

Фазовый переход кристалл–стекло, происходящий под воздействием электрического поля в халькогенидных полупроводниках

© Э.А. Лебедев, К.Д. Цэндин, Л.П. Казакова[†]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 14 июля 1999 г. Принята к печати 15 июля 1999 г.)

Показано, что минимальная мощность импульсов электрического поля, вызывающая фазовый переход кристалл–стекло в микронных пленках халькогенидных полупроводников, не зависит от длительности импульсов τ при $\tau > 10$ мкс и растет при уменьшении τ для значений $\tau < 1-3$ мкс. Полученная зависимость сходна с той, которая наблюдается при фазовом переходе кристалл–стекло, индуцированном импульсами лазерного излучения.

Введение

Известно, что в халькогенидных стеклообразных полупроводниках (ХСП) приложение сильного электрического поля порядка 10^5 В/см вызывает фазовый переход по проводимости полупроводник–металл [1]. В зависимости от состава ХСП, величины напряженности электрического поля и длительности его приложения возможны два вида фазового перехода по проводимости. В ХСП, устойчивых к кристаллизации (классический состав $\text{Si}_{12}\text{Te}_{48}\text{As}_{30}\text{Ge}_{10}$), после прекращения действия короткого импульса напряжения, индуцировавшего переход в состояние с высокой проводимостью, происходит обратный переход в первоначальное состояние с низкой проводимостью. Поскольку состояние с низкой проводимостью является полупроводником, а состояние с высокой проводимостью — металлом, то указанный переход называют обратимым фазовым переходом по проводимости полупроводник–металл. В ХСП же хорошо кристаллизующихся составов (например, $\text{Te}_{81}\text{As}_4\text{Ge}_{15}$) после достаточно длительного воздействия электрическим полем металлоподобное состояние с высокой проводимостью ”запоминается” и существует после снятия напряжения. В этом случае имеет место фазовый переход по проводимости полупроводник–металл, связанный со структурными изменениями, поскольку известно, что область с высокой проводимостью представляет собой закристаллизовавшийся канал.

В обоих описанных случаях в состоянии с высокой проводимостью образуется шнур тока с радиусом порядка 1 мкм и плотностью тока в шнуре порядка 10^4 А/см². Считается, что до появления кристаллического канала металлоподобное состояние во втором случае имеет ту же природу, что и в первом. Структурный фазовый переход стекло–кристалл происходит в пленках микронной толщины обычно после приложения напряжения длительностью $\tau \simeq 10^{-3}$ с. В этом случае также можно добиться обратимости, приложив к образцу новый достаточно мощный импульс ($\tau \simeq 10^{-6}$ с), который, расплавив кристаллический канал (стирание

памяти), переведет его снова в стеклообразное состояние, т.е. осуществит обратный переход кристалл–стекло.

Оценки показывают [1,2], что как при прямом, так и при обратном переходе происходит сильный разогрев области шнура тока. Таким образом, фазовый переход кристалл–стекло в элементах памяти осуществляется в условиях высокой температуры, существующей в течение короткого времени ($\tau \simeq 10^{-6}$ с). В работах [3,4] мы описали закономерности перехода кристалл–стекло, происходящего под воздействием импульсов лазерного излучения. Главным результатом, полученным в работах [3,4], явилось обнаружение существенных различий характеристик переходов, происходящих при воздействии коротких ($\tau > 10^{-6}$ с) и длинных ($\tau > 10^{-5}$ с) импульсов света.

Цель настоящей работы состоит в выяснении вопроса о возможном проявлении аналогичных закономерностей и в фазовых переходах кристалл–стекло, происходящих при воздействии электрического поля.

Методика эксперимента

Образцы для исследований представляли собой тонкие слои состава $\text{Te}_{81}\text{As}_4\text{Ge}_{15}$ толщиной $L = 0.5-1$ мкм и площадью $ld = 10^{-3} \times 10^{-2}$ см², полученные испарением в вакууме на ситалловые подложки и имели планарную конструкцию с линейным размером (шириной) электродов l и длиной пленки в межэлектродном зазоре d . В качестве материала электродов использовалось золото. Для герметизации слои ХСП покрывались тонким слоем SiO_2 . Так же, как и в работах [3,4], исходные пленки подвергались обработке при температуре 540 К в течение 0.5–1 ч, в результате которой они переходили в поликристаллическое состояние и сопротивление их падало от $R \simeq 10^5$ Ом до $R \simeq 10^2$ Ом.

