

явиться именно в ситуациях, которые до сих пор рассматривались с точки зрения получения бистабильных состояний и гистерезисов.

Авторы глубоко благодарят Б. Я. Зельдовича, совместные работы и обсуждения с которым стимулировали настоящую работу.

Список литературы

- [1] *Беляков В. А., Сонин А. С.* Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982. 360 с.
- [2] *Зельдович Б. Я., Табирян Н. В.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 12. С. 2419—2426.
- [3] *Winful H. G.* // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. N 16. С. 1179—1182.
- [4] *Tabiryán N. V., Sukhov A. V., Zeldovich B. Ya.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1986. Vol. 136. N 1. P. 139.
- [5] *Алавердян Р. Б., Аракелян С. М., Чилингарян Ю. С.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 9. С. 366—369.
- [6] *Кухтарев Н. В.* // УФЖ. 1982. Т. 27. № 2. С. 291—293.
- [7] *Загайнова Л. И., Климушева Г. В., Крыжановский И. П., Кухтарев Н. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 9. С. 353—355.
- [8] *Климушева Г. В., Татаринова С. И., Данилов В. В.* и др. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 4. С. 793—794.

Институт прикладных проблем физики
АН АрмССР
Ереван

Поступило в Редакцию
31 марта 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991

© 1991 г.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ОТЖИГА ИМПЛАНТИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

С. П. Жавый, О. Л. Садовская

При высоких скоростях нагрева аморфизированный кремний (*a*-Si) плавится при температуре T_a на ~ 250 К ниже температуры плавления монокристаллического кремния (*c*-Si) T_m [1, 2], образуя сильно переохлажденный расплав (*sl*-Si). Дальнейшее поведение *sl*-Si зависит от условий лазерного облучения [3–6]. Как было показано в [8], для коротких ($\tau < 45$ нс) и длинных (≥ 45 нс) лазерных импульсов процесс взрывной кристаллизации может существенно различаться.

В настоящей работе приводится сравнение результатов численного моделирования динамики фазовых переходов при лазерном отжиге слоя *a*-Si на *c*-Si подложке для двух значений длительности воздействующего импульса $\tau=32$ [7] и 70 нс [4] ($\lambda=0.69$ мкм). Для решения задачи использовалась математическая модель [8], в основу которой было положено предположение, что в образовавшемся *sl*-Si существуют готовые зародыши кристаллической фазы, рост которых приводит к формированию мелкозернистого поликристаллического кремния (*FG p*-Si) [9, 10]. В настоящей работе также было учтено, что в том случае, когда скорость нагрева *sl*-Si превышает критическую скорость для растущего центра с радиусом $r(t)$, этот кристаллит будет расплавлен при температуре [11]

$$T_m = T_m^0 \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot \sigma}{L_c r(t)} \right),$$

где σ — поверхностная энергия границы раздела фаз; L_c — скрытая теплота плавления *c*-Si, отнесенная к единице объема.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования лазерного отжига слоя *a*-Si толщиной 225 нм, облучаемого импульсами с $\tau=32$ нс, и экспериментальные зависимости [7] коэффициента отражения $R(t)$ зондирующего излучения ($\lambda=0.63$ мкм). Как следует из расчетов, при плотности энергии $E=0.19$ Дж/см² (рис. 1, а) плавление *a*-Si начинается через ~ 35 нс после начала импульса. Поглощение скрытой теплоты фазового перехода L_a и увеличение коэффициента отражения, обусловленное продвижением фронта плавления,

приводят к снятию перегрева ($\Delta T = T - T_a \approx 20$ K) и снижению темпа нагрева *sl*-Si, что создает благоприятные условия для формирования *FG p*-Si. На начальной стадии роста зародышей, когда доля кристаллической фазы φ мала, выделение тепла при кристаллизации ($L_c > L_a$) не оказывает заметного влияния на динамику процесса. Однако по мере роста φ в приповерхностной области все большую роль начинает играть усиливающая мощность тепловых источников при кристаллизации *sl*-Si ($\partial\varphi/\partial t$ максимальна при $\varphi = 0.5$). Это приводит к тому, что в лежащих глубже слоях *sl*-Si темп нагрева достигает значений, превышающих критическую скорость для растущих кристаллитов *FG p*-Si. В результате под тонким приповерхностным слоем, где продолжается рост кристаллитов *FD p*-Si, образуется область, в которой зародыши кристаллической фазы растворяются и условия для формирования *FG p*-Si исчезают. Таким образом, при $t \geq 44$ нс на глубине ~ 50 нм возникает однородный расплав кремния *l*-Si при температуре $T_m < T_{m0}$ и начинает распространяться в глубь по смешанному слою, состоящему из *sl*-Si и растущих кристаллитов *FG p*-Si, на расстоянии ~ 10 — 20 нм за фронтом

