

мощью предложенного в [6] прецизионного способа нормировки интерференционной функции, не зависящего от формы пиков. Ложные пики исключались при варьировании верхнего предела интегрирования (функции угла рассеяния). При расчете использовали значение плотности $a\text{-Si:H}$, равное $2,2 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$.

Расчетанные таким образом радиальные функции распределения представлены на рис. 2. Анализ кривых приводит к следующим параметрам ближнего порядка пленок $a\text{-Si:H}$. Для образца $a\text{-Si:H}$ на кремнии координационное число Si оказалось равным 3,4, радиус первой координационной сферы $r_1=2,4 \text{ \AA}$, второй — $r_2=3,9 \text{ \AA}$. Соответствующие значения для пленки $a\text{-Si:H}$, нанесенной на вольфрам, составили 3,15; 2,7 и 3,9 \text{ \AA}. Различия в параметрах превышают возможные погрешности метода, оцененные авторами [6], особенно по радиусам координационных сфер. Следует отметить, что для образца на кремниевой подложке параметры ближнего порядка хорошо коррелируют с данными [7], полученными для пленок $a\text{-Si:H}$, отдаленных от солевых подложек. Понижение координационного числа и увеличение r_1 при нанесении $a\text{-Si:H}$ на металл приводит к росту дефектности и плотности локализованных состояний, что согласуется с результатами, представленными на рис. 1.

Таким образом, электронографические исследования однозначно доказали зависимость параметра ближнего порядка $a\text{-Si:H}$ от природы подложки, что в свою очередь определяет различия в фундаментальных характеристиках энергетического электронного спектра пленок и их фотоэлектрические свойства. Это обстоятельство имеет важное значение при поиске путей повышения эффективности солнечных батарей на основе $a\text{-Si:H}$.

Авторы выражают благодарность О. И. Васину за предоставленную программу расчетов для БЭСМ-6.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Tsai C. C., Nemanich R. J., Thomson M. J. // J. Vac. Sci. Technol. 1980. 21, N 3. P. 632—635. [2] Зарифьянц Ю. А., Абрамов В. О., Деметьев А. П. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1984. № 11. С. 69—70. [3] Nemanich R. J., Tsai C. C., Sigmon T. W. // Phys. Rev. 1981. B23, N 5. P. 6328—6332. [4] Акимченко И. П., Каррыев А. И., Вавилов В. С., Гиппиус А. А. // Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР. 1984. № 8. С. 16. [5] Alvarez F., Williams F. // J. Non-Cryst. Sol. 1982. 50. P. 139—148. [6] Васин О. И., Гладышева Г. И., Дагман Э. Е. // Кристаллография. 1983. 28, № 3. С. 446—451. [7] Cracusk J. B. // Phys. Stat. Sol. (a). 1979. 55, N 1, P. 231—234.

Поступила в редакцию
16.12.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

УДК 537.226.33

ИЗОСТРУКТУРНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В ДЕКАГИДРАТЕ АЛЮМОМЕТИЛАММОНИЕВЫХ КВАСЦОВ

Н. Д. Гаврилова, Ю. П. Козлова

(кафедра физики кристаллов)

В полярной фазе сегнетоэлектриков со сложным химическим составом, содержащим различные слабосвязанные дипольные элементы структуры, могут наблюдаться аномалии электрических свойств при различных температурах, связанные с упорядочением разных дипольных групп. Такие упорядочения не обязательно должны сопровождаться изменением точечной группы симметрии кристалла, а могут происходить изоструктурно [1].

В литературе уже сообщалось об упорядочении в полярной фазе без изменения точечной симметрии в кристаллах прустита [2] и дикальцийстронцийпропионата [3]. Такое же явление, по-видимому, можно ожидать и в алюмометиламмониевых квасцах (МАСД) $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Al}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$, в состав которых входят дипольные подсистемы $\text{Al}(\text{SO}_4)_2$, CH_3NH_3 и слабосвязанные молекулы H_2O .

