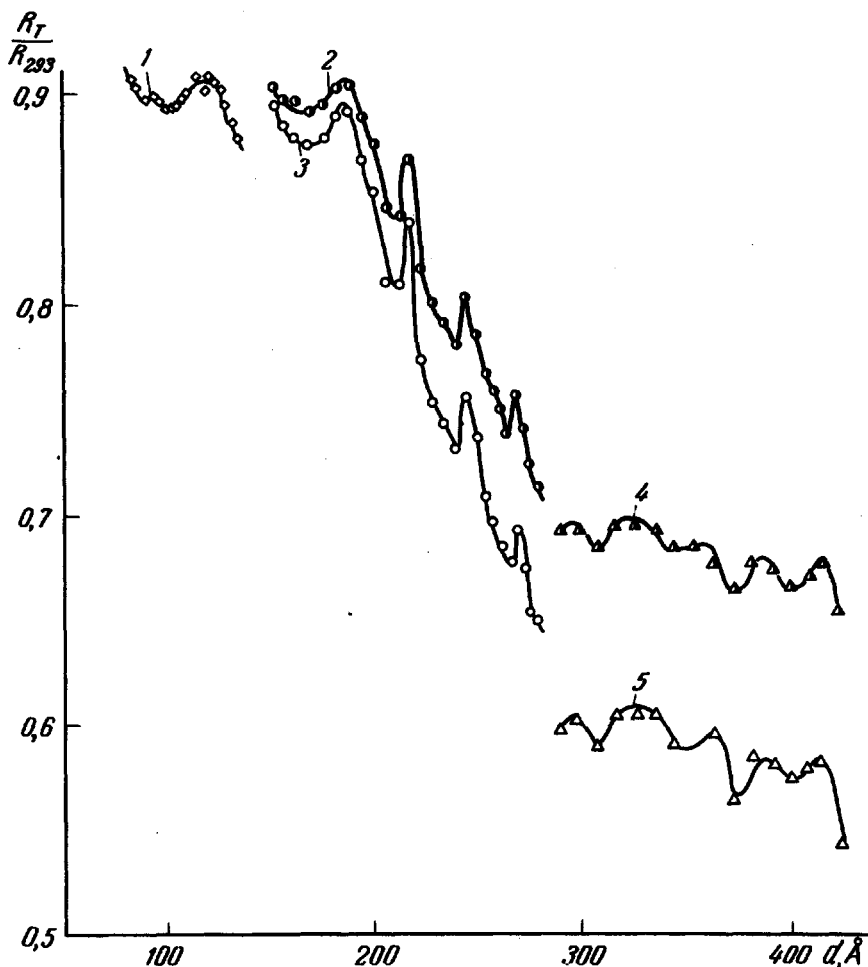


Рис.1. Зависимость R_T / R_{293} от толщины d пленок сурьмы. Для кривых 1, 2, 5 температура $T = 4,2^\circ\text{K}$, для 2, 4, $T = 78^\circ\text{K}$

При конденсации сурьмы при комнатной температуре подложки вначале образуется аморфная фаза. После достижения толщины более 100 Å в пленке начинается кристаллизация [6], распространяющаяся из области больших в область малых толщин. Граница закристаллизовавшейся области на образце переменной толщины по нашим наблюдениям соответствует критической толщине $d_k \approx 80-90$ Å, при которой происходит переход от сплошного слоя аморфной сурьмы к островной структуре, не

обладающей проводимостью. Кристаллизация аморфной сурьмы происходит благодаря возникновению и росту сферолитов – поликристаллических образований с радиальной лучевой структурой, обладающих четко выраженной текстурой: плоскость (111) кристаллитов параллельна поверхности пленки. Таким образом кристаллический слой сурьмы локально обладает высоким совершенством благодаря существованию текстуры, сравнительно небольшим углам разориентировки сопряженных кристаллов и относительно большому их размеру ($> 10^{-5}$ см).

Описанная выше методика позволила обнаружить, что для тонких пленок сурьмы при изменении толщины наблюдаются осцилляции проводимости, ответственным за которые следует считать квантовый размерный

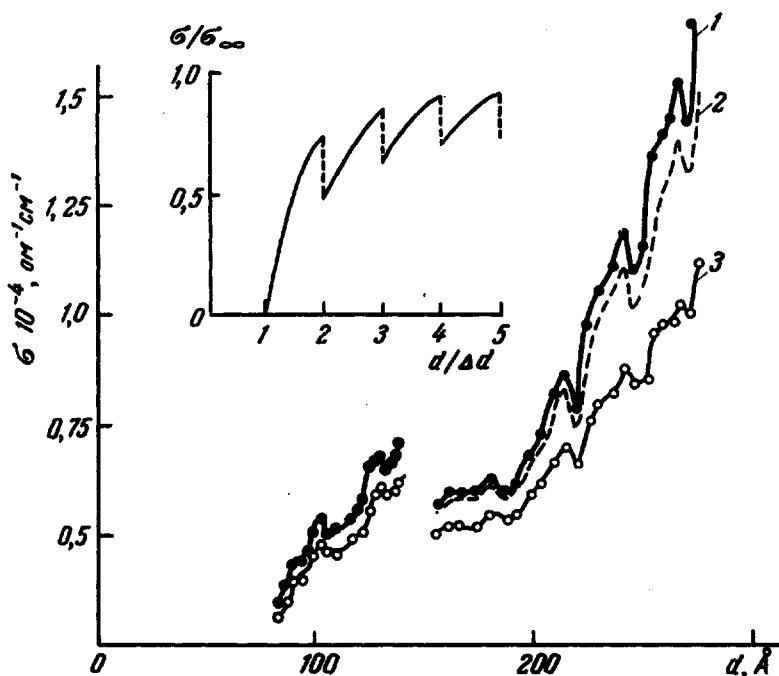


Рис.2. Зависимость проводимости от толщины d пленок Sb при температурах: 1 – 4,2°K; 2 – 78°K; 3 – 293°K