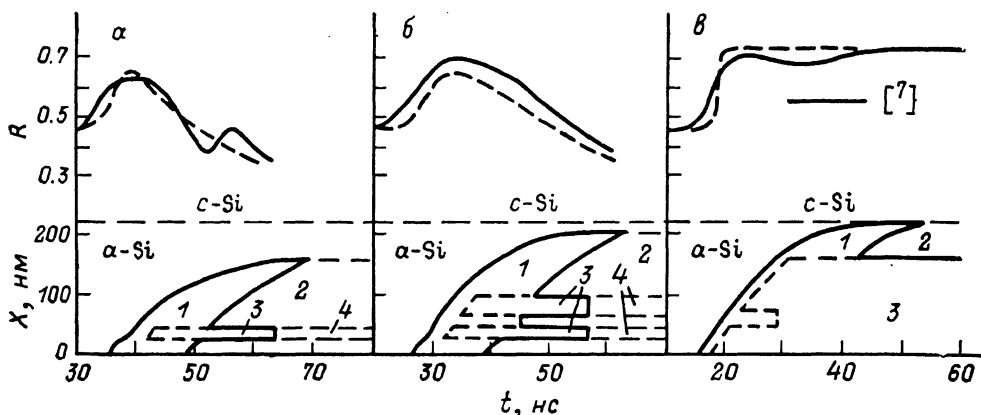


Рис. 1. Изменение коэффициента отражения ($\lambda = 0.63$ мкм) и положения фронта плавления в зависимости от времени для различных плотностей энергии.

$E = 0.19$ (а), 0.27 (б) и 0.7 Дж/см² (в) при длительности импульса 32 нс; 1 — *sl*-Si, 2 — *FG p*-Si, 3 — *l*-Si, 4 — *LG p*-Si.

плавления *a*-Si. Однако поглощение теплоты при плавлении *a*-Si и кристаллитов *FG p*-Si вновь приводит к спаду скорости нагрева *sl*-Si, движение границы раздела *l*-Si/*sl*-Si прекращается, а фронт плавления *a*-Si продолжает распространяться в глубь образца, поддерживаемый лазерным излучением и выделяемым теплом при кристаллизации *sl*-Si.

При $E = 0.27$ Дж/см² (рис. 1, б) изменения в темпе нагрева *sl*-Si приводят к формированию двух скрытых слоев *l*-Si, разделенных промежуточным тонким (~ 15 нм) слоем *FG p*-Si. Здесь также следует отметить, что с увеличением E глубина проникновения *l*-Si увеличивается, а толщина слоя *FG p*-Si на поверхности образца уменьшается. По окончании воздействия лазерного излучения в результате кристаллизации *sl*-Si и *l*-Si образуются соответственно слои *FG p*-Si и крупнозернистого (*LG p*-Si). Как видно из рис. 1, а, б, коэффициент отражения в процессе отжига не достигает своего максимального значения $R_1 = 0.72$, которое соответствует отражению зондирующего излучения от *l*-Si. Такое поведение $R(t)$ находится в согласии с экспериментальными данными [7] и объясняется формированием *FG p*-Si на готовых зародышах в *sl*-Si.

При плотностях энергии, близких к порогу эпитаксиального отжига (рис. 1, в), процессы полицентровой кристаллизации *sl*-Si практически не оказывают влияния на динамику лазерного отжига, так как из-за высоких скоростей нагрева *sl*-Si готовые зародыши кристаллической фазы растворяются, поскольку их размер не успевает выйти за пределы критического. Поэтому образующийся при $T < T_{m0}$ однородный расплав кремния распространяется сразу, за фронтом плавления *a*-Si, что и определяет характер изменения $R(t)$. Так как значения коэффициентов теплопроводности *c*-Si и *a*-Si различаются более чем на порядок ($k_c \gg k_a$), то при приближении фронта плавления *a*-Si к границе аморфизации происходят резкое усиление теплоотода в *c*-Si подложку и снижение темпа нагрева *sl*-Si. Таким образом, в результате отжига большая часть слоя *a*-Si трансформируется в *LG p*-Si посредством кристаллизации *l*-Si, а вблизи границы аморфизации формируется тонкий слой *FG p*-Si при кристаллизации *sl*-Si.

