

Спад амплитуды сигналов  $A_2$  в порошках иттриевых алюмоферрогранатов с увеличением  $X$  объясняется уменьшением величины  $B_1$ . В образцах МЦФ константа магнитоотрицкии, напротив, увеличивается (до 30 %) с ростом дозы облучения, что связано с перезарядкой ионов железа.

Таким образом, проведенные исследования показывают возможность дополнительного увеличения сигналов МАЭ за счет создания в порошках ферритов дефектов, что позволит значительно уменьшить энергоемкость устройств обработки информации.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ш у т и л о в В.А., А н д ж и к о в и ч И.Е., К о м а ш - н я В.Л., Г е н д е л е в С.П. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 10. В. 9. С. 565-568.
- [2] Ш у т и л о в В.А., Ч а р н а я Е.В., К о т о в Л.Н., К у - л е ш о в А.А., С а р н а ц к и й В.М. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 17. С. 1060-1063.
- [3] К о т о в Л.Н. Исследование двух и трехимпульсного эха в порошках ферритов. Деп. ст. № 7118-В86. 1986. С. 2-19.
- [4] Е ф и ц е н к о П.Ю., К о т о в Л.Н., Ч а р н а я Е.В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2424-2428.
- [5] Л е б е д ь В.М., А б а р е н к о в а С.Г. // ФТТ. 1964. Т. 6. № 1. С. 297-300.
- [6] С а р н а ц к и й В.М., К о т о в Л.Н., Е ф и ц е н - к о П.Ю. Тез. 14 Всес. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. 1989. Ч. 2. С. 33-35.

Ленинградский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
17 июля 1989 г.  
В окончательной редак-  
ции  
15 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

05.3; 07

© 1990

ТЕОРИЯ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ОДНОРОДНЫХ ПОЛИМЕРОВ

Н.П. Ф у р з и к о в

Абляционная обработка полимерных материалов импульсным УФ излучением эксимерных лазеров применяется в микроэлектронике, офтальмологии и др. На качественном уровне абляция объясняется двумя моделями: фотохимической и термической, однако они не способны предсказать наблюдаемые на опыте значения порогов и

глубин снимаемого за импульс слоя. Ниже изложена простая количественная теория этого процесса.

При поглощении УФ излучения и последующей релаксации возбуждения поверхность полимера нагревается. Если в результате нагрева скорость термодеструкции

$$W = A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (1)$$

( $A$  – предэкспоненциальный множитель,  $E$  – энергия активации,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – абсолютная температура) превышает скорость ввода энергии, т. е. обратную длительность лазерного импульса, то процесс приобретает все черты абляции. Для полиметилметакрилата (ПММА), например, и наносекундных импульсов требуемая температура составляет около 1100 К [1].

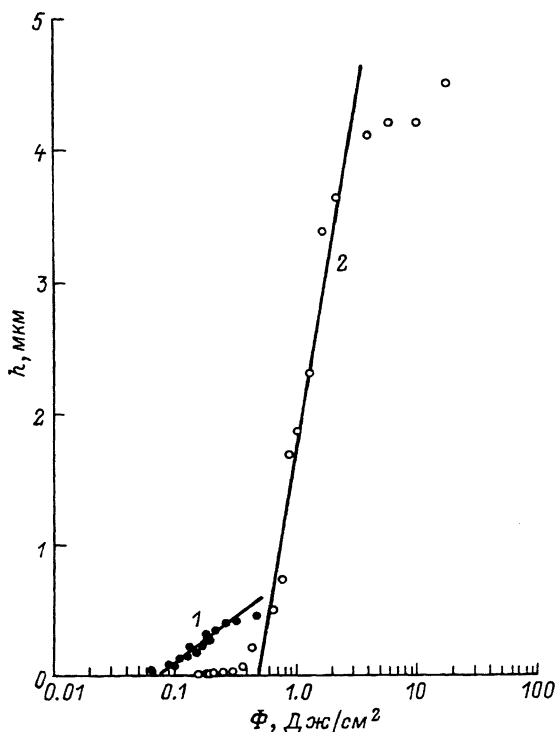
Если интенсивность излучения невысока, а квантовый выход фотохимии и диффузии тепла пренебрежимо малы, то нагрев поверхности хорошо известен:

$$\Delta T_1 = \frac{\alpha \Phi}{\rho C}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения,  $\Phi$  – плотность энергии излучения,  $\rho$  – плотность полимера,  $C$  – его теплоемкость. Реальная микрощероховатость поверхности среды приводит к тому, что локальная объемная плотность поглощенной энергии и нагрев определяются интерференцией прошедшей волны и волн, дифрагировавших на модуляциях границы раздела. Зависимость (1) обеспечивает положительную обратную связь, вызывающую рост амплитуды модуляции, причем при нормальном падении излучения наиболее быстро растет решетка с периодом, близким к длине волны [2]. В нелинейном режиме амплитуда решетки стабилизируется на уровне, соответствующем периодическому полному преобразованию падающей накачки в поверхностные волны [3, 4]. В условиях абляции эти волны могут быть представлены только излучательными модами, после которых локализовано на поверхности полимера [5]. Это значит, что поглощение энергии в течение импульса периодически соответствует поверхностному тепловыделению, для которого нагрев поверхности дается формулой (в случае прямоугольного импульса)

$$\Delta T_2 = 2I \left( \frac{t}{\pi \kappa \rho C} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $I$  – интенсивность,  $t$  – время,  $\kappa$  – теплопроводность. Средний в течение импульса нагрев равен  $\Delta T = (\Delta T_1 \cdot \Delta T_2)^{1/2}$ . При близкой к треугольной, слабо асимметричной форме импульса излучения эксимерных лазеров максимум температуры достигается в момент времени, примерно равный длительности импульса на половине его от его начала. С учетом  $I = \frac{\Phi}{2t_H}$  это дает для плотности энергии всего импульса



