

06;07

Динамика оптической записи информации на тонких слоях халькогенидных стеклообразных полупроводников

© Н.А. Богословский, К.Д. Цэндин

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

E-mail: bogoslowsky@mail.ru

Поступило в Редакцию 1 декабря 2006 г.

Исследуются временная зависимость и пространственное распределение температуры в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) при лазерной записи информации. Предлагается модель, описывающая динамику процесса нагрева пленки лазерным импульсом. Проводится анализ теоретических и экспериментальных данных. Рассматривается методика определения некоторых физических величин, характеризующих материал пленки.

PACS: 44.35.+c

В работе [1] исследуются фазовые переходы в ХСП, на которых основаны процессы лазерной записи информации на пленках ХСП, происходящие при воздействии на пленку импульсами лазерного излучения. В этой работе при помощи лазерных и электрических импульсов длительностью от 1 до $100\ \mu\text{s}$ исследуются пленки с повышенной склонностью к кристаллизации состава $\text{Te}_{0.81}\text{Ge}_{0.15}\text{As}_{0.04}$.

Для термически закристаллизованных пленок в работе измерены временные зависимости мощности W_1 , необходимой для прожигания дырки, и мощности W_2 , просветляющей пленку в 2 раза в результате частичной аморфизации. Исследования проводились на пленках толщиной

около $0.1 \mu\text{m}$, полученных испарением исходного материала в вакууме на стеклянные подложки.

В работе получено, что при временах более $3 \mu\text{s}$ мощности W_1 и W_2 отличаются на 10–20% и не зависят от длительности импульса. Рассчитанное в работе собственное время тепловой релаксации пленки толщиной $0.1 \mu\text{m}$ составляет $0.03 \mu\text{s}$; таким образом, при временах более $3 \mu\text{s}$ в пленке устанавливается тепловое равновесие. Однако при временах меньше $3 \mu\text{s}$ мощности, необходимые для частичного просветления и для прожигания дырки, существенно различаются, так при временах порядка $0.3 \mu\text{s}$ мощности различаются на порядок. В работе это объясняется существенным перегревом пленки до температуры 2250 К и выше. Строго говоря, такая температура должна неизбежно приводить к разрушению кристаллической решетки. Однако из-за малых времен процесса может возникнуть неравновесное распределение температуры. Электроны, поглощающие большую часть лазерного излучения, рассеивают энергию, не успевают передать ее решетке. В результате решетка в течение всего процесса не испытывает значительного перегрева. Возможен лишь незначительный перегрев в течение короткого времени, который, однако, не успевает разрушить кристаллическую решетку.

В настоящей работе предлагается другой механизм, объясняющий сильное различие между указанными мощностями. Исследуется динамика изменения температуры пленки $\text{Te}_{0.81}\text{Ge}_{0.15}\text{As}_{0.04}$ при воздействии на нее импульса лазерного излучения.

Распределение температуры в пленке описывается уравнением теплопроводности

$$\rho(C + L_m\delta(T - T_m)) \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + k \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q(r, z). \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность, C — удельная теплоемкость, L_m — скрытая теплота плавления, T_m — температура плавления, k — коэффициент теплопроводности, $Q(r, z)$ — функция, описывающая выделение в пленке тепла [2,3].

Поглощение лазерного излучения описывается законом Бугера–Ламберта–Бэра [4]

$$I = I_0 \exp(-\mu z).$$

Здесь I — мощность поглощаемого излучения на глубине z , I_0 — мощность поглощаемого излучения на поверхности пленки, μ — линейный коэффициент поглощения. В решении мы пренебрегаем различием

в коэффициентах поглощения кристалла и расплава, так же считаем, что при образовании дырки существенно не изменяется поглощаемая мощность.

Будем считать, что энергия распределяется в пучке по закону

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right).$$

Здесь I — мощность излучения на расстоянии r от центра луча, I_0 — мощность излучения в центре лазерного луча, R — характерный размер порядка длины волны лазерного излучения. Таким образом, источник тепла в уравнении описывается формулой

$$Q(r, z) = I_0 \exp\left(-\mu z - \frac{r^2}{R^2}\right).$$

Граничные и начальные условия задаем в виде

$$\begin{aligned} T|_{r=\infty} &= T_0, \\ \frac{\partial T}{\partial z}\Big|_{z=0} &= 0, \quad T|_{z=d+\Delta d} = T_0, \\ T(z, r)|_{r=0} &= T_0. \end{aligned}$$

Здесь T_0 — начальная температура, равная 290 К; d — толщина пленки; Δd — расстояние в подложке, на котором температура по предположению постоянна. Граничные условия по оси z отражают отсутствие теплообмена с верхней границы пленки и отсутствие существенного нагрева массивной подложки. Величина Δd выбрана равной $0.1 \mu\text{m}$, также считалось, что на расстоянии $L = 2.5 \mu\text{m}$ от оси пленка не нагревается, т. е. это расстояние соответствует бесконечности по радиусу. На рис. 1, *b* изображена пленка с обозначенными на ней характерными расстояниями.

