

06;12

О температуре фазового перехода по проводимости ”полупроводник–металл” в халькогенидных стеклообразных полупроводниках и явлении перегрева

© Э.А. Лебедев, К.Д. Цэндин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 12 июля 1997 г.

Показано, что тонкие пленки халькогенидных стеклообразных полупроводников могут многократно выдерживать не разрушаясь кратковременный нагрев до температур, существенно превосходящих температуру перехода ”полупроводник–металл” и температуру плавления T_m .

Известно, что в халькогенидных стеклообразных полупроводниках при воздействии на них сильным электрическим полем ($\sim 10^5$ V/cm) происходит обратимый фазовый переход по проводимости от полупроводниковой проводимости $\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E/kT)$ к не зависящей от температуры металлической проводимости [1–3]. Обратимость фазового перехода означает, что после снятия электрического поля образец возвращается в первоначальное полупроводниковое состояние. Количество циклов переходов из полупроводникового в металлическое состояние и обратно достигает многих порядков и называется степенью обратимости.

В литературе нет единого мнения о природе этого фазового перехода. Особенно сильная полемика разгорелась по поводу его важнейшей характеристики — температуры перехода [3,4]. Из-за шнурования тока в сильном поле объем металлической фазы обычно равен нескольким кубическим микронам. Непосредственное измерение температуры в таком малом объеме чрезвычайно затруднительно и поэтому о ее величине судят по косвенным измерениям.

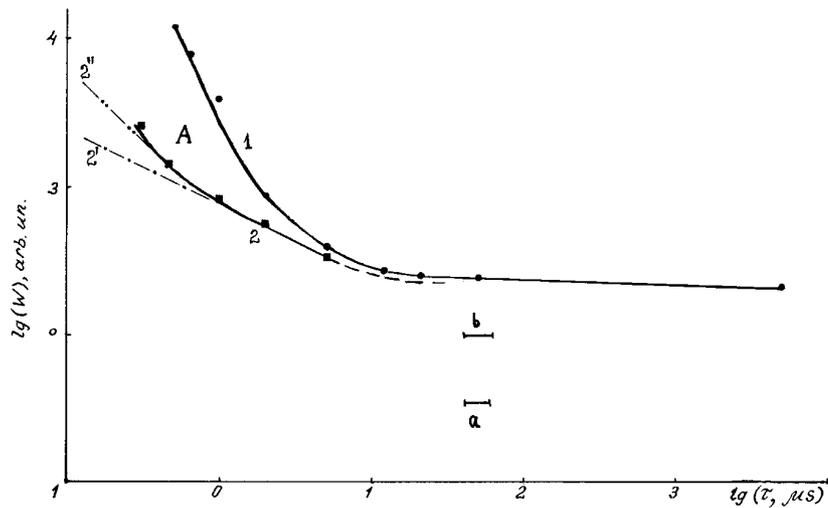
В [1,2] получено, что температура фазового перехода T_{ft} равна ~ 500 – 600 К, что значительно превышало температуру окружающей

среды $T_0 = 300$ К, но было намного меньше величины T_{fi} , непосредственно измеренной в массивных образцах без воздействия полем и равной ~ 1000 К [5]. Поэтому в [2,4] указывалось, что для осуществления фазового перехода в сильном поле одинаково важны как джоулев нагрев током, так и изменение электронных свойств халькогенидных стеклообразных полупроводников в сильном поле, снижающее величину T_{fi} от 1000 К до 500–600 К. Согласно другой точке зрения, фазовый переход по проводимости в поле происходит без всякого разогрева, т.е. $T_{fi} = T_0$ и обусловлен он только изменением электронных микроскопических свойств среды в сильном электрическом поле [3].

Одним из существенных аргументов сторонников соотношения $T_{fi} = T_0$ считается высокая обратимость фазового перехода. Поскольку предполагается, что многократный переход из полупроводникового в металлическое состояние и обратно без изменения свойств материала может происходить только при отсутствии сколько-нибудь заметного разогрева. В настоящей работе показывается, что при кратковременных воздействиях небольшие объемы халькогенидных стеклообразных полупроводников можно без разрушения материала многократно нагревать до температур, значительно превосходящих T_m . Тем самым продемонстрировано, что высокая обратимость не означает отсутствия значительного разогрева при осуществлении фазового перехода по проводимости в сильном поле.

