

# Разрушение поверхности кремния при импульсном воздействии лазерных импульсов

А.Ф.Банишев, В.С.Голубев, А.Ю.Кремнев

---

Исследованы процессы твердофазного разрушения поверхности кремния при импульсном и импульсно-периодическом воздействии коротких импульсов излучения Nd<sup>3+</sup>:YAG-лазера с допороговой плотностью мощности  $I < I_m$ , где  $I_m$  — порог плавления поверхности. Исследования проводились в вакууме ( $P \sim 10^{-2}$  Торр), на воздухе и в атмосфере различных газов ( $P_{\text{газ}} \approx 1$  атм.): активных (кислород, азот, углекислый газ) и пассивных (инертные газы гелий, аргон, криптон). Интерпретация полученных результатов проводилась с позиций механизмов лазерной генерации, накопления и самоорганизации структурных дефектов в приповерхностном слое полупроводников.

---

## 1. Генерация и накопление дефектов в поверхностном слое кремния при воздействии лазерных импульсов в вакууме

Согласно [1,2], основными факторами, уменьшающими порог лазерной генерации точечных дефектов в полупроводниках, являются электронное возбуждение (безызлучательная рекомбинация носителей заряда на дефектах), деформация решетки и увеличение температуры. В результате действия этих факторов энергия образования дефектов  $E_0$  может уменьшиться в несколько раз, а концентрация дефектов достигать значений  $10^{19}$ - $10^{21}$  см<sup>-3</sup>.

Высокая неравновесная концентрация точечных дефектов может приводить к флуктуационному образованию скоплений (сегрегаций) точечных дефектов (например, вакансионные сегрегационные поры), которые при определенных условиях, следующих из энергетических соотношений, трансформируются в дислокационные петли [3-5].

Дальнейший рост дислокаций обусловлен стоком на них точечных дефектов (ТД) [3-8]. Дислокация, как линейный дефект, создает неоднородные напряжения в окружающей среде и силы, действующие на ТД, направленные к линии дислокации. Взаимодействие ТД с дислокацией через поля упругих напряжений приводит к возрастанию концентрации ТД в окрестности дислокации. Дислокация — неравновесный дефект кристаллической структуры, поэтому рост или релаксация дислокации в отсутствие внешних

воздействий определяется концентрацией неравновесных точечных дефектов. При комнатной температуре скорость диффузии ТД мала, поэтому даже при наличии неравновесных ТД рост дислокаций затруднен. При внешних воздействиях, например, при воздействии лазерных импульсов, когда достигаются высокие температуры, сдвиговые напряжения, а также высокие концентрации ТД и их градиентов, могут реализоваться условия для роста дислокаций. Можно ожидать, что эти условия будут выполняться при импульсно-периодическом лазерном воздействии.

### 1.1. Экспериментальная установка и методика исследований

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Образец из монокристаллического бездислокационного кремния с зеркально обработанной поверхностью ориентации (100) помещался в вакуумную камеру ( $P \sim 10^{-2}$  Торр). Облучение проводилось короткими неполяризованными импульсами Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера  $I = (2,5-3,4) \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_p \approx 3 \cdot 10^{-7}$  с. Лазерное излучение фокусировалось на поверхность образца в пятно размером  $r_s \approx 0,3-1,0$  мм. При этом плотность мощности была ниже порога плавления поверхности. Для контроля разрушения проводилось зондирование облучаемого участка лучом пробного He-Ne лазера. Рассеянное излучение пробного лазера регистрировалось под углом 45° к поверхности с

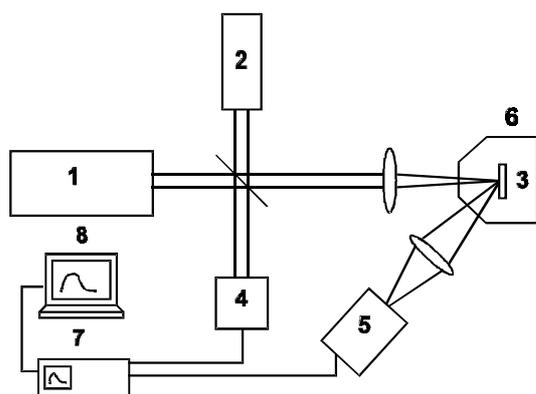


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 — Nd<sup>3+</sup>:YAG лазер, 2 — He-Ne лазер, 3 — образец, 4 — фотоприемник, 5 — монохроматор, 6 — вакуумная камера ( $P \approx 10^{-2}$  Торр), 7 — осциллограф, 8 — компьютер.

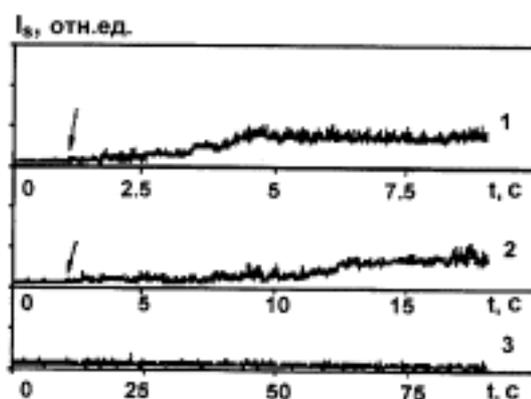


Рис.2. Характерные изменения интенсивности  $I_s$  рассеянного излучения луча пробного лазера в процессе разрушения поверхности образцов при импульсно-периодическом воздействии:  $I=3,4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, стрелкой указано начало разрушения. 1 —  $\tau=50$  мс, 2 —  $\tau=100$  мс, 3 —  $\tau=200$  мс.

