

Л и т е р а т у р а

- [1] Бrehovskikh L.M. Волны в слоистых средах. М.: Изд. АН СССР, 1957. 502 с.
- [2] Schmidt O. - Phys. Zeits., 1938, v. 39, p. 868-874.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ПРИ СТИМУЛИРОВАННОЙ УФ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

В.П. А г е е в, А.Г. В а с и л ь е в,
В.И. Ко н о в, А.В. К у з м и ч е в,
И.Н. М и х а и л е с к у, А.А. О р л и к о в с к и й,
М. П о п е с к у

В настоящее время эксимерные лазеры представляются весьма перспективными источниками энергии для использования в схемах отжига тонких полупроводниковых пленок в силу чрезвычайно высоких значений коэффициентов поглощения УФ излучения (10^6 см^{-1}).

В работе изучается динамика нелинейного пропускания воздействующего УФ излучения через пленки аморфного кремния ($\alpha\text{-Si}$) в процессе многоимпульсной кристаллизации в воздухе.

Источником мощного УФ излучения служил импульсно-периодический электроразрядный эксимерный $XeCl$ -лазер модели 1701 (длина волны $\lambda = 308 \text{ нм}$, длительность импульса $\tau = 40 \text{ нс}$). В экспериментах использовались пленки $\alpha\text{-Si}$ с толщинами 500 и 1000 Å, напыленные на сапфировые подложки (ориентация 1120). С помощью оптической проекционной схемы на образцах с пленками создавалось пятно однородной засветки диаметром $D = 400\text{-}500 \text{ мкм}$. Прошедшее сквозь пленку или отраженное от нее УФ излучение регистрировалось фотоэлементом ФЭК-29 КПУ.

На рис. 1 показана зависимость коэффициента пропускания T от количества импульсов облучения для пленок толщиной 500 и 1000 Å при разных плотностях импульсной энергии.

Экспериментально обнаружено, что многоимпульсное УФ лазерное воздействие приводит к затемнению сравнительно тонких пленок с $H = 500 \text{ Å}$, в то время как экспонирование толстых пленок с $H = 1000 \text{ Å}$ вызывает значительное (более чем на порядок) возрастание коэффициентов пропускания.

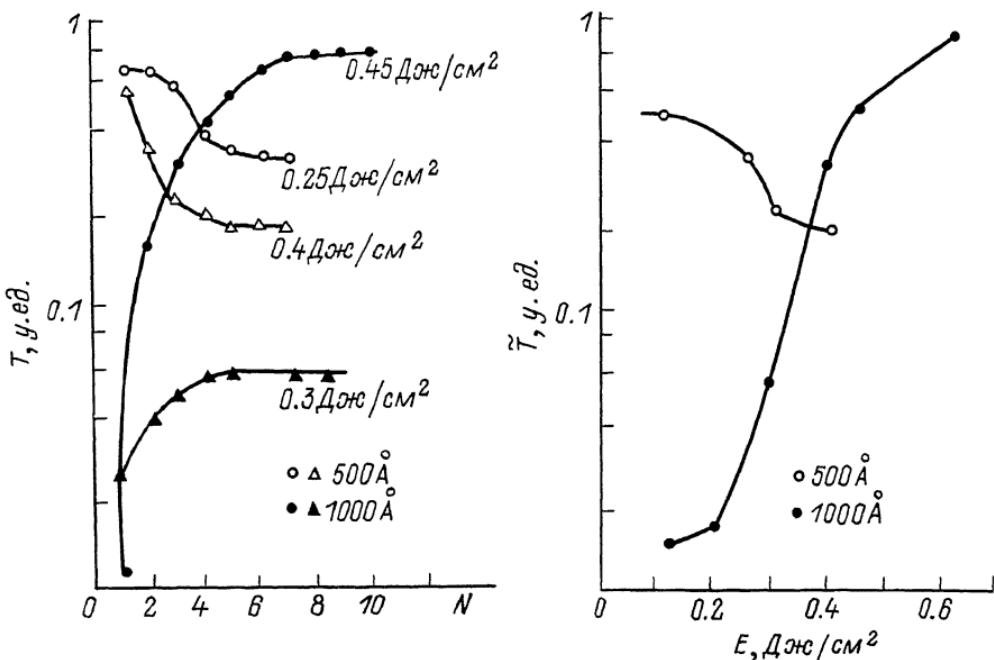


Рис. 1. Зависимости пропускания пленок аморфного кремния в процессе многоимпульсного экспонирования для различных плотностей импульсной энергии УФ излучения.

Рис. 2. Зависимость стабилизированавшегося пропускания \tilde{T} от плотности импульсной энергии излучения для двух толщин пленок.

Измерения показали, что при этом коэффициент отражения R остается неизменным. Изменение пропускания пленок также не связано с уменьшением или увеличением их толщин в процессе многократного лазерного облучения.

Из графика видно, что рост коэффициента пропускания для толстых пленок и убывание его для тонких с увеличением количества действующих импульсов стабилизируется. Значение этого стабилизированавшегося коэффициента пропускания \tilde{T} зависит от толщины пленки и от плотности энергии излучения. Вид зависимости для разных пленок показан на рис. 2.

Проведен рентгено-структурный анализ образцов, подвергшихся 10-кратному облучению с плотностью энергии в импульсе $0.4 \text{ Дж}/\text{см}^2$, что соответствует уже стабилизированавшемуся пропусканию (см. рис. 1).