Для исследования брались пленки халькогенидных стеклообразных полупроводников состава $\text{Te}_{81}\text{As}_4\text{Ge}_{15}$ с $\Delta E \approx 0.45$ eV и толщиной $L = 0.15\text{--}0.3\ \mu\text{m}$, полученные испарением в вакууме на стеклянную подложку. На пленках этого состава при нагреве наблюдается структурный фазовый переход "стекло–кристалл" при температуре кристаллизации $T_c \approx 500$ К [6]. Температура плавления этого состава равна $T_m \approx 650$ К [7]. Воздействие осуществлялось импульсами светового излучения аргонового лазера $\lambda = 0.514\ \mu\text{m}$, с длительностью τ в интервале $(0.2 \cdot 10^{-6} - 1)$ с, сфокусированных в пятно площадью $S \approx 20\ \mu\text{m}^2$. Результаты воздействия контролировались по изменению пропускания зондирующего светового пучка ($\lambda = 0.63\ \mu\text{m}$), сфокусированного в место воздействия, и дополнительным просмотром в просвечивающем микроскопе.

Исследуемые пленки вначале подвергались термическому отжигу при температуре ~ 540 К, приводящему к кристаллизации, которая фиксировалась по уменьшению пропускания зондирующего света в



Зависимость мощности воздействия от длительности импульса. Пояснение в тексте.

~ 10 раз. Кристаллизацию можно было также вызвать освещая свежую аморфную пленку аргоновым лазером. На рисунке меткой "а" обозначены мощность и длительность импульса воздействия $W_a = 5-6 \text{ mW}$ и $\tau = 50 \mu\text{s}$, вызывающего начало кристаллизации (уменьшение пропускания на $\sim 30\%$). Для термически закристаллизованных пленок была установлена зависимость минимальной мощности импульсов W_1 необходимой для прожигания дырки от τ (кривая 1). На рисунке приведена также зависимость от τ мощности воздействия W_2 , которая просветляла пленку в 2 раза в результате частичной аморфизации (кривая 2). В пленках с $L \leq 1 \mu\text{m}$ переход в электрическом поле происходит за 10^{-6} s и меньше. Поэтому ниже основное внимание будет уделено именно этому временному интервалу. Покажем, что сильная зависимость W_1 от τ при малых временах свидетельствует о значительном превышении нестационарной температуры нагрева T_i над T_m (явление перегрева) и о росте T_i с уменьшением времени для точек, лежащих в глубине области А на рисунке. Каждая точка этой области соответствует значениям мощности, которые просветляют закристаллизованные пленки более чем в два раза ($W(\tau) > W_2(\tau)$), но

не прожигают их ($W(\tau) < W_1(\tau)$). Для многих точек из области А цикл "потемнение–просветление" наблюдался многократно.

Рассмотрим сначала, как должна была бы зависеть мощность от времени, если бы нагрев все время происходил бы до одной и той же постоянной температуры, не зависящей от τ . Время тепловой релаксации τ_r пленки толщиной $L \approx 0.3 \mu\text{m}$ равно $\sim 0.3 \mu\text{s}$ [2]. При $\tau < \tau_r$ нагрев объема LS можно считать адиабатическим

$$W_\tau = \rho c L S (T - T_0), \quad (1)$$

где ρ — плотность, c — удельная теплоемкость. Откуда при независимости T от τ следует $W \sim 1/\tau$. При $\tau \geq \tau_r$ нагревающийся объем захватывает и часть подложки так, что характерный размер этого объема равен $l = (D\tau)^{1/2}$, где $D = k/\rho c$, k — коэффициент теплопроводности. Считая тепловые постоянные подложки и пленки близкими и подставляя в (1) l вместо L , получаем $W \sim 1/\tau^{1/2}$. При дальнейшем росте τ устанавливается равновесие и W перестает зависеть от времени. Именно такая независимость $W_{1,2}$ от τ наблюдается при $\tau > 10^{-5}$ s, причем отличие W_1 от W_2 составляет всего 10–20%, так что их трудно отличить. Поэтому $W_2(\tau)$ обозначена для этих времен схематически пунктирной линией. Оценим стационарную температуру нагрева T_s в этой области. Мощность W_a , вызывающая начало кристаллизации в ~ 7 раз меньше, чем W_1 . Отсюда получаем $W_1/W_a = \Delta T_{s1}/\Delta T_{sa} = 7$, где $\Delta T_{s1,sa} = T_{s1,sa} - T_0$. Начало кристаллизации при термическом отжиге происходит при нагреве на $\Delta T = 50$ К [8]. Отождествив этот нагрев с ΔT_a получаем, что $\Delta T_1 = 350$ К, т.е. $T_{s1} = 650$ К. Верхнюю оценку получим, сравнивая W_1 и мощность W_b (метка "b"), необходимую для потемнения свежей пленки в ~ 2.4 раза. Такое потемнение при термическом отжиге достигалось при нагреве на ≈ 220 К [8]. Поскольку $W_1/W_b \approx 2$, то отсюда следует $\Delta T_1 = 440$ К, т.е. $T_{s1} = 740$ К. Таким образом, при $\tau > 10 \mu\text{s}$ T_{s1} лежит в интервале 650–740 К, нижняя граница которого совпадает с T_m . В пользу приведенной оценки говорит и тот факт, что в этой области времен мощность W_2 , вызывающая просветление, которое связано с плавлением и с последующей частичной аморфизацией, всего на 10–20% меньше чем W_1 .