помощью монохроматора и фотоумножителя ФЭУ-79. Исследуемые сигналы подавались на вход осциллографа С9-8 и далее на персональный компьютер.

После лазерного воздействия поверхности образцов исследовались с помощью оптического микроскопа, а затем обрабатывались в травителе, состав которого был специально подобран для выявления дислокаций на поверхности кремния (селективный травитель Секко). После травления образцы снова исследовались с помощью оптического микроскопа.

### 1.2. Результаты и их обсуждение

На рис.2 показаны характерные изменения интенсивности рассеянного излучения пробного лазера в процессе разрушения поверхности под воздействием импульсов Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера.

Время разрушения поверхности  $\Delta t$  определялось по временной задержке начала роста рассеянного излучения пробного лазера (на рисунке отмечено стрелкой). Диапазон значений  $I$  определялся: сверху — порогом плавления поверхности  $I < I_m$ , снизу — продолжительностью времени регистрации, так как при уменьшении  $I$  время разрушения  $\Delta t$  быстро увеличивается.

На рис.3 показаны поверхности образцов, обработанные в травителе после воздействия на них лазерных импульсов с  $I \approx 2,8 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> и периодом следования  $\tau \approx 20$  мс в течение соответственно 10, 20, 50 и 100 с. Лунки травления соответствуют местам выхода дислокаций на поверхность. Видно, что первые дислокации начинают появляться через  $\sim 10$  с после

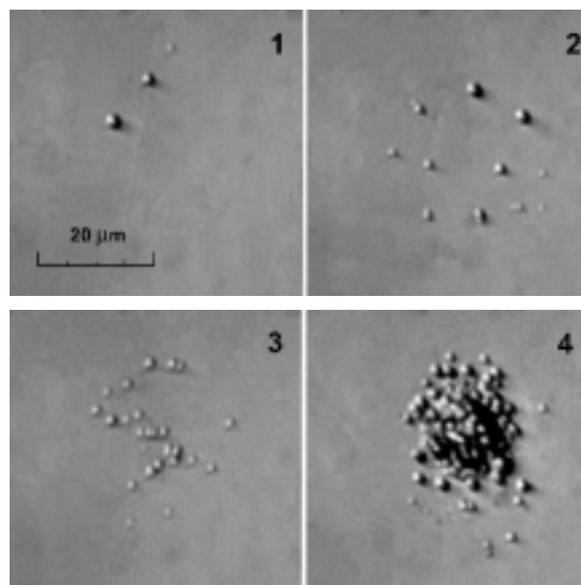


Рис.3. Фотографии поверхности образцов после облучения ( $I=2,8 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau=20$  мс) и обработки в травителе (время облучения: 1 — 10 с, 2 — 20 с, 3 — 50 с, 4 — 100 с).

начала облучения поверхности, т.е. при выбранном режиме облучения после воздействия  $N_d \approx 500$  лазерных импульсов ( $N_d$  — зависящее от  $I$  и  $\tau$  минимальное число лазерных импульсов, воздействие которых приводит к появлению дислокаций). С увеличением времени облучения число дислокаций увеличивается, при этом распределение их на поверхности не имеет определенной ориентации. Увеличение рассеяния пробного луча начинается через  $\Delta t \approx 20$  с после начала облучения, т.е. после воздействия  $N_c \sim 1000$  лазерных импульсов ( $N_c$  —