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования для второго случая ($\tau = 70$ нс, толщина *a*-Si слоя 100 нм [4]). Как видно из рис. 2, б, в, на начальном этапе отжига также происходит формирование на поверхности *FG p*-Si и под ним скрытого *l*-Si слоя. Однако дальнейшее развитие процесса отжига отличается от описанного выше. Из-за большей длительности лазерного импульса и меньшей глубины аморфизации (влияние теплоотвода в *c*-Si подложку проявляется раньше) темп нагрева *sl*-Si здесь уже ниже и не препятствует росту кристаллитов *FG p*-Si. Образование слоя *FG p*-Si на поверхности приводит как к уменьшению *R*, так и к тому, что основной источник тепла, обусловленный поглощением лазерного излучения скрытым слоем *l*-Si и выделением тепла при кристаллизации *sl*-Si, перемещается с поверхности в глубь образца [8]. Благодаря тому что в это время скрытый *l*-Si слой обладает большой поглощательной способностью ($R < R_l$), именно здесь температура достигает зна-

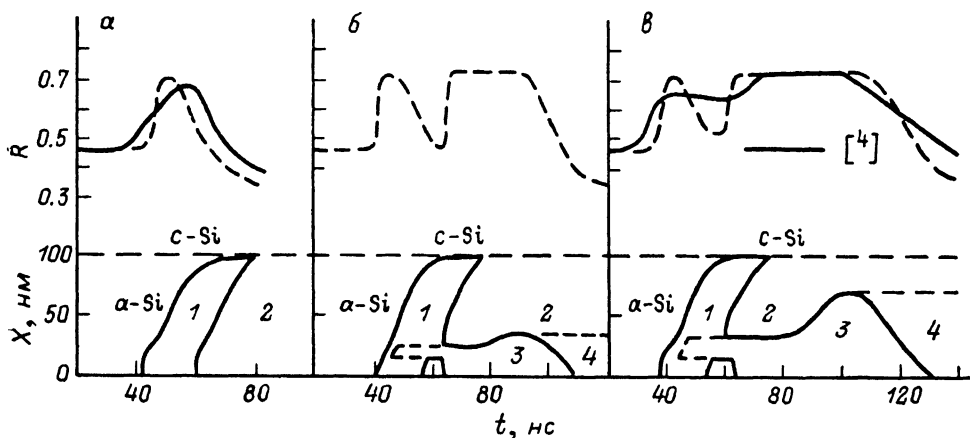


Рис. 2. Изменение коэффициента отражения ($\lambda = 1.06$ мкм) и положения фронта плавления в зависимости от времени для различных плотностей энергии.

$E = 0.8$ (а), 1.0 (б), 1.2 Дж/см² (в); длительность импульса 70 нс. 1—4 — то же, что и на рис. 1.

чения T_{m0} и этот слой начинает распространяться навстречу лазерному излучению из глубины к поверхности. С выходом расплава на поверхность коэффициент отражения резко увеличивается до своего максимального значения. К этому времени фронт плавления *a*-Si достигает *c*-Si подложки и усиливающийся теплоотвод задерживает продвижение *l*-Si в глубину образца до выравнивания температурных градиентов ($t \approx 80$ нс). После этого движение *l*-Si возобновляется, причем фронт плавления перемещается по *FG p*-Si при температуре T_{m0} . По окончании процесса лазерного отжига толщина *LG p*-Si будет соответствовать максимальной глубине проникновения *l*-Si. Как видно из рис. 2, и в этом случае рассчитанные зависимости $R(t)$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными [4] во всем диапазоне изменения E .

Таким образом, предположение о полицентральной кристаллизации *sl*-Si на готовых зародышах при наносекундном лазерном отжиге имплантированного кремния позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые закономерности и выяснить динамику фазовых переходов. Так, при условиях эксперимента [4] на динамику отжига значительное влияние оказывают процессы промежуточной кристаллизации *sl*-Si и «просветляющее» действие *FG p*-Si. В области же коротких лазерных импульсов [7] существенная роль принадлежит темпу нагрева сильно переохлажденного расплава кремния.