Решение этого уравнения можно найти численно, для этого было численно решено уравнение теплопроводности, не содержащее скрытой теплоты плавления при температуре, меньшей температуры плавления. При достижении в некоторой области пленки температуры плавления считалось, что в этой области температура перестает меняться и начинается процесс плавления. Считалось, что на плавление идет разность поглощаемой энергии и энергии, уходящей на теплопроводность.

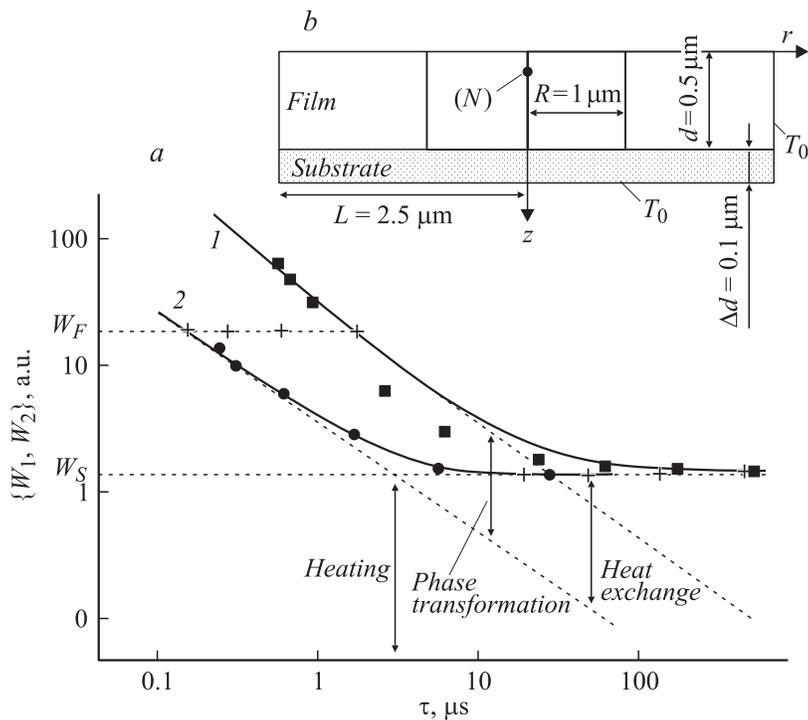


Рис. 1. *a* — зависимость мощности, необходимой для образования дырки, 1 и мощности, просветляющей пленку вдвое, 2 от времени; *b* — схема пленки с обозначенными на ней характерными величинами.

Для решения была взята пленка толщиной $0.5 \mu\text{m}$ и радиусом $2.5 \mu\text{m}$. Характерный размер пучка лазерного излучения равнялся $1 \mu\text{m}$. При решении пленка была разбита на элементарные ячейки, размер которых был выбран равным $0.01 \mu\text{m}$. Задача решалась методом пошагового подсчета температуры и ее производных в каждой ячейке. Затем по уравнению вычислялась температура ячейки в следующий момент времени. Шаг по времени изменялся в зависимости от мощности импульса. Для проверки устойчивости решения задача решалась при одинаковой мощности источника для различных шагов по времени.

В [1] приведен график экспериментально измеренной зависимости мощности, необходимой для прожигания дырки, и мощности, необ-

ходимой для частичного просветления пленки от времени. Этот график отображен на рис. 1, *a*. Экспериментальные данные на рисунке отмечены круговыми точками для случая частичного просветления и квадратными точками для случая прожигания дырки.

Аналогичная зависимость была получена численно. При этом считалось, что просветление происходит сразу же при достижении температуры плавления, а прожигание дырки происходит после полного плавления пленки в некоторой области. На рис. 1, *a* этим зависимостям соответствуют кривые 2 и 1 соответственно. Из графиков видно, что нижняя кривая, соответствующая частичному просветлению пленки, хорошо соответствует экспериментальным данным. Это показывает, что просветление происходит при прогреве до температуры плавления и оправдывает выбор модели. Кривая, соответствующая прожиганию дырки, не настолько хорошо соответствует экспериментальным данным. Это может быть связано с тем, что прожигание дырки происходит постепенно и момент прожигания дырки определенного размера достаточно трудно точно определить.