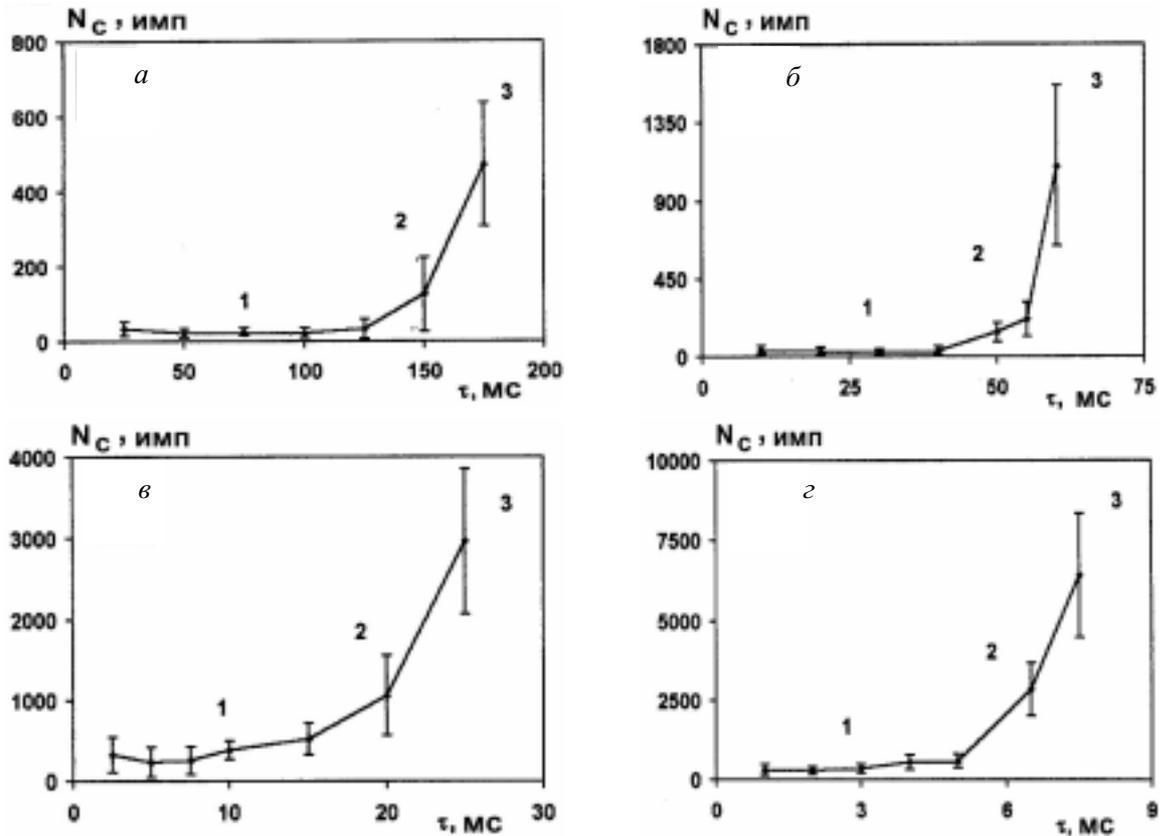


Рис.4. Зависимости критического числа  $N_c$  от плотности мощности и периода следования лазерных импульсов  $N_c=N(I, \tau)$ . а)  $I=3,4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_s \approx 100$  мс,  $\tau_1 \approx 175$  мс; б)  $I=3,1 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_s \approx 40$  мс,  $\tau_1 \approx 60$  мс; в)  $I=2,8 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_s \approx 10$  мс,  $\tau_1 \approx 25$  мс; г)  $I=2,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_s \approx 4$  мс,  $\tau_1 \approx 8$  мс.

критическое число импульсов). Плотность дислокаций к этому моменту достигает  $\rho_d \sim 10^6-10^7$  см<sup>-2</sup>.

На рис.4 приведены зависимости критического числа импульсов  $N_c$  от периода их следования  $\tau$  при различных значениях плотности мощности  $I$ . Критическое число лазерных импульсов  $N_c$ , воздействие которых приводит к разрушению поверхности, определялось как  $N_c = \Delta t / \tau$ , где  $\Delta t$  — усредненная по десяти измерениям временная задержка начала роста рассеяния пробного луча относительно начала облучения поверхности импульсами Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера.

Из графиков зависимостей  $N_c=N(I, \tau)$  можно определить для каждого значения  $I$  верхнее предельное значение периода следования импульсов  $\tau_1$ , такое, что при  $\tau > \tau_1$  разрушения поверхности в эксперименте не зарегистрировано (например, при  $I=3,4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\tau=200$  мс разрушения поверхности в течение 5 минут облучения не наблюдалось, поэтому условно можно принять, что  $\Delta t, N_c \rightarrow \infty$ ), и нижнее предельное значение  $\tau_s$  (при  $\tau < \tau_s$  число импульсов  $N_c$  практически не зависит от  $\tau$ ).

Таким образом, можно выделить три режима воздействия лазерных импульсов, при которых процесс разрушения поверхности развивается по-разному (рис.4): (i)  $\tau \leq \tau_s(I)$  — высокочастотный режим облучения, в этом случае при заданном  $I$  величина  $N_c \approx \Delta t / \tau \approx \text{const}$ , т.е. для разрушения поверхности необходимо  $N_c(I)$  импульсов, и это число не зависит от периода  $\tau$ ; (ii)  $\tau_s(I) \leq \tau \leq \tau_1(I)$  — в этом случае критическое число импульсов  $N_c(I, \tau)$  зависит от  $\tau$ , т.е.  $N_c(I, \tau)$  увеличивается при увеличении  $\tau$ ; (iii)  $\tau > \tau_1(I)$  — низкочастотный режим облучения, твердофазного разрушения поверхности не наблюдается.

При последующей обработке образцов в травителе и исследовании с помощью микроскопа дислокаций не обнаружено.

Из рис.4 видно, что с увеличением  $I$  число импульсов  $N_c$  быстро уменьшается и при  $I = 3,4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau \leq 100$  мс составляет всего  $N_c \approx 20-40$ . При приближении к порогу плавления поверхности, ( $I_m \approx 3,6 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>) плавление наступает раньше, чем твердофазное разрушение, связанное с генерацией

дислокаций. После облучения одиночными импульсами с  $I$ , близкими к  $I_m$ , дислокаций в поверхностном слое образца не обнаружено.

