

- [1] Гречишкин В. С., Шишкин Е. М. // Изв. вузов, физика. 1973. № 3. С. 82—90.
 [2] Grechishkin V. S., Anferov V. P., Sinjavsky N. Ja. // Adv. in NQR (London). 1983. V. 5. P. 1—51.
 [3] Гречишкин В. С. Ядерные квадрупольные взаимодействия в твердых телах. М.: Наука, 1973. 264 с.
 [4] Creel R. B. // J. Magn. Reson. 1982. V. 50. N 1. P. 81—85.

Калининградский государственный университет

Поступило в Редакцию
 6 апреля 1990 г.
 В окончательной редакции
 30 июля 1990 г.

УДК 536.631

© Физика твердого тела, том 33, № 3, 1991
 Solid State Physics, vol. 33, N 3, 1991

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ КУЛОНОВСКИХ ПОЛЕЙ НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ В ПЛЕНКАХ VO₂

Н. Л. Левшин, С. Ю. Порошков

При температуре $T_c = 340$ К в VO₂ происходит фазовый переход полупроводник—металл (ФППМ) [1]. В [2] было показано, что адсорбция донорных молекул H₂O и NH₃ приводит к положительному зарядению поверхности пленки VO₂ и снижает температуру T_c ФППМ. Адсорбция акцепторных молекул кислорода не влияла на величину T_c . В связи с этим представляет интерес исследование влияния адсорбции ионов кислорода на поверхности пленок VO₂.

Использовались поликристаллические пленки VO₂ ($\rho \sim 17$ Ом·см) толщиной ~ 0.3 мкм на сапфировых подложках. Скачок относительного сопротивления пленки при ФППМ составлял $3 \cdot 10^3$. В качестве источника ионов использовался коронный разряд в атмосфере кислорода или азота при давлении 300 мм рт. ст. Расстояние между острием электрода и поверхностью пленки 1 см. Потенциал поверхности образца измерялся компенсационным методом [3]. Напряжение на электроде 1.5—2.5 кВ. Величина тока в цепи определялась током в коронном разряде и была примерно одинаковая в экспериментах с положительным и отрицательным коронным разрядом. Сопротивление пленки VO₂ вычислялось из падения напряжения на образце и протекающего через него тока либо непосредственно измерялось прибором В7-16, включенным параллельно образцу и амперметру. Температура образца контролировалась платиновым термометром с точностью ± 0.15 К. Скорость нагрева образца не превышала 1 К·мин⁻¹. Изучалась адсорбция ионов как на свободной поверхности так и на поверхности пленки VO₂, защищенной слоем диэлектрика. В качестве диэлектрика использовался слой химически стойкого лака (ХСЛ) толщиной 2 мкм либо слой слюды толщиной 10 мкм, которая приклеивалась с помощью ХСЛ к поверхности образца.

Рассмотрим данные по адсорбции ионов из коронного разряда на свободной поверхности пленки VO₂. На рис. 1 представлена типичная зависимость сопротивления пленки VO₂ от температуры $R(T)$ в вакууме (кривая 1), имеющая гистерезис в области ФППМ. Нагуск кислорода или азота в рабочую ячейку, как и в работе [2], не изменял зависимости $R(T)$. После включения положительного коронного разряда, что соответствовало генерации положительных ионов кислорода или азота, наблюдался сдвиг кривой $R(T)$ в область более высоких температур на 2 К. Изменение полярности на электроде, т. е. генерация отрицательных ионов кислорода и электронов, приводило к такому же сдвигу кривой $R(T)$. Таким образом, наблюдаемый сдвиг кривой $R(T)$ не зависел от природы газа и знака ионов.

В металлической и полупроводниковой фазах коронный разряд практически не оказывал влияния на зависимости $R(T)$. Поэтому для изучения кинетических зависимостей стекания заряда температура образца была установлена в полупроводниковой фазе вблизи критической температуры T_c (точка A на рис. 1) при включенном положительном коронном разряде. После выключения разряда наблюдалось уменьшение со-

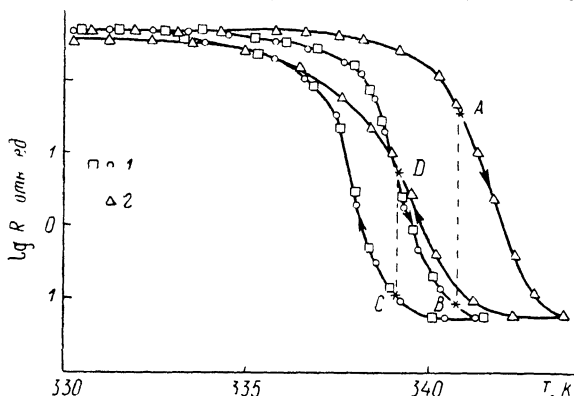


Рис. 1. Зависимость сопротивления пленки VO_2 от температуры в вакууме и в атмосфере кислорода без коронного разряда (1), а также в положительном коронном разряде (2).

противления образца в течение нескольких минут (кривая 1 на рис. 2). Такие же времена стекания заряда после выключения коронного разряда наблюдались и на ZnO , не претерпевающим фазового перехода [4]. Повторное включение поля приводило лишь к небольшому увеличению сопротивления образца из-за температурного гистерезиса зависимости $R(T)$. Кинетика накопления заряда при включении положительного коронного разряда для образца, температура которого была установлена в металлической фазе вблизи T_c (точка C на рис. 1), представлена на рис. 2 (кривая 2).

Переходы AB и CD точно соответствовали изменению сопротивления на кинетических зависимостях (рис. 2). При включении и выключении отрицательного коронного разряда наблюдались аналогичные кинетические зависимости.