Структурные исследования МАСД [4] показали, что ниже $\sim 150 \text{ K}$ существует однократная орторомбическая фаза с симметрией $Pca2_1$, а выше этой температуры наблюдается та же фаза, но разбитая на области с различной ориентацией элементов симметрии; при 177 K кристалл переходит в кубическую фазу $Pa3$ с потерей поляризации, т. е. имеет место сегнетоэлектрический фазовый переход. Свойства

МАСД вблизи $T_K = 176,4$ К изучены достаточно полно [5—7]. Однако в ряде работ отмечаются аномалии физических свойств при температурах вблизи 150 К. В частности, в работе [8] сообщается о дополнительной аномалии ϵ при 143 К. Авторы [9] обнаружили две слабые аномалии ϵ при 145 и 153 К. В работе [10] проведены измерения пьезоэлектрического коэффициента $\gamma^{\sigma} = \partial P_s / \partial T$ в интервале 120—180 К и также обнаружена аномалия γ^{σ} при 150 К. В настоящей работе получены и обсуждаются температурные зависимости следующих характеристик МАСД, измеренных вдоль полярного направления [001] вблизи 145 К: диэлектрической проницаемости ϵ , пьезоэлектрического коэффициента γ^{σ} , спонтанной поляризации P_s и токов термостимулированной деполяризации (ТСД).

Согласно [8], величина ϵ_{TK} существенным образом зависит от толщины образца, поэтому особое внимание обращалось на поддержание одинаковой толщины измеряемых кристаллов ($0,05 \pm 0,001$ см). Площадь образцов составляла $1 \pm 0,2$ см².

Для получения образцов данной толщины кристаллы полировались на влажном батисте, затем на рабочие поверхности образцов наносились электроды из сульфидного серебра.

Измерение диэлектрической проницаемости проводилось по стандартной методике на частоте 1 кГц в поле с напряженностью ~ 10 В/см со стабилизирующей температурной точки 0,005 град. Пьезоэлектрический коэффициент измерялся статическим методом с записью пироток на самонагруженный потенциометр. Этот метод позволил отделить пироток от тока ТСД [11] и исследовать температурную зависимость последнего. Фиксация токов ТСД проводилась через 10 мин после изменения температуры, когда пироток спал до нуля [12]. Ошибка измерения абсолютных

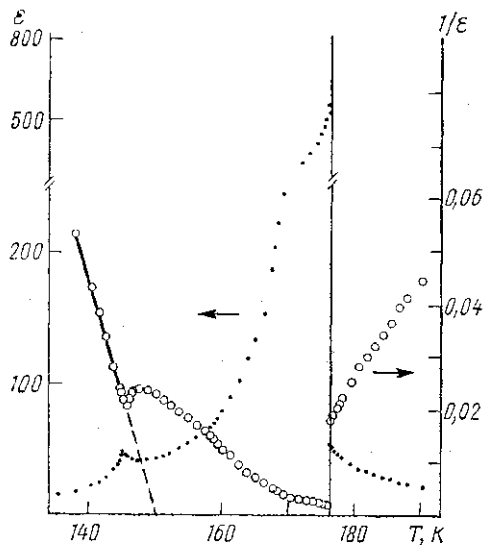


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ и $1/\epsilon$ кристаллов МАСД, измеренные вдоль полярного направления

значений ϵ и γ^{σ} составляла не более 5%. Методом графического интегрирования рассчитывалась величина $P_{\text{макр}} \cong P_s$ с точностью $\sim 8\%$.

Температурная зависимость ϵ и $1/\epsilon$ кристаллов МАСД приведена на рис. 1. Наряду со скачком ϵ в точке фазового перехода при 176,4 К наблюдается явная аномалия при 145,3 К. Ниже этой температуры выполняется закон Кюри—Вейса $\epsilon = C / (T - T_0)$, где $C = 210$ град и $T_0 = 150$ К. При 169 К на кривой $1/\epsilon$ имеется излом, появление которого может быть связано с изменением подвижности доменных границ. Аномалия ϵ при 153 К, обнаруженная в [9], нами не наблюдалась.