Согласно приведенным результатам, после воздействия коротких одиночных лазерных импульсов с  $I$  вплоть до порога плавления поверхности  $I_m$ , дислокаций в поверхностном слое образца не обнаружено. В то же время, как следует из работ [8-12], воздействие длинных одиночных лазерных импульсов и непрерывного излучения с  $I < I_m$  может приводить как к генерации дислокаций, так и к образованию структур дислокаций. Таким образом, отсутствие их при облучении коротким одиночным импульсом указывает на существенную зависимость процесса образования дислокаций от длительности лазерного импульса  $\tau_p$ . Можно предположить, что число и размеры образующихся дислокаций (размеры дислокационных петель) пропорциональны  $\tau_p$ , и после обработки в травителе обнаруживаются только наиболее крупные дислокации, размер которых больше толщины протравленного поверхностного слоя. Если для оценок принять, что толщина протравленного слоя примерно равна максимальному размеру ямок травления, который в данном эксперименте составляет  $d \approx 0,5-1$  мкм, то можно считать, что при облучении коротким одиночным импульсом размер образующихся дислокаций значительно меньше 1 мкм.

С увеличением числа воздействующих лазерных импульсов  $k$  происходит рост дислокаций, размер которых  $R_k$  при  $N_d < k < N_c$  достигает  $R_k \approx d \approx 0,5-1$  мкм. При этом  $N_d$  и  $N_c$ , как отмечалось выше, зависят от  $I$  и  $\tau$ . Следует заметить, что зависимость  $N_d$  и  $N_c$  от периода следования лазерных импульсов  $\tau$  не связана с “накоплением” температуры от импульса к импульсу, так как временной интервал между лазерными импульсами значительно больше времени остывания поверхности образца.

Качественно образование и увеличение размера дислокации  $R_k$  ( $R_k$  — радиус дислокационного диска после воздействия  $k$  импульсов) в зависимости от числа лазерных импульсов  $k$  можно интерпретировать следующим образом. В течение действия лазерного импульса происходит разогрев тонкого поверхностного слоя толщиной  $h \sim (c\tau_p)^{1/2} \approx (2-3) \cdot 10^{-4}$  см и генерация в нем значительной концентрации  $n \sim 10^{19}-10^{21}$  см<sup>-3</sup> точечных дефектов. Наличие концентрационных и термонапряжений приводит к флуктуационному зарождению и росту дислокаций. За время между импульсами температура быстро падает до начальной, а концентрация дефектов в результате взаимной рекомбинации, диффузии и стока уменьшается, в результате прекращается рост

дислокаций и начинается обратный процесс релаксации. Конкуренция процессов роста и релаксации дислокаций в конечном итоге и определяет разрушение поверхности. Вид экспериментальных зависимостей  $N_c = N(I, \tau)$  (рис.4) и результаты наблюдений поверхности образцов с помощью микроскопа после лазерного воздействия позволяют сделать следующие предположения:

1. Существует корреляция между изменениями плотности точечных дефектов  $n(z, t)$  и размером дислокаций  $R_k$ .

2. Во время действия  $k$ -го лазерного импульса размер дислокации увеличивается на  $\Delta R_k$ , а в период между импульсами уменьшается (дислокация релаксирует)  $(R_k - R_{k0}) \approx (R_k^+ - R_{k0}) \exp(-\tau/\tau_0)$ , где  $\tau_0$  — постоянная времени релаксации дислокации,  $R_k^+$  — размер дислокации к концу  $k$ -го импульса,  $R_{k0} \approx R_k^+ \exp(-\tau_r/\tau_0)$  — остаточный размер дислокации после  $k$ -го импульса,  $\tau_r$  — время релаксации дислокации.

Допустим, что точечный дефект поглотится дислокацией, если приблизится к ядру дислокации на расстояние меньше  $r_c$ . Для скорости поглощения дефектов можно написать  $dm/dt \approx SJ$ , где  $m = \pi R_k^2/a^2$  — количество дефектов в дислокационном диске радиуса  $R_k$ ,  $S = 4\pi R_k r_c$  — сечение поглощения дефектов дислокацией,  $J$  — поток дефектов. Тогда, для скорости роста  $V_k(n, T)$  радиуса дислокационного диска  $R_k$  за счет стока на нее дефектов, можно написать:

$$V_k = \frac{dR_k}{dt} \approx 2a^2 r_c J, \quad (1)$$

где  $a$  — межатомное расстояние в кремнии,  $J$  — результирующий поток дефектов.

Как видно из (1), скорость роста дислокации определяется потоком дефектов  $J$  и не зависит от размера  $R_k$ . Увеличение размера дислокации за время действия  $k$ -го импульса определяется как

$$\Delta R_k = \int_0^{\tau_p} V_k dt. \text{ Поэтому можно считать, что и } \Delta R_k \text{ не}$$

зависит от  $R_k$  и номера импульса, т.е.  $\Delta R_k \approx \Delta R$ .

Введем обозначения:

$$A = \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right), \quad A_1 = \exp\left(-\frac{\tau_r}{\tau_0}\right). \quad (2)$$

Пусть размер дислокации к концу первого лазерного импульса равен:

$$\Delta R_1^+ = \Delta R, \quad (3)$$

тогда к концу второго импульса можно написать

$$R_2^+ \approx R_1 + \Delta R = \Delta R [1 + (A_1 + A - A_1 A)], \quad (4)$$

к концу третьего импульса:

$$R_3^+ = \Delta R \times [1 + (A_1 + A - A_1 A) + (A_1 + A - A_1 A)^2], \quad (5)$$

и т.д.