Установлено, что под действием УФ лазерного излучения происходит трансформация аморфного кремния в поликристаллический ($\rho - Si$) с преимущественной ориентацией поверхности поликристаллов $\langle 111 \rangle$. По ширине дифракционного пика были оценены средние размеры кристаллита в направлении, перпендикулярном поверхности образца. Оказалось, что они коррелируют с толщинами пленок.

Оценки порогов плавления пленок, проведенные исходя из простого калориметрического соотношения

$$(1-R)E = (\rho_a c_a H + \rho_c c_c \sqrt{\chi_c \tau})(T_m - T_0),$$

показали, что для обеих пленок они примерно одинаковы и равны 0,5 Дж/см². Здесь ρ_a , c_a , ρ_c , c_c – соответственно плотности и теплоемкости а – Si и сапфира, а χ_c – коэффициенты температуропроводности, R – коэффициент отражения а – Si , T_m – температура плавления а – Si . Для расчета использовались следующие значения: $\rho_a = 2.32$ Дж/см³, $c_a = 0.84$ Дж/г К, $\chi_a = 3.96$ г/см³, $c_c = 0.78$ Дж/г К, $\chi_a = 0.043$ см²/с, $\chi_c = 0.084$ см²/с, $R = 0.6$, $T_m = 1420$ К.

Экспериментально измеренные пороги начала процесса кристаллизации оказались гораздо меньше этой величины – 0,1 и 0,2 Дж/см² соответственно для пленок толщиной 500 и 1000 Å. Таким образом, исходя из имеющихся данных, можно сделать вывод, что процесс кристаллизации, по-видимому, происходит без плавления пленок.

Чрезвычайно важным является то обстоятельство, что итоговое значение пропускания Т тонких пленок (500 Å), отвечающее окончанию процесса кристаллизации, оказывается существенно более высоким, нежели для соответствующих пленок кристаллического кремния (с – Si) при низких лазерных интенсивностях. Например, пропускание пленки толщиной 500 Å уменьшилось в 3 раза, тогда как, исходя из коэффициентов поглощения а – Si ($\kappa = 1.0 \times 10^6$ см⁻¹) и кристаллического кремния ($\kappa = 1.6 \cdot 10^6$ см⁻¹), это изменение должно быть порядка 20. Этот факт, а тем более аномальная зависимость пропускания толстых пленок (1000 Å) возможно связаны с дисперсией оптических свойств пленок в зависимости от размеров кристаллитов. В работе [2] экспериментально установлено, что мнимая часть диэлектрической постоянной (а таким образом и коэффициент поглощения) поликристаллической пленки Si в зависимости от размера кристаллита может быть как больше, так и меньше, чем у аморфной, но меньше, чем у кристаллической. Также определенный вклад в увеличение коэффициента пропускания может давать фотоиндуцированное просветление р – Si , обусловленное динамическим эффектом Бурштейна в области пространственного заряда на границах раздела фаз [3].

Л и т е р а т у р а

- [1] А геев В.П., А тежев В.В., Б аранов И.Н., Букреев В.С., В олкова Р.В., В артапетов С.К., Жуков А.И., Конов В.И., Савельева А.Д. – Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 8, с. 1744.
- [2] S a t y e n d r a K u m a r , D r e v i l l o n B., G o d e t C. – J. Appl. Phys. 60 (4), p. 1542, (1986).

- [3] Ageev V.P., Chernishov A.F., Gorbov A.A., Kuzmichov A.V., Orlikovskiy A.A. Trends in Quantum Electronics, Proceedings of the 2nd Conference, Bucharest, 1985, p. 253.

Поступило в Редакцию
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРУЕМОГО КРИСТАЛЛА

В.Н. Смирнов

Воздействие импульсов оптического излучения на поверхность твердого тела с интенсивностью q , превышающей некоторое пороговое значение q^* , сопровождается образованием плазмы низкопорогового оптического пробоя (НОП) воздуха, окружающего облучаемое тело [1]. Порог НОП существенно ниже порога пробоя воздуха вдали от поверхности тела. В ряде моделей [1, 2] в развитии НОП выделяют два основных этапа: появление у поверхности твердого тела первичных электронов и лавинообразное нарастание их концентрации в электрическом поле излучения. При этом обычно считается, что появление первичных электронов у поверхности непоглощающих материалов обусловлено термоэлектронной эмиссией при нагреве поглощающих неоднородностей (ПН) поверхностного слоя до $\sim 10^4$ К [2]. Другая точка зрения на причину появления первичных электронов вблизи поверхности прозрачного диэлектрика сводится к тому, что они обусловлены экзоэлектронной [3] или механоэмиссией из образующихся в поверхностном слое трещин [4-6]¹ вблизи ПН, нагреваемых лазерным излучением до умеренных температур. В настоящей работе приведены результаты экспериментов, выполненных с целью обнаружения влияния пластического деформирования кристалла вплоть до растрескивания на величину порога НОП.

Основные эксперименты проведены при атмосферном давлении воздуха на образцах $NaCl$ размерами $15 \times 7 \times 7$ мм, полученных скалыванием. В экспериментах использовался CO_2 лазер, характеристики излучения которого описаны в [7]. Деформирование образца вплоть до растрескивания вызывалось ударом груза весом $P \gg 200$ г, падавшего с высоты 30 см.

¹ См. также литературу к [5, 6].