Температурная зависимость пьезоэлектрического коэффициента приведена на рис. 2, а, где разным кривым соответствует различная величина монодоменизирующего поля. При $E_{\parallel} = 8,2$ кВ/см наблюдается резкий пик γ^{σ} при температуре ~ 143 К. При дальнейшем увеличении поля наблюдается размытие пика γ^{σ} . По экспериментальным кривым $\gamma^{\sigma}(T)$ рассчитывалось изменение $\Delta P_s(T)$ (рис. 2, б). Изменение ΔP_s , внесенное дипольными элементами при этом упорядочении, составило около $0,05 \cdot 10^{-6}$ Кл/см².

Температурная зависимость токов ТСД приведена на рис. 3. При $T \sim 146$ К наблюдается максимум токов ТСД, который может быть связан с реориентацией диполей H_2O вблизи этой температуры [10]. Исходя из этого предположения можно провести оценку некоторых параметров релаксирующих групп [11]: энергия активации $E_a = 0,49$ эВ (метод начального подъема); 0,42 эВ (метод Буччи); 0,32 эВ (по эмпирической формуле $E_a = 25 k_B T_{\text{макс}}$); частотный фактор $\omega_a = 3,6 \cdot 10^{12}$ Гц; концентрация диполей $N_a = 5,1 \cdot 10^{25}$ м⁻³.

Экспериментально наблюдаемый пик токов ТСД (см. рис. 3) при 146 К может быть обусловлен также изменением подвижности группы CH_3NH_3 , так как, согласно [6], эти группы не испытывают полного торможения в точке Кюри, но лишь изменяют характер своего движения.

На основании экспериментальных температурных зависимостей ряда электриче-

ских характеристик МАСД можно предполагать, что в этом кристалле при температуре 145,3 К имеет место изоструктурное дипольное упорядочение. На это указывают достаточно большое изменение величины P_s и наличие значительных аномалий ε , γ^σ и токов ТСД.

Обсуждение термодинамики поведения МАСД требует более подробного изучения температурных зависимостей основных электрофизических свойств при различных

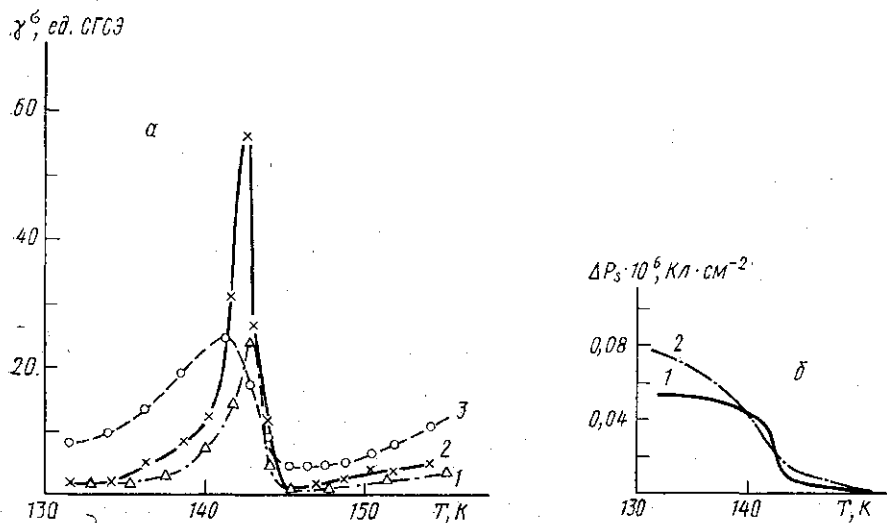
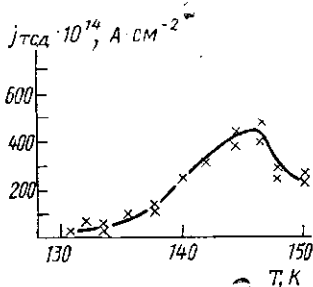