На рис. 1, *a* пунктиром построены зависимости мощностей, которые бы имели место при отсутствии теплообмена. При малых временах длительности импульса эти зависимости практически совпадают с кривыми 1 и 2. Видно, что теплота фазового перехода (ей соответствует расстояние между двумя пунктирными линиями) превосходит энергию, необходимую для плавления (соответствует нижней пунктирной кривой) приблизительно в 7 раз. Однако при длительности импульса, большей $3 \mu\text{s}$, энергия, которая расходуется на теплообмен (соответствует расстоянию от пунктирной линии до соответствующей кривой) в десятки раз превосходит теплоту плавления. Таким образом, кривые 1 и 2 сближаются. Т.е. показано, что различие в мощностях не связано с существенным перегревом.

Одной из проблем при решении данной задачи является отсутствие каких-либо данных о величинах, характеризующих пленку $\text{Te}_{0.81}\text{Ge}_{0.15}\text{As}_{0.04}$. При решении задачи были выбраны следующие значения: теплота плавления $L_m = 184 \text{ J/g}$, теплоемкость $C = 0.224 \text{ J/g} \cdot \text{K}$, коэффициент теплопроводности $k = 0.013 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$. Зависимость величин от температуры не учитывалась. Таким образом, показано, что если принять указанные значения констант, то вся область между кривыми 1 и 2 соответствует скрытой теплоте плавления. Вид графиков может быть другим, если взять другие значения констант. Главным образом

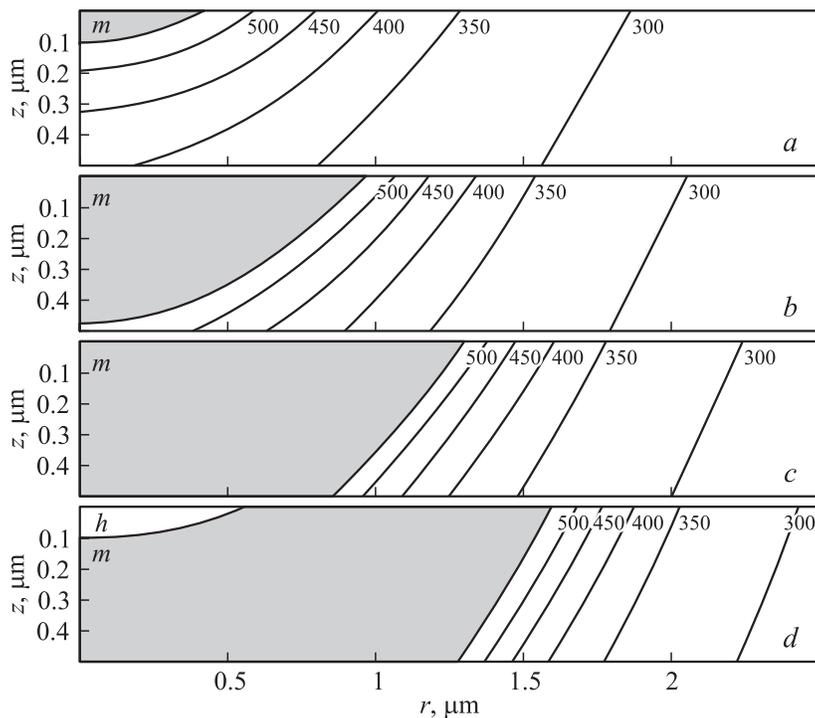


Рис. 2. Распределение температуры в пленке в случае адиабатического нагрева в моменты: a — $t = 0.15 \mu\text{s}$, b — $t = 0.3 \mu\text{s}$, c — $t = 0.7 \mu\text{s}$, d — $t = 1.5 \mu\text{s}$. Буквами m обозначены области, в которых происходит плавление, h — область, в которой образовалась дырка.

вид графиков может быть изменен за счет скрытой теплоты плавления, например, если взять значение L_m порядка 120 J/g , то кривая I будет хорошо соответствовать точкам при временах более $1 \mu\text{s}$, однако при меньших временах будет наблюдаться перегрев на несколько сотен градусов.

