

АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА СВЕРХРЕШЕТОК Nb/SiO₂

С.А. Виткалов, Ф.А. Пудонин, Е.Г. Сокол,
И.М. Суслов

В сверхрешетках Nb/SiO₂ обнаружены осцилляции T_c в зависимости от толщины SiO₂.
Осцилляции не обнаруживают признаков затухания вплоть до толщины 20 Å.

В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованию сверхпроводящих сверхрешеток. В работах ^{1, 2} были обнаружены осцилляции T_c сверхпроводящих пленок с покрытием в зависимости от толщины покрытия. Аналогичный эффект может существовать и в сверхпроводящих сверхрешетках, что было продемонстрировано в ¹ на пяти-слойной структуре ванадий–углерод. Согласно теории Кагана и Дубовского ³, в системах сверхпроводник–полуметалл осцилляции T_c связаны с осцилляциями плотности состояний в сверхпроводнике, вызванными периодическим изменением граничного условия на границе сверхпроводника с полуметаллом. В системах сверхпроводник–полупроводник возможно несколько осцилляций T_c из-за полуметаллизации полупроводника, связанной с изгибом зон. В настоящей работе осцилляции T_c обнаружены в системе сверхпроводник–широкозонный диэлектрик (Nb–SiO₂), в которой, согласно ³, они не должны иметь место.

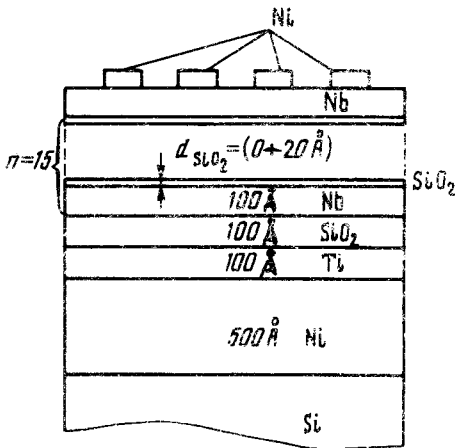


Рис. 1 Вид структуры Nb/SiO₂

Для изготовления многослойных структур (рис. 1) использовалась установка высокочастотного распыления. Напыление производилось в атмосфере аргона при давлении $p = 1,3 \cdot 10^{-3}$ торр, который напускался в камеру, предварительно откаченную до давления $5 \cdot 10^{-8}$ торр. В качестве подложек использовался монокристаллический кремний КЭФ-4,5 ориентации (100). Для удаления с поверхности грязи и окисла подложки отжигались в вакууме в течение 10–15 мин при температуре 900 К с ультрафиолетовой подсветкой. После этого наносился слой Ni толщиной 500 Å, затем слой Ti толщиной 100 Å: согласно нейтронографическим данным это позволяло уменьшить величину шероховатостей. После напыления 100 Å SiO₂ для подавления эффекта близости наносилась исследуемая многослойная структура Nb/SiO₂; слои Nb имели толщину 100 Å, толщина слоев SiO₂ d_{SiO_2} была переменной. Число периодов во всех случаях равнялось 15, так что полная толщина сверхрешетки Nb/SiO₂ составляла около 1500 Å. Толщина слоев определялась по скорости ($\sim 0,5$ Å/с) и времени напыления: проведенные ранее подробные исследования сверхрешеток Si/SiO₂ ⁴ указывают на надежность этого метода.

Сопротивление образцов измерялось четырехзондовым методом на переменном токе. Как правило, контакты наносились на верхний слой Nb, но для контроля было изготовлено несколько структур с короткой всех слоев Nb, а также с пропусканием тока поперек структуры. Измерительный ток составил 1 мкА, результаты не изменялись при его увеличении на два порядка. Ширина сверхпроводящего перехода не превышала 0,1 К.

Зависимость T_c сверхрешетки от d_{SiO_2} (рис. 2) обнаруживает ярко выраженные осцилляции с амплитудой ~ 1 К, которые не обнаруживают признаков затухания вплоть до $d_{\text{SiO}_2} \approx 20 \text{ \AA}$. Было проведено три серии измерений (разные значки на рис. 2), различающихся значениями скоростей напыления.

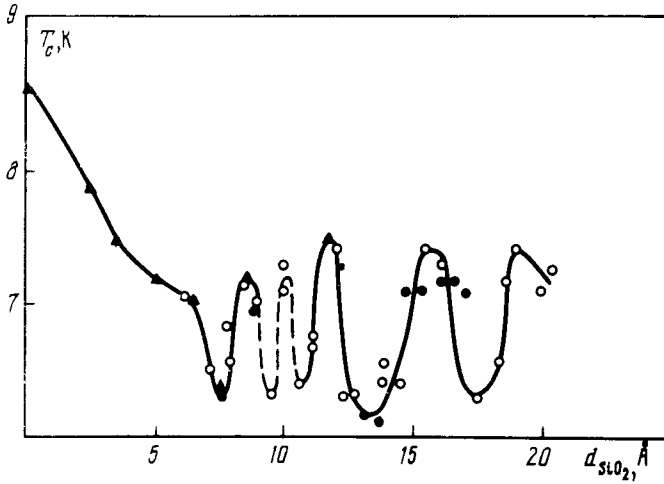


Рис. 2. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода сверхрешетки Nb/SiO₂ от толщины SiO₂ при постоянной толщине Nb $d_{\text{Nb}} = 100 \text{ \AA}$. Разными значками показаны три серии образцов, различающихся скоростями напыления