Для изучения процесса перехода кристалл–стекло к образцам прикладывались импульсы напряжения различной длительности.

[†] E-mail: kazakova@pop.ioffe.rssi.ru

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Результаты детального исследования показали, что характер процесса перехода кристалл–стекло сильно зависит от длительности импульсов напряжения.

Импульсы длительностью больше 10 мкс определенной амплитуды вызывают переход от исходного низкого сопротивления к высокому $R \approx 10^4 - 10^5$ Ом. При подаче импульсов напряжения регистрируется прямоугольный импульс тока, величина которого не изменяется во времени. Неизменность тока во времени свидетельствует об отсутствии возрастания проводимости с температурой за время, соответствующее длительности импульса тока, и, следовательно, о металлоподобном характере температурной зависимости проводимости. С увеличением импульса напряжения U пропорционально возрастала величина импульса тока. Форма импульсов тока $I(t)$ оставалась неизменной до достижения определенной амплитуды. После прохождения импульса напряжения с амплитудой порядка 5 В сопротивление образца возрастало на 2–3 порядка. Превышение этой величины напряжения на 0.5–1 В приводило к разрушению образца. Резкое увеличение сопротивления образца связано с достижением величины тока, которая вызывает повышение температуры до температуры плавления образца, поэтому небольшое превышение температуры приводит к его разрушению.

На коротких импульсах длительностью $t \approx 0.1$ мкс область напряжений, в которой можно было наблюдать изменение сопротивления, была много больше, чем для импульсов с $\tau > 10$ мкс, и составляла 10–20 В. В результате воздействия коротких импульсов достигалось различное сопротивление образцов, которое возрастало с увеличением их амплитуды и длительности. Так, при использовании импульсов длительностью $t \approx 0.3$ мкс и минимальной мощностью 1 Вт увеличение сопротивления происходило всего в 2–3 раза. В этом случае

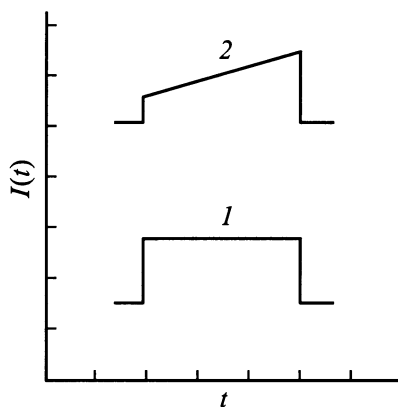


Рис. 1. Форма первого (1) и второго (2) импульсов тока при подаче на образец прямоугольных импульсов напряжения длительностью 0.3 мкс. $U, В$: 1 — 20, 2 — 30. По оси времени $t — 0.1$ мкс/дел., по оси тока $I — 50$ мА/дел.

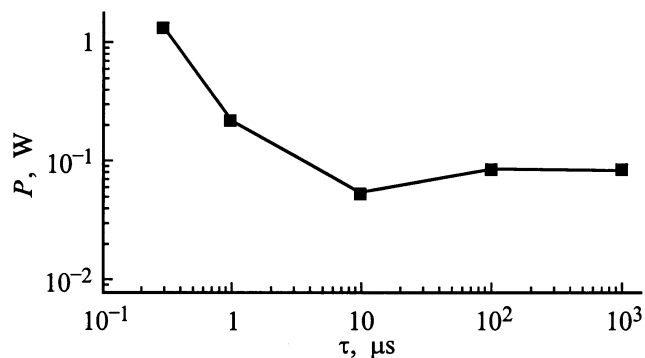


Рис. 2. Зависимость минимальной мощности импульсов электрического поля (P), приводящей к увеличению сопротивления образцов от длительности импульсов приложенного напряжения (t).

можно было наблюдать изменение формы последующих импульсов тока. Первый и второй импульсы представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, форма первого импульса была прямоугольной, амплитуда же второго импульса возрастала во времени.

Изменение формы импульса связано с тем, что наряду с увеличением сопротивления появляется его зависимость от температуры. Прохождение последующих импульсов приводило к дальнейшему увеличению сопротивления и усилению температурной зависимости. Поскольку в этом случае сопротивление увеличивалось всего в несколько раз и не наблюдалось полное увеличение сопротивления до исходного, как в случае импульсов с $\tau > 10$ мкс, этот результат дает основание считать, что для фазового перехода кристалл–стекло важно не только достигнуть температуры плавления, но необходимо также достаточное время воздействия температуры для перехода в исходное стеклообразное состояние с высоким значением сопротивления.