Тогда с учетом принятых допущений можно записать выражение для оценки размера дислокации к концу  $k$ -го импульса:

$$R_k^+ \approx \Delta R \times \sum_{p=0}^{k-1} \left[ \exp\left(-\frac{\tau_r}{\tau_0}\right) + \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) - \exp\left(-\frac{\tau_r + \tau}{\tau_0}\right) \right]^p. \quad (6)$$

Для определения  $\Delta R$  оценим поток  $J$  в период действия лазерного импульса. Все оценки будут проводиться только для вакансий (аналогичные оценки можно провести и для междоузлий).

Так как в данном эксперименте выполняется условие  $r_s/h \gg 1$ , то в последующих оценках можно рассматривать одномерный поток  $J(z,t)$ , направленный вдоль координаты  $z$  перпендикулярно к поверхности образца.

Основной вклад в  $J(z,t)$  дают следующие слагаемые [6,7,13,14]:

$$J = D \text{grad}(n) + \frac{Dn}{kT} \text{grad}(U_{df}), \quad (7)$$

где  $D(z,t)$  — коэффициент диффузии дефектов,  $n(z,t)$  — концентрация дефектов,  $j_{df} = D \text{grad}(n)$  — диффузионный поток,  $j_{dr} = (Dn/kT) \text{grad}(U_{df})$  — дрейфовый поток,  $U_{df}(z) = K \Delta \Omega \text{div}(u)$  — потенциал деформации кристалла, обусловленный наличием дефектов и нагревом:

$$U_{df} = K \Delta \Omega \text{div}(u_d) + K \Delta \Omega \text{div}(u_T), \quad (8)$$

где  $\text{div}(u_d) = \Delta \Omega n$ ,  $\text{div}(u_T) = [(1+\nu)\alpha/3(1-\nu)]T$ . Тогда для потенциала деформации можно записать

$$U_{df} = K \Delta \Omega^2 n + \frac{(1+\nu)K \Delta \Omega \alpha}{3(1-\nu)} T, \quad (9)$$

где  $K = \frac{2(1+\nu)G}{3(1-2\nu)}$  — модуль всестороннего сжатия,

$\alpha$  — коэффициент теплового расширения,  $\mu$  — коэффициент Пуассона,  $G$  — модуль сдвига,  $\Delta \Omega \approx (0,3-0,6)a^3$  — дилатационный объем (для вакансий  $\Delta \Omega < 0$ ),  $k_b$  — постоянная Больцмана.

Тогда для результирующего потока дефектов можно записать:

$$J = j_{df} + j_{dr1} + j_{dr2}, \quad (10)$$

где

$$j_{df} = -D \frac{dn}{dz}, \quad j_{dr1} = \frac{2(1+\nu)G(\Delta \Omega)^2 Dn}{3(1-2\nu)k_b T} \frac{dn}{dz}, \quad (11)$$

$$j_{dr2} = \frac{4(1-\nu^2)G \Delta \Omega \alpha Dn}{3(1-2\nu)^2 k_b T} \frac{dT}{dz}, \quad (12)$$

где  $j_{df}$  — поток, обусловленный градиентом концентрации вакансий (обычная диффузия), — направлен вглубь кристалла, а дополнительные потоки вакансий, возникающие при учете деформации кристалла за счет градиента концентрации вакансий ( $j_{dr1}$ ) или температуры ( $j_{dr2}$ ), направлены к поверхности кристалла.

Определим увеличение размера дислокации  $\Delta R$  в течение действия лазерного импульса. Будем считать, что концентрация вакансий во время действия импульса определяется выражением:

$$n(z,t) = n_0 \exp\left[-\frac{E_v}{k_b T(z,t)}\right], \quad (13)$$

где  $E_v \approx E_{v0} - (\Delta E_e + \Delta E_i + \Delta E_n)$ ,  $E_{v0}$  — первоначальная энергия образования вакансий,  $\Delta E_e$ ,  $\Delta E_i$ ,  $\Delta E_n$  — увеличение энергии вакансии за счет возбуждения электронно-дырочных пар, повышения температуры и концентрации вакансий соответственно,  $E_v$  — перенормированная энергия образования вакансий, являющаяся сложной функцией быстроменяющихся параметров (температуры, концентрации и электронного возбуждения). В работе [14] проводились оценки значения  $E_v$  при воздействии коротких лазерных импульсов на кремний, согласно которым  $E_v \approx 1$  эВ. Подставляя в (11),

$$\frac{dn}{dz} = \frac{nE_v}{k_b T^2} \frac{dT}{dz} \approx \frac{nE_v \Delta T}{k_b T^2 h}, \quad (14)$$

где  $\Delta T = T - T_0$ , запишем окончательное выражение для  $\Delta R$ :

$$\Delta R \approx 2a^2 r_c \int_0^{\tau_p} (j_{df} + j_{dr1} + j_{dr2}) dt, \quad (15)$$

где

$$j_{df} = -\frac{DnE_v}{k_b T^2} \frac{\Delta T}{h},$$

$$j_{dr1} = \frac{2(1+\nu)G(\Delta \Omega)^2 Dn^2 E_v}{3(1-2\nu)k_b^2 T^3} \frac{\Delta T}{h}, \quad (16)$$

$$j_{dr2} = \frac{4(1-v^2)G\Delta\Omega\alpha}{3(1-2v)^2} \frac{Dn}{k_b T} \frac{\Delta T}{h},$$