Рассмотрим вопрос о распределении температуры в пленке, а также о зависимости температуры от времени. На рис. 2 показано распределение температуры при мощности импульса W_F . В этом случае можно считать, что нагрев пленки происходит адиабатически, в (1)

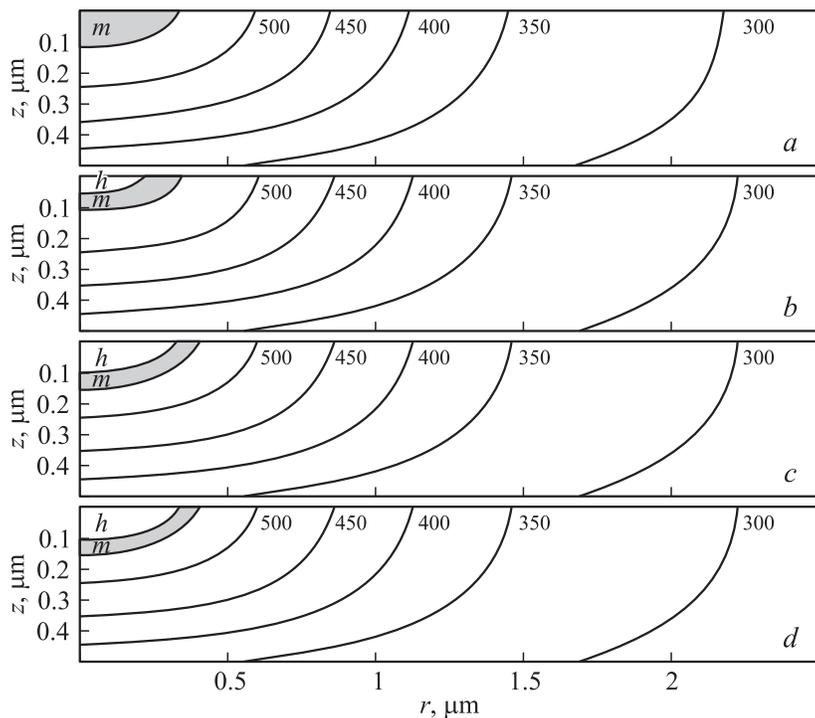


Рис. 3. Распределение температуры в пленке в случае стационарного процесса в моменты: *a* — $t = 0.15 \mu\text{s}$, *b* — $t = 60 \mu\text{s}$, *c* — $t = 140 \mu\text{s}$, *d* — $t = 450 \mu\text{s}$. Буквами *m* обозначены области, в которых происходит плавление, *h* — области, в которых образовались дырки.

слагаемое, соответствующее нагреву, в 20 раз превосходит слагаемое, соответствующее теплообмену, поэтому теплообменом можно пренебречь. На рис. 2, *a* показана температура в пленке в момент достижения в точке *N* температуры плавления, на рис. 2, *b* — в момент, когда пленка в точке *N* расплавилась на 10%, на рис. 2, *c* — когда пленка в точке *N* расплавилась на 30%, и на рис. 2, *d* — в момент образования дырки в точке *N*. Цифрами на рисунке помечены температуры изотерм. На рис. 3 показано распределение температуры в пленке при малой мощности импульса W_5 . В таком случае можно говорить о стационарном режиме,

поскольку в течение большей части времени практически не происходит изменения температуры. При такой мощности в (1) слагаемое, соответствующее теплообмену, в 20 раз больше слагаемого, соответствующего нагреву. На рис. 3, *a* показана температура в момент достижения в точке *N* температуры плавления, на рис. 3, *b* — в момент, когда пленка в точке *N* расплавилась на 10%, на рис. 3, *c* — в момент, когда пленка в точке *N* расплавилась на 30%, и на рис. 3, *d* — в момент образования дырки в точке *N*.

Из рисунков видно существенное различие между этими случаями. В случае адиабатического нагрева наблюдается увеличение области расплава, в то время как в стационарном случае плавление пленки происходит в постоянной области, с течением времени меняется лишь степень расплавленности, увеличение расплавленной области происходит лишь после частичного прожигания дырки. Видно, что в стационарном режиме температура во всем объеме пленки остается постоянной во времени, что и позволяет называть режим стационарным.

Таким образом, установлено, что присутствие различия в мощностях может быть объяснено расходом существенной доли энергии на плавление пленки. При больших же временах различие мало из-за расхода большей части энергии на теплообмен. Очевидно, что такой механизм не отвергает любые другие эффекты, однако видно, что именно скрытая теплота плавления является главной причиной различия в мощностях. С помощью численного моделирования возможно путем сравнения графиков и подбора наиболее подходящих значений оценить некоторые параметры материала пленки: теплоемкость, теплопроводность, теплоту плавления и коэффициент поглощения.

Список литературы

- [1] Лебедев Э.А., Цэндин К.Д. // ФТП. 1998. Т. 32. № 8. С. 939–943.
- [2] Ковалев А.А., Жвавый С.П., Зыков Г.Л. // ФТП. 2005. Т. 39. В. 11. С. 1345.
- [3] Жвавый С.П., Зыков Г.Л. // ФТП. 2006. Т. 40. В. 6. С. 652.
- [4] Шварц К. Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках. Рига: Зинатне, 1986.