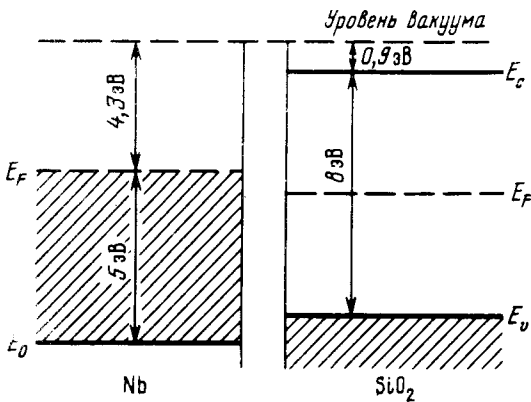


Рис. 3. Относительное расположение энергетических зон Nb и SiO₂

Из данных о работе выхода Nb⁵ и энергетическом спектре SiO₂⁶ следует, что уровень Ферми Nb лежит вблизи центра широкой запрещенной зоны SiO₂ (рис. 3). Электронные волновые функции затухают вглубь SiO₂ и, согласно³, осцилляции T_c должны отсутствовать. Таким образом, полученные экспериментальные результаты противоречат существующим теоретическим представлениям.

Одно из возможных объяснений наблюдаемых осцилляций получается путем модификации теории³, учитывающей непараболичность спектра SiO_2 . Пусть для простоты спектр сверхпроводника (Nb) имеет вид $k_{\parallel}^2/2m_{\parallel} + k_z^2/2m$, а уровень Ферми лежит вблизи края зоны проводимости диэлектрика (SiO_2), спектр которой $k_{\parallel}^2/2m_{\parallel} + \epsilon(k_z)$; здесь $k_{\parallel}^2 = k_x^2 + k_y^2$, а ось z перпендикулярна границе раздела. Рассмотрим уравнение $\epsilon(k_z) = E$ для энергий E , соответствующих запрещенной зоне. Раскладывая левую часть по степеням k_z^2 и ограничиваясь конечным числом членов, получим уравнение целой степени относительно k_z^2 . Оно может иметь: а) вещественные корни, которым соответствуют решения $k_z = \pm ik$ и волновые функции $e^{\pm kz}$; б) пары комплексно-сопряженных корней, приводящие к группам из четырех решений $k_z = \pm k_1 \pm ik_2$ и волновым функциям вида $\cos(k_1 z + \alpha)e^{\pm k_2 z}$. В последнем случае, производя сшивку волновых функций, легко убедиться, что осцилляции граничного условия на границе Nb– SiO_2 , а, следовательно, и осцилляции T_c , существуют, но экспоненциально затухают на масштабе $1/k_2$, что для SiO_2 составляет $1 - 2 \text{ \AA}$. Это расстояние может увеличиваться за счет примесных состояний в SiO_2 .

Более вероятная возможность объяснения слабо затухающих осцилляций T_c состоит в учете взаимодействия слоев Nb через валентную зону SiO_2 . Согласно⁷, расстояние от уровня Ферми Nb до дна зоны E_0 составляет 5 эВ, так что после выравнивания химпотенциалов E_0 оказывается значительно ниже потолка валентной зоны SiO_2 E_v (рис. 3). При изменении d_{SiO_2} происходят осцилляции локальной плотности состояний $N(E, z)$ для $E_0 < E < E_v$ и z , близких к границе раздела, которые приводят к осцилляциям распределения заряда вблизи границы, а, следовательно, граничного условия на ней. Это в свою очередь вызывает осцилляции плотности состояний на уровне Ферми и температуры перехода T_c .

Авторы признательны В.Ф.Гантмахеру и Н.В.Заварицкому за критические замечания, Е.А.Виноградову и Э.И.Заварицкой за внимание к работе и Н.В.Нижанковской за техническое содействие.

Литература

1. Голянов В.М., Михеева М.Н., Цетлин М.Б. ЖЭТФ, 1975, 68, 736; Голянов В.М., Михеева М.Н. ЖЭТФ, 1976, 70, 2236.
2. Орлов А.Ф., Милай А.К., Дмитриев В.П. ФТТ, 1976, 18, 1470.
3. Каган Ю.М., Дубовский Л.Б. ЖЭТФ, 1977, 72, 646.
4. Плотников А.Ф., Пудовкин Ф.А., Стопачинский В.Б. Письма в ЖЭТФ. 1987, 46, 443.
5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов т.1, М.: Мир, 1984, с. 257.
6. Robertson J., Powell M.J. Appl. Phys. Lett., 1984, 44, 4, 415.
7. Mattheiss L.F. Phys. Rev. B, 1970, 1, 373.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 декабря 1988 г.