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_{mv}}{k_b T}\right). \quad (17)$$

Изменение температуры поверхностного слоя при воздействии короткого лазерного импульса можно записать, используя выражение для  $T(r,t)$  из [15], преобразуя ее для одномерного случая:

$$T(z,t) = \frac{2AI}{c\rho} \int_0^t f(\tau^*) \frac{\exp\left[-\frac{z^2}{4\chi(t-\tau^*)}\right]}{\sqrt{4\pi\chi(t-\tau^*)}} d\tau^*, \quad (18)$$

где  $f(\tau) = K(\tau^*/\tau_p)^b \exp(-\tau^*/\tau_p)^c$  — форма импульса, значения  $K=12,5$ ;  $b=1$  и  $c=3$  определялись методом подбора из условия совпадения с реальной формой импульса, а также совпадения  $T(z,t)$ , вычисленной по (18) при  $I \approx I_m$  ( $I_m$  — порог плавления поверхности, определяемый из эксперимента), с известной температурой плавления  $T_m$ .

На рис.5 показана выбранная форма лазерного импульса  $f(\tau)$  и рассчитанное по формуле (18)

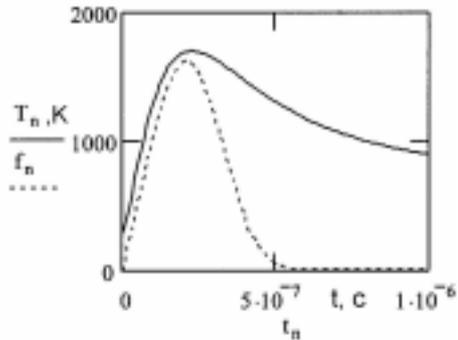


Рис.5. Форма лазерного импульса  $f(\tau)$  и изменение температуры поверхности  $T(z=0,\tau)$ .

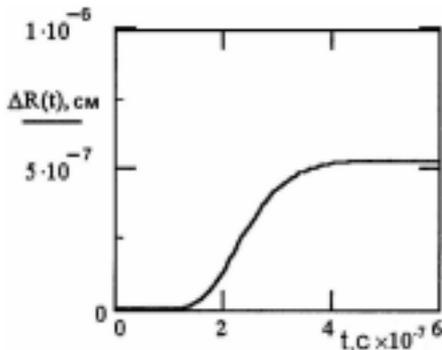


Рис.6. Увеличение размера дислокации  $\Delta R$  во время действия лазерного импульса.

изменение температуры поверхности  $T(z=0,\tau)$  в центре лазерного пятна в процессе воздействия лазерного импульса.

Определение  $\Delta R$  из выражения (15) представляет значительные сложности, так как имеет место рекомбинация точечных дефектов, а кроме этого  $D$  и  $n$  зависят от температуры  $T(z,t)$ , изменяющейся в течение лазерного импульса. Поэтому оценим максимальное значение  $\Delta R$  с использованием компьютерных методов расчета. Используя (15), (16), запишем выражение для  $\Delta R$ :

$$\Delta R(t = \tau_p) \approx 2a^2 r_c \times \int_0^{\tau_p} \frac{Dn}{kT} \left[ \frac{4(1-v^2)G\Delta\Omega\alpha}{3(1-2v)^2} - \frac{E_v}{T} + \frac{2(1+v)G\Delta\Omega^2\alpha E_v n}{3(1-2v)kT^2} \right] \times \frac{(T-T_0)}{h} dt. \quad (19)$$

Подставляя в (19) численные значения  $I=3,4 \cdot 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup>,  $D_0 \approx a^2 \nu_D$ ,  $a \approx 5,4 \cdot 10^{-10}$  м,  $\nu_D \approx 2 \cdot 10^{13}$  с<sup>-1</sup> — частота Дебая,  $E_{mv} \approx 0,33$  эВ — энергия миграции вакансии [16,17],  $E_v \approx 1$  эВ,  $n_0 \approx 5 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup>,  $T_0 = 300$  К,  $h \approx 3 \cdot 10^{-6}$  м,  $\Delta\Omega \approx 0,6a^3$  [6],  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К, для значений  $z = 0-10^{-6}$  м получим  $\Delta R \approx (12-0,2)r_c$  соответственно. Если условием поглощения вакансий дислокацией считать  $U_{df}(r_c) \approx E_{mv}$ , где

$$U_{df}(r_c) \approx \frac{2(1+v)G\Delta\Omega a}{5\pi(1-v)r_c} \quad (20)$$

— увеличение энергии вакансии в поле деформаций дислокации, то получим  $r_c \approx 5 \cdot 10^{-9}$  м. Тогда  $\Delta R \approx (60-1) \cdot 10^{-9}$  м, или  $r_c \approx 5 \cdot 10^{-7}$  см,  $\Delta R \approx (60-1) \cdot 10^{-7}$  см.

На рис.6 показано рассчитанное по формуле (19) увеличение размера дислокаций  $\Delta R$  в течение действия лазерного импульса. Оценки проводились для значения  $I$ , близкого к порогу плавления поверхности, однако даже в этом случае за время действия одного лазерного импульса увеличение длины дислокаций  $\Delta R \ll 1$  мкм. Кроме того, из оценок следует, что  $\Delta R$  быстро уменьшается с расстоянием от поверхности.