После проведения всего цикла измерений и откачки газа (O_2 , N_2)

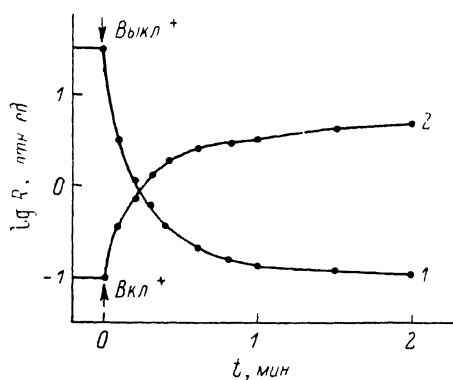


Рис. 2. Кинетика изменения сопротивления пленки VO_2 после выключения (1) и включения (2) положительного коронного разряда.

в обоих случаях наблюдалась небольшая необратимость (уменьшение) сопротивления пленки в полупроводниковой фазе, что свидетельствует об образовании химических комплексов ванадия с кислородом и азотом, либо кислородных вакансий. Для наблюдения чисто электростатического эффекта ионов на ФППМ мы провели эксперименты на образцах VO_2 , покрытых слоем диэлектрика. Зависимости $R(T)$ до и после коронного разряда полностью совпадали, что является доказательством того, что ионы не достигали поверхности VO_2 . В результате экспериментов были получены данные, мало отличающиеся от приведенных на рис. 1, 2. Сдвиг T_c составлял до 2 К, характеристическое время стекания заряда ~ 2 с. Состав газа в рабочей ячейке не влиял на полученные результаты. Напряженность электрического поля, создаваемого в слое диэлектрика, была

близка к напряженности, при которой происходит пробой диэлектрического покрытия образца. Измерение кривых $R(T)$ при различных напряженностях электрического поля обеих полярностей показало, что зависимость $\Delta T_c(E)$ является линейной в интервале $E = 10^5 \div 3 \cdot 10^5$ В·см⁻¹.

Сдвиг критической температуры ФППМ не связан с изгибом энергетических зон VO₂ под действием электрического поля. Действительно, полученный эффект сдвига T_c не зависит от знака ионов. Приложение постоянного электрического поля обеих полярностей напряженностью $E \sim 3 \cdot 10^5$ В·см⁻¹ (как и в коронном разряде) на плоский металлический электрод, приклеенный к образцу с помощью ХСЛ, не изменяло величину T_c . Заметим, что аналогичный результат был получен ранее [5].

Полученный эффект сдвига T_c в электрическом поле не связан с разогревом пленки в коронном разряде, поскольку он сдвигает ФППМ в область более высоких температур. Он не связан также с помехами, которые могут возникать в измерительных цепях во время коронного разряда. После выключения коронного разряда наблюдалось изменение сопротивления образца в течение длительного времени (рис. 2). Установка перед образцом металлического экрана приводила к исчезновению сдвига T_c под действием поля. Поскольку при положительном и отрицательном коронном разряде происходило увеличение T_c , найденные закономерности не связаны с обратным пьезоэффектом.

В более ранних работах [6, 7] нами было показано, что поверхностные дефекты оказывают существенное влияние на ФППМ. Скорее всего эффект влияния ионов на ФППМ связан с действием локальных кулоновских полей ионов, оказывающих поляризующее действие на параметры поверхностных состояний (ПС). В случае свободной поверхности VO₂ вероятность адсорбции иона вблизи ПС достаточно велика из-за большой концентрации ПС. Источником кулоновских полей в экспериментах с пленками VO₂, покрытыми слоем диэлектрика, по-видимому, является часть разряжающихся ловушек, свободные носители с которых переносятся через пленку и разряжают ионы. Подобное действие локальных кулоновских полей на центры захвата и рекомбинации неоднократно отмечалось в [8]. Так, например, в работе [9] было исследовано влияние точечных локальных полей на спектры флуоресценции молекул красителя, адсорбированных на поверхностях Ge и Si. Штарковский сдвиг, так же как и у нас, не зависит от знака локализованных зарядов. Интегральная напряженность неоднородного поля, создаваемого этими зарядами, составляла всего $E \sim 5 \cdot 10^5$ В/см; в однородных полях соответствующие штарковские сдвиги наблюдаются только при $E \sim 10^8$ В/см.

Авторы благодарят В. Ф. Киселева за интерес к работе и полезные замечания.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А. Фазовый переход металл — полупроводник и его применение. Л., 1979. 183 с.
- [2] Киселев В. Ф., Козлов С. Н., Левшин Н. Л., Смирнов Н. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 924—926.
- [3] Weinberg Z. A., Johnson W. C., Lampert M. A. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 1. P. 248—255.
- [4] Hauffe K., Schmidt R. // Phys. St. Sol. (a). 1970. V. 3. № 1. P. 173—183.
- [5] Васильев Г. П., Сербинов И. А., Рябова Л. А. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. № 8. С. 342—345.
- [6] Зайцев В. Б., Киселев В. Ф., Левшин Н. Л., Новиков В. Н., Плотников Г. С., Поройков С. Ю., Пужляков А. Ф. // ДАН СССР. 1989. Т. 304. № 3. С. 649—652.
- [7] Левшин Н. Л., Поройков С. Ю. // Вестник МГУ сер. 3. Физика, астрофизика. 1990. Т. 31. № 1. С. 93—95.
- [8] Вавилов В. С., Киселев В. Ф., Мукашев Б. Н. Дефекты в кремнии и на его поверхности. М., 1990, 250 с.
- [9] Зайцев В. Б., Жидомирова С. Г., Плотников Г. С. // Хим. физика. 1990. Т. 9. № 4. С. 485—492.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
22 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
1 августа 1990 г.