эффект [1,2]. На рис.1 приведены некоторые типичные кривые для зависимости $R_T/R_{293}(d)$, где R_T – сопротивление при 78 и 4,2°K. На всех полученных нами кривых $R_T/R_{293}(d)$ обнаруживается практически постоянный шаг осцилляций $\Delta d \approx 28$ Å. Из соотношения [2]:

$$\Delta d = \pi \hbar (2M\Delta)^{-1/2} = 6,15 \cdot 10^{-8} \left(\frac{M}{m_0} \Delta \right)^{-1/2}, \quad (1)$$

где $1/M = 1/m_e + 1/m_h$; $\Delta = (\epsilon_F)_e + (\epsilon_F)_h$ (в эв)

(m и ϵ_F – соответственно эффективная масса и энергия Ферми для электронов и дырок) может быть определена величина $(M/m_0) \Delta$. Нами получено: $(M/m_0) \Delta = 0,048$ эв. Если принять для Δ значение

$\Delta = 0,2$ эв [7,8], то получим $M = 0,25 m_0$. Значения m_e и m_h для Sb у различных авторов [7–12] существенно отличаются. Если принять для компоненты m_{33} тензора эффективных масс электронов наиболее часто встречающуюся величину $m_e \approx 0,5 m_0$ (см. [9–12]), то получим для дырок $m_h \approx 0,5 m_0$, что лежит между значениями, приведенными в [11] и в [7,8,12].

Для сравнения с теоретической работой [2] мы попытались получить истинные значения проводимости пленок (см. рис.2). При этом для учета геометрических размеров отдельных участков образца с помощью объекта, не проявляющего осцилляций и изменения проводимости с толщиной, были найдены поправочные коэффициенты, учитывающие неточности в геометрии маски. Можно отметить следующие особенности кривых на рис.2, качественно согласующиеся с предсказаниями теории [2], построенной для совершенной пленки, зеркального характера отражения электронов на поверхности и низких температур (кривая слева): – имеет место рост проводимости с толщиной, однако, более сильный, чем это следует из [2]; – при толщинах пленки более 200 Å наблюдается скачкообразный характер изменения проводимости при определенных значениях толщины. Последнее свидетельствует об относительно малом влиянии рассеяния на изменение плотности состояний при этих толщинах. Более тонким пленкам присущи размытые осцилляции малой амплитуды и слабая их температурная зависимость. Эти факты в сочетании с резким изменением проводимости при уменьшении d и слабой температурной зависимостью проводимости (повышение R_T/R_{293} до $\sim 0,9$ на рис.1) свидетельствуют об увеличении дефектности пленки с уменьшением толщины. Амплитуда осцилляций на рис.2 заметно убывает с повышением температуры [13] (об этом свидетельствуют также осцилляции величины R_T/R_{293} на рис.1); однако осцилляции не исчезают полностью даже при комнатной температуре в связи с относительно большими (по сравнению с kT) расстояниями между энергетическими уровнями вблизи фермиевской энергии (так, например, $(\Delta \epsilon)_F \approx 60 \cdot 10^{-3}$ эв при $d = 200$ Å).

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
29 апреля 1967 г.

Литература

- [1] В.Б.Сандомирский. Радиотехника и электроника, 7, 1971, 1962 ; ЖЭТФ, 43, 2309, 1962 ; И.М.Лифшиц, А.М.Косевич. Изв. АН СССР, сер.физ., 19, 395, 1955 ; V. Bežak, J. Phys. Chem. Solids, 27, 821, 1966 .
- [2] В.Б.Сандомирский. ЖЭТФ, 52, 158, 1967 .
- [3] Ю.Ф.Огрин, В.Н.Луцкий, М.И.Елинсон. Письма ЖЭТФ, 3, 114, 1966.
- [4] В.Н.Луцкий, Д.Н.Корнеев, М.И.Елинсон. Письма ЖЭТФ, 4, 267, 1966.
- [5] Л.С.Палатник, Г.В.Федоров. ДАН СССР, 113, 100, 1957.
- [6] Л.С.Палатник, В.М.Косевич. Кристаллография, 3, 709, 1958.

- [7] Н.Б.Брандт, Н.Я.Минина, Чжу Чжень-ган, ЖЭТФ, 51, 108, 1966.
- [8] А.П.Королюк, Л.Я.Мацаков. ЖЭТФ, 52, 415, 1967.
- [9] D.Shoenberg. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A245, 1, 1952.
- [10] Y.Eckstein. Phys. Rev., 129, 12, 1963.
- [11] J.Ketterson, Y.Eckstein. Phys. Rev., 132, 1885, 1963.
- [12] G.N.Rao, N.H.Zebouni, C.G.Grenier, J.M.Reynolds. Phys. Rev., 133, A141, 1964.
- [13] И.О.Кулик. Письма ЖЭТФ, 6, 652, 1967.