Список литературы

- [1] Thompson M. O., Galvin G. J., Mayer J. W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 26. P. 2360—2363.
- [2] Lowndes D. H., Wood R. F., Narayan J. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 7. P. 561—564.
- [3] Sinke W., Saris F. W. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. N 22. P. 2121.
- [4] Ивлев Г. Д. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 8. С. 468—472.
- [5] Карпов С. Ю., Ковальчук Ю. В., Мячин В. Е. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 17. С. 13—17.
- [6] Percy P. S., Tsao J. Y., Stiffler S. R., Thompson M. O. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 3. P. 203—205.

- [7] Bruines J. J. P., van Hal R. P. M., Boots H. M. J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 18. P. 1160—1162.
 [8] Жваевый С. П. // ЖПС. 1989. Т. 50. № 4. С. 589—595.
 [9] Ivlev G. D., Malevich V. L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. Vol. 103. P. K87.
 [10] Жваевый С. П., Садовская О. Л. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 19. С. 1171—1176.
 [11] Скрипов В. П., Коверда В. П. Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей. М., 1977. 232 с.

Институт электроники АН БССР
 Минск

Поступило в Редакцию
 8 января 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1992

© 1991 г.

ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ИМПУЛЬСОВ ПРОНИКАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ КОМПОЗИТАХ

А. А. Давыдов

Модель описания термоакустических характеристик макроскопически анизотропного композита на основе введения тензора Грюнайзена аналогичного тензору Грюнайзена анизотропного кристалла предложена в [1]. На основе численных оценок и анализа экспериментов по возбуждению продольных звуковых волн пучками электронов в кварцевом фенолите показана возможность получения значительных различий по величине между отдельными компонентами тензора Грюнайзена. Однако необходимо отметить, что связь термоакустических характеристик композита и его составляющих в условиях неравномерного радиационного разогрева является существенно зависящей не только от свойств материала, но и от вида излучения и изменяется со временем [2, 3]. Кроме того, в случае материалов с ориентированным наполнителем модель описания акустических эффектов должна учитывать генерацию как продольных, так и поперечных акустических волн.

В настоящей работе рассматривается термоакустический эффект импульсов проникающего излучения в микронеоднородном материале с одинаково ориентированными включениями, имеющими форму эллипсоидов вращения ($a_x = a_y = R$, $a_z = L$ — длины главных полуосей). Учитывается как продольная, так и поперечная термоакустическая волна. Интересуемся влиянием эффектов анизотропии, не связанных с анизотропией эффективных упругих модулей, поэтому предполагается, что объемная доля включений мала ($c \ll 1$) и эффективные упругие модули сжатия K и сдвига μ близки к упругим модулям матрицы K_2 , μ_2 [4]. Считается, что масштаб изменения интенсивности проникающего излучения в материале намного превышает размеры включений и характерное расстояние l между ними. В связи со сказанным используется длинноволновое приближение, в котором интересующие нас длины волн в термоакустическом импульсе существенно превышают размер неоднородности $\lambda \gg l \gg R, L$ [4].

Выражение для вектора смещения в акустическом импульсе получим переходя к задаче термоупругости однородного материала. Для этого заменяем разогретое включение материалом матрицы, одновременно наложив на материал эффективные термоупругие напряжения $\sigma_{ik}(r, t)$, чтобы сохранить в матрице деформации и напряжения, вызываемые деформациями разогретого включения [5]. Поле однородных температурных напряжений равномерно разогретого включения $\sigma_{ik}^T = -G_1 \epsilon_1 \delta_{ik}$ (G_1 — параметр Грюнайзена материала включения, ϵ_1 — плотность поглощенной во включении энергии, $\delta_{ik} = 1$ при $i = k$, $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$) порождает во включении поле однородных деформаций, тензор эффективных напряжений для которых имеет вид $\sigma_{ik} = \sigma_0 \delta_{ik} + \sigma_1 \delta_{is}$, где $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_0$ и $\sigma_1 = \sigma_{zz} - \sigma_{xx}$. Поле продольных смещений, порождаемых радиационно-стимулированным тепловым давлением в матрице $P_2^T = G_2 \epsilon_2$ (G_2 — параметр Грюнайзена вещества матрицы, ϵ_2 — плотность поглощенной в матрице энергии) и эффективным тепловым давлением в объеме включения $P_1^T = -\sigma_0$, описывается аналогично деформациям в изотропном материале, для которого усреднение давления по размеру неоднородности [2] дает $\langle P^T(r, t) \rangle = (1 - c) P_2^T(r, t) - c \sigma_0(r, t)$. Действие напряжений $\sigma_1 \delta_{is}$ приводит к появлению продольной и поперечной акустических волн. Величину