Используя выражения (6), (15) и экспериментальные зависимости на рис.4, проведем оценку размеров дислокаций.

$I \cdot \tau \leq \tau_c$ . Слабая зависимость  $N_c$  от  $\tau$  в этом случае (рис.4, режим  $I$ ) указывает на то, что увеличение размера дислокации  $\Delta R$  за время действия лазерного импульса значительно больше релаксации за время между импульсами и поэтому можно считать  $R_k^+(k=N_c) \approx N_c \Delta R$ . Из (19) ( $z=0$ ) находим  $\Delta R(I_1) \approx 6 \cdot 10^{-6}$  см,  $\Delta R(I_2) \approx 2 \cdot 10^{-6}$  см,  $\Delta R(I_3) \approx 4 \cdot 10^{-7}$  см,

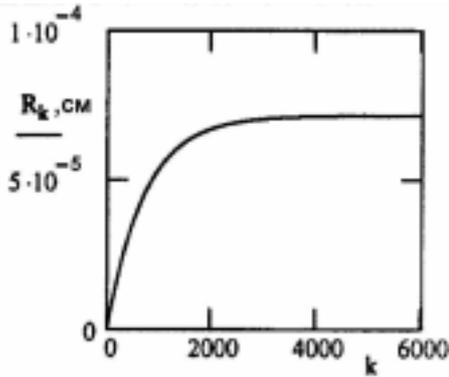


Рис. 7. Увеличение размера дислокационного диска от числа воздействующих лазерных импульсов с плотностью мощности  $I=2,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, и периодом следования  $\tau \leq \tau_s \approx 4$  мс. Видно, что радиус дислокационного диска  $R_k$  увеличивается до  $7 \cdot 10^{-5}$  см.

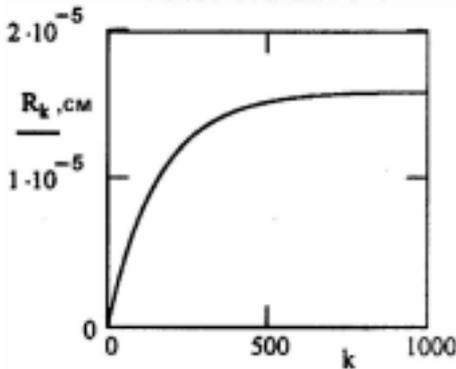


Рис. 8. Увеличение размера дислокационного диска от числа воздействующих лазерных импульсов с плотностью мощности  $I=2,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, и периодом следования  $\tau \geq \tau_1 \approx 8$  мс. Видно, что радиус дислокационного диска  $R_k$  при любом числе импульсов  $k$  не превышает  $1,6 \cdot 10^{-5}$  см.

$\Delta R(I_4) \approx 1 \cdot 10^{-7}$  см. Из рис. 4 для выбранных значений  $I$  определяем  $N_c(I_1) \approx 20$ ,  $N_c(I_2) \approx 40$ ,  $N_c(I_3) \approx 250$ ,  $N_c(I_4) \approx 400$ , тогда  $R_k^+(I_1) \approx 1$  мкм,  $R_k^+(I_2) \approx 0,8$  мкм,  $R_k^+(I_3) \approx 1$  мкм,  $R_k^+(I_4) \approx 0,4$  мкм, что качественно согласуется с наблюдаемым в эксперименте увеличением рассеяния при воздействии  $N_c$  лазерных импульсов, так как размеры рассеивающих неоднородностей (дислокаций) при этом должны быть соизмеримы с длиной волны пробного лазера.

II.  $\tau_s \leq \tau \leq \tau_1$ . В этом случае начинают влиять релаксационные процессы, и зависимость размера дислокаций  $R_k$  от числа лазерных импульсов определяется выражением (6). Тогда  $R_k$  при  $\tau = \tau_s$  и  $k = N_c$ , как следует из предыдущего случая, составляет в среднем  $\sim 0,8$  мкм. Если подставить в выражение (6)  $R_k^+ \approx 0,8$  мкм и соответствующие значения  $\tau = \tau_s$ ,  $k = N_c$ ,

$\Delta R$  для любых двух значений  $I$  из рис. 4, например,  $\tau_s(I_1) \approx 10^{-1}$  с,  $N_c(I_1) \approx 20$ ,  $\Delta R(I_1) \approx 6 \cdot 10^{-6}$  см и  $\tau_s(I_2) \approx 4 \cdot 10^{-2}$  с,  $N_c(I_2) \approx 40$ ,  $\Delta R(I_2) \approx 2 \cdot 10^{-6}$  см, то можно определить  $\tau_0 \approx 1$  с,  $\tau_1 \approx 1,2$  с.

III.  $\tau > \tau_1$ . Подставляя  $\tau_0 \approx 1$  с,  $\tau_1 \approx 1,2$  с в (6), находим, что для любых  $\tau$  и  $k$  размер образующихся дислокаций меньше 0,5 мкм, и, вероятно, поэтому они не проявляются в рассеянии пробного луча и не обнаруживаются с помощью микроскопа.