Рис. 2. *a* — Температурная зависимость пьезоэлектрического коэффициента γ^σ МАСД при приложении различных монодиректирующих полей: $E_n=3$ (1), 8,2 (2) и 14 кВ/см (3). *б* — Температурная зависимость изменения спонтанной поляризации ΔP_s при температуре 145 К, рассчитанная из зависимостей γ^σ для разных полей: $E_n=8,2$ (1) и 14 кВ/см (2)

воздействиях (давление, электрические поля различного направления и т. п.). Термодинамический анализ осложняется также тем обстоятельством, что МАСД является псевдособственным сегнетоэлектриком [13]. Экспериментальное обнаружение упорядочения диполей при температуре 145,3 К может быть проведено, по-видимому, лишь с помощью нейтронографии.

Рис. 3. Температурная зависимость тока ТСД в МАСД при температуре ~ 145 К: $E_n=1$ кВ/см, $T_n=300$ К



В заключение авторы выражают благодарность М. П. Зайцевой и Л. И. Жеребцовой за предоставление кристаллов и К. Н. Баранскому за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Габуда С. П., Ржавин А. Ф. Ядерный магнитный резонанс в кристаллогидратах и гидратированных белках. Новосибирск, 1978. [2] Халлер К. Э. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Тарту: Ин-т физики АН ЭССР, 1982. [3] Варрикаш В. М., Дрождин С. Н., Зарембовская Т. А., Новик В. К. // Кристаллография. 1975. 20, № 2. С. 435—437. [4] Fletcher R. O. W., Steepie H. // Acta Cryst. 1964. 17. P. 290—294. [5] Магатаев В. К., Глушков В. Ф., Шувалов Л. А. и др. // Кристаллография. 1983. 28, № 6. С. 1214—1216. [6] Зайцева М. П., Жеребцова Л. И., Кожин В. М. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1967. 31, № 7. С. 1168—1170. [7] Анистратов А. Т., Зайцева М. П., Искорнев И. М. // Кристаллография, 1972. 17, № 5. С. 974—977. [8] Le Map-

tagner M. S., Marie-Madeleine Russelot // J. Phys. Radium. 1960. 21. P. 756—757. [9] Mansingh A., Krupanidni S. B., Prasad E. // J. Chem. Phys. 1978. 69, N 7. P. 3039—3043. [10] Гаврилова Н. Д., Кошеляева В. К., Новик В. К. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. 49, № 2. С. 272—275. [11] Гороховатский Ю. А. Основы термодеполяризационного анализа. М., 1981. [12] Chynoweth A. G. // J. Appl. Phys. 1956. 27, N 1. P. 78—84. [13] Hans J. Weber // Z. Kristallogr. 1979. 149. P. 1—15.

Поступила в редакцию
18.12.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 5

ДЕПОНИРОВАНИЕ

УДК 621.315.592

Катодолуминесценция в аморфном гидрированном кремнии / Зарифьянц Ю. А., Чукичева Г. М., Чукичев М. В., Лупачева А. Н., Коробов О. Е.

Исследована стабильность рекомбинационного излучения в аморфном гидрированном кремнии ($a-Si:H$) по отношению к низкодозовому облучению электронами с энергией 24 кэВ в связи с обсуждающейся в литературе возможностью записи и считывания информации электронным лучом. Показано, что при дозах свыше 10^{16} см⁻² снижение исходной интенсивности составляло от 30% до двух порядков в образцах с различными режимами осаждения и концентрацией водорода. Обсуждается возможная роль образующихся при этом подвижных атомов водорода, производящих компенсацию оборванных связей Si. Исследования восстановления исходной интенсивности катодолуминесценции при отжигах показали возможность изготовления пленок $a-Si:H$ с управляемой длительностью хранения информации при электронно-лучевой записи.

Деп. ВИНТИ № 1624-B86 от 10.03.86