На рис. 2 приведена зависимость минимальной мощности $P(\tau)$, вызывающей увеличение сопротивления образцов, связанное с фазовым переходом кристалл–стекло, от длительности импульсов приложенного напряжения. При $\tau > 10$ мкс эта зависимость имеет вид плато, при меньших τ наблюдается возрастание мощности с уменьшением τ .

Рассмотрим эти данные, считая, что температура, до которой необходимо нагреть пленку для осуществления перехода кристалл–стекло, постоянна и приблизительно равна температуре плавления кристалла $T_m \approx 650$ К. Тогда в приближении температуры, независящей от координат, уравнение теплопроводности будет выглядеть так:

$$\rho c dT/dt = (P/V) - \lambda(T - T_0), \quad (1)$$

где ρ — плотность, c — удельная теплоемкость, V — нагреваемый объем, λ — коэффициент, описывающий внешний теплоотвод, T_0 — температура окружающей среды.

Для больших значений $\tau > 10$ мкс переход происходит при установившейся температуре и, приравняв нулю производную от температуры по времени, получаем из соотношения (1)

$$P = V\lambda(T_m - T_0),$$

т. е., действительно, в согласии с экспериментом P не зависит от τ при $\tau > 10$ мкс. Собственное время тепловой релаксации пленок (τ_r) толщиной порядка 1 мкм в случае отвода тепла поперек пленки на подложку равно $\tau_r = \rho c L^2 / \kappa \simeq 1$ мкс, где κ — коэффициент теплопроводности пленки ХСП. Считая для оценки, что при $\tau \leq \tau_r$ происходит адиабатический нагрев пленки, получаем в этом случае из (1)

$$P = \rho c V (T_m - T_0) / \tau \sim 1 / \tau.$$

Именно такая зависимость и наблюдается экспериментально при $\tau < 1$ мкс (рис. 2). Таким образом, можно заключить, что зависимость $P(\tau)$ полностью описывается уравнением (1) в предположении, что при всех τ нагрев происходит до одной и той же температуры, равной T_m .

Следует отметить, что по своему виду зависимость $P(\tau)$ похожа на зависимость от τ минимальной мощности, требующейся для нагрева на постоянную температуру при использовании световых импульсов, полученную для того же состава $\text{Te}_{81}\text{As}_4\text{Ge}_{15}$ в работах [3,4]. Сходство с действием световых импульсов лазера проявляется и в том, что так же, как в [3,4], диапазон мощностей воздействующих импульсов электрического поля, которые осуществляют переход кристалл–стекло без разрушения образца, узок при $\tau > 10$ мкс и расширяется при $\tau < 1$ мкс.

Заключение

Таким образом, проведенное исследование показало, что фазовые переходы кристалл–стекло, происходящие при воздействии импульсов лазерного излучения и электрического поля, подчиняются общим закономерностям.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы (грант 97-02-18079).

Список литературы

- [1] Э.А. Лебедев, К.Д. Цэндин. В сб.: *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, под ред. К.Д. Цэндина (СПб, Наука, 1996) с. 224.
- [2] В.Х. Шпунт. В сб.: *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, под ред. К.Д. Цэндина (СПб, Наука, 1996) с. 300.
- [3] Э.А. Лебедев, К.Д. Цэндин. Письма ЖТФ, **23**(12), 50 (1997).
- [4] Э.А. Лебедев, К.Д. Цэндин. ФТП, **32**, 939 (1998).

Редактор Т.А. Полянская

Crystal–glass phase transition induced by pulses of electric field in chalcogenide semiconductors

E.A. Lebedev, K.D. Tsendin, L.P. Kazakova

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract It is shown that minimum power of electric field pulses needed for inducing of crystal–glass phase transition in chalcogenide semiconductor films is independent on the pulse duration τ for $\tau > 10 \mu\text{s}$ and rises on τ decreasing in interval of $\tau < 1-3 \mu\text{s}$. This dependence is very similar to that one, which have been observed for the same films in the case of crystal–glass phase transition induced by laser light pulses.