Расчетные (линии) и экспериментальные (символы) зависимости глубины абляции ПММА импульсным лазерным излучением с длинами волн 193 (1) и 248 нм (2) от плотности энергии.  $\rho = 1.2 \text{ г/см}^3$ ,  $C = 1.46 \text{ Дж/г}\cdot\text{К}$ ,  $\chi = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}\cdot\text{К}$ ,  $n = 1.49$ ,  $\alpha(193) = 4500 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha(248) = 100 \text{ см}^{-1}$  [5-7].

$$\Phi \approx 2\Delta T (2\alpha)^{-1/2} (\pi \rho^3 C^3 \chi t_H)^{1/4}. \quad (4)$$

При подстановке значений  $\Delta T$ , соответствующих условию  $W = t_H^{-1}$ , формула (4) определяет пороги абляции.

Глубина абляции при заданной плотности энергии определяется положением фронта температуры, соответствующего нагреву  $\Delta T$ . Проникновение накачки вглубь полимера характеризуется величиной  $\alpha^{-1}$ , излучательных мод – стационарной амплитудой поверхностной решетки. При случайной поляризации и слабой фокусировке излучения эксимерных лазеров эта амплитуда равна [3]

$$\frac{\lambda(\sqrt{2}+1)}{2\pi\sqrt{2}n} = B\lambda. \quad (5)$$

Среднее за импульс положение температурного фронта характеризуется величиной  $\left(\frac{B\lambda}{\alpha}\right)^{1/2}$ . Для глубины абляции за импульс имеем

$$h(\phi) \approx \left(\frac{B\lambda}{\alpha}\right)^{1/2} \ln\left(\frac{\phi}{\phi_{пор}}\right). \quad (6)$$

На рисунке приведены расчетные зависимости  $h(\phi)$ , полученные для ПММА по формулам (4, 6) с использованием стандартных значений теплофизических постоянных и показателя преломления [6]. Здесь же показаны соответствующие экспериментальные данные [7]. Видно хорошее совпадение теории и эксперимента при средних плотностях энергии. Существование плавного перехода от нулевых глубин абляции к зависимости (6) вместо резкого порога объясняется тем, что термодеструкция полимера, согласно (1), имеет конечную скорость и при температурах, меньших „пороговой“. Насыщение экспериментальных глубин абляции при высоких плотностях энергии, по-видимому, обусловлено экранировкой излучения продуктами, выбрасываемыми в ходе импульса. Изложенная теория пригодна для описания абляции полимеров, обладающих высокими коэффициентами поглощения, но в этом случае необходимо учитывать диффузию тепла в течение импульса излучения.

Автор благодарит В.Н. Семиногова за полезное обсуждение и препринт [4].

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Venkatesan T. et al // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 382.
- [2] А х м а н о в С.А., Е м е л ь я н о в В.И., К о р о т е в Н.И., С е м и н о г о в В.Н. // УФН. 1985. Т. 147. С. 675.
- [3] Е м е л ь я н о в В.И., С е м и н о г о в В.Н. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 47.
- [4] С е м и н о г о в В.Н., Х у д о б е н к о А.И. Препринт НИЦТЛ АН СССР. Шатура Московской обл. 1988. № 56.
- [5] К о г е л ь н и к Г. Интегральная оптика, М.: Мир, 1978. С. 26.
- [6] Н о в и ч е н о к Л.Н., Ш у л ь м а н З.П. Теплофизические свойства полимеров. Минск: Наука и техника, 1971.

[7] Sutcliffe E., Srinivasan R. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 3315.

Научно-исследовательский центр  
по технологическим лазерам АН СССР

Поступило в Редакцию  
3 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

06.2

© 1990

## ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПОДЛОЖКЕ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАВИННЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ

А.Г. Г а с а н о в, В.М. Г о л о в и н, З.Я. С а д ы г о в,  
Н.Ю. Ю с и п о в

Известно, что одним из недостатков, ограничивающих применение полупроводниковых лавинных фотодиодов для регистрации слабых потоков оптических квантов и ядерных частиц, является присутствие (или образование при эксплуатации) в них отдельных областей микроприбора (микроплазмы). Центрами микроплазмы обычно являются такие неоднородности в полупроводниковой подложке, как дислокация атомов основного вещества, локальные скопления примесей, форма и чистота границ разделов и другие искажения кристаллической решетки, приводящие к неуправляемому развитию лавинного процесса в приборе [1].

Значительное ослабление микроплазменных процессов достигается в многослойных структурах металл – буферный слой – полупроводник на основе систем кремний – двуокись кремния ( $Si - SiO_2$ ) [2, 3] и кремний – карбид кремния ( $Si - SiC$ ) [4, 5]. В этих структурах за счет возможности накопления размноженных носителей заряда на границе полупроводник – буферный слой обеспечивается локальная отрицательная обратная связь в областях микроплазмы, приводящая к стабилизации лавинного процесса по всей рабочей площади прибора.

В данном сообщении изучено влияние искусственно созданных неоднородностей на границах раздела  $Si - SiO_2$  и  $Si - SiC$  на величины коэффициента усиления фототока и напряжения пробоя, соответствующего началу лавинного процесса в структурах.

В рабочем режиме к электродам структур прикладывалось импульсное (в случае системы  $Si - SiO_2$ ) или постоянное (в случае системы  $Si - SiC$ ) напряжение  $V$  с полярностью, соответствующей обеднению границы раздела полупроводник – буферный слой. В качестве источника света использовался светодиод с длиной волны излучения  $\lambda = 0.67$  мкм. Коэффициент усиления в структурах опре-