Совершенно другое поведение наблюдается при $\tau < 10 \mu\text{s}$, где происходит сильное увеличение W_1 и большое расхождение между величинами W_1 и W_2 . Рассмотрим сначала зависимость W_2 . В области времен $\sim 3-0.3 \mu\text{s}$ эта зависимость хорошо следует закону $\sim 1/\tau^{1/2}$, который

для ясности нанесен прямой $2'$. При временах, меньших $\sim 0.3 \mu\text{s}$, наблюдается намек на переход к зависимости $\sim 1/\tau$ (прямая $2''$). Следовательно, при $\tau < 3 \mu\text{s}$ зависимость W_2 определяется нагревом до постоянной температуры. Сильное же превышение W_1 над W_2 в этой области времен означает сильный рост температуры, соответствующей мощности W_1 , при уменьшении времени. Оценим эту температуру при $\tau \approx 0.4 \mu\text{s}$, считая, что нагрев, соответствующий W_2 , происходит на $\Delta T_{i2} \sim 350 \text{ K}$. Тогда из равенства W_1/W_2 и $\Delta T_{i1}/\Delta T_{i2}$ получаем, что ΔT_{i1} равно $\sim 2250 \text{ K}$. Таким образом, мы получили, что если при больших τ температуры T_1 и T_2 были близки и примерно совпадали с T_m , то при малых τ температура T_1 значительно превосходит T_2 , достигая на конце промежутка величины, не меньшей, чем 2250 K . Следовательно, во всем диапазоне $W_1 > W > W_2$, соответствующем области A на рисунке, пленки выдерживают многократный нагрев без разрушения до температур значительно превосходящих температуру плавления.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют, что обратимый фазовый переход "полупроводник–металл" в сильном поле может многократно происходить при температурах $500\text{--}600 \text{ K}$, определенных в [1,2], поскольку пленки халькогенидных стеклообразных полупроводников выдерживают без разрушения намного больший нагрев.

Данные, полученные в настоящем исследовании, имеют и важное прикладное значение, поскольку показывают, что известные преимущества оптической и электрической записи и перезаписи информации на коротких импульсах, возможно, связаны, с наличием при малых временах широкого диапазона мощностей (область A), в то время как на больших временах этот диапазон сильно сужается.

Авторы благодарны В.И. Коченеву за помощь при проведении измерений, М.А. Тагирджанову за полезные обсуждения и Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы (грант 97-02-18079).

Список литературы

- [1] *Walsh P.J., Vogel R., Evans E.J.* // Phys. Rev. 1969. V. 178. N 3. P. 1274–1276.
- [2] *Коломиец Б.Т., Лебедев Э.А., Цэндин К.Д.* // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 304–310.
- [3] *Меден А., Шо М.* Физика и применение аморфных полупроводников. Мир, 1991. 670 с.

- [4] *Лебедев Э.А., Цэндин К.Д.* // Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках / Под ред. К.Д. Цэндина. СПб.: Наука, 1996. 486 с.
- [5] *Thomas D.L., Male J.C.* // J. Non-Cryst. Solids. 1972. V. 8–10. P. 522–530.
- [6] *Глазов А.Л., Гуревич С.Б., Ильяшенко Н.Н.* и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 3. С. 138–141.
- [7] *Fritzsche H., Ovshinsky S.R.* // J. Non-Cryst. Solids. 1970. V. 2. P. 148–154.
- [8] *Киселёва Н.К., Коченов В.И., Лебедев Э.А.* // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 7. С. 1965–1969.