## 2. Генерация дефектов в поверхностном слое кремния при воздействии лазерных импульсов в газовой атмосфере. Ускоренная диффузия газа в обогащенном дефектами поверхностном слое

Известно, что воздействие достаточно мощного лазерного излучения на полупроводники приводит к значительному увеличению коэффициентов диффузии атомов. Это явление давно используется в таких приложениях лазерной технологии как лазерное легирование и лазерный отжиг [18-21]. Лазерное воздействие приводит к ускорению диффузии примесей на 4-10 порядков по сравнению с обычной термоактивационной диффузией [19-34]. Выделяют два аспекта лазерного влияния на диффузию — термический и нетермический. Термическое влияние связывается с возможностью создания огромных градиентов температуры и термонапряжений, что может являться причиной ускоренной диффузии [22-27]. Нетермическое действие лазерного излучения связывается с возбуждением электронных состояний [28-31], экситонов и электронно-дырочной плазмы, локализация возбуждения которых на примеси может существенно увеличить скорость диффузии последней. Известны также работы, в которых высокие скорости диффузии при лазерном отжиге связывают с локальным плавлением поверхности [32]. Отмечается, что температура локального плавления поверхности может быть существенно ниже объемного плавления, например, при воздействии лазерного импульса длительностью  $\sim 30$  нс на кремний локальное плавление начинается на  $500-550^\circ\text{C}$  раньше объемного. Исследованию радиационно-стимулированной диффузии и процессов дефектообразования (при воздействии лазерного и не лазерного излучения) посвящено множество работ [18-38], однако природа аномального увеличения диффузии до настоящего времени остается не до конца изученной. Практически не исследовано влияние лазерно-индуцированных неравновесных структурных дефектов на скорость диффузии примесей. Огромная концентрация лазерно-индуцированных вакансий и междоузельных атомов ( $\sim 10^{19}-10^{21}$  см<sup>-3</sup>), которая

достигается в момент действия лазерного импульса, может существенно изменить диффузию примесных атомов, протекающую по вакансионному или междоузельному механизму.

Известно, также [39,40], что дислокации (границы зерен и фаз) являются путями ускоренной диффузии для собственных дефектов и примесных атомов. Коэффициенты диффузии по дислокациям  $D_d$  могут на несколько порядков превышать коэффициенты объемной диффузии  $D_g$ . В расчетах дислокацию (ядро дислокации) представляют в виде трубки радиусом  $r_d$ , в которой  $D_d \gg D_g$ , а через стенки может происходить отвод диффундирующих атомов в объем кристалла. Результирующий коэффициент диффузии имеет вид [39]

$$D = \left(1 - \frac{t_d}{t_g}\right) D_g + \frac{t_d}{t_g} D_d, \quad (21)$$

где  $t_d$  и  $t_g$  — среднее время нахождения диффундирующего атома в дислокационной трубке и в объеме кристалла.

$$\frac{t_d}{t_g} \approx \pi r_d^2 \rho_d, \quad (22)$$

где  $\rho_d$  — плотность дислокаций. Тогда

$$D = D_g + \pi r_0^2 \rho_d D_d. \quad (23)$$

В работе [40] приведены уравнения диффузии примеси по дислокации и по объему кристалла, совместное решение которых позволяет определить концентрацию примеси в материале.

При пониженных температурах  $T < (0,3-0,5)T_{пл}$  диффузия по дислокациям может стать преобладающим каналом диффузии примеси в материал.

В работах [41-43] исследовалось твердофазное разрушение поверхности кремния при воздействии субмикросекундных лазерных импульсов на воздухе. Было обнаружено, что воздействие лазерного импульса инициирует всплеск интенсивности рассеянного излучения зондирующего лазера. Длительность сигнала аномального рассеяния составляла  $\sim 0,5$  с (на полувысоте), что почти на шесть порядков превышает длительность воздействующего лазерного импульса. С другой стороны, в работах [44] было показано, что если образец находится в вакууме, то воздействие одиночных импульсов не приводит к видимым (по результатам используемых методов диагностики) структурным изменениям поверхности, а процесс разрушения поверхности носит накопительный характер и связан с генерацией и ростом дислокаций при воздействии серии импульсов.

Результаты этих экспериментов однозначно указывают на то, что наличие атмосферы окружающего газа стимулирует образование рассеивающих неоднородностей в поверхностном слое кремния при воздействии лазерных импульсов.

В данном разделе приводятся результаты исследования влияния внешней атмосферы и типа газа на порог интенсивного дефектообразования и разрушения поверхности кремния при воздействии лазерных импульсов. Наблюдаемые аномалии в рассеянии зондирующего излучения связываются с образованием локальных неоднородностей (рассеивающих центров) в поверхностном слое кремния, представляющих собой систему “дислокация+облако примесных атомов”.

### 2.1. Исследование изменений рельефа поверхности кремния на воздухе

Эксперименты проводились на установке, приведенной на рис.1. На рис.9 показаны осциллограммы изменения интенсивности рассеянного излучения пробного He-Ne лазера поверхностью кремния, облучаемого импульсами Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера на воздухе и для сравнения в вакууме. Как видно, в результате действия импульса Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера на воздухе происходит скачкообразное увеличение рассеяния  $I_s$ , причем длительность сигнала рассеяния составляет  $t \approx 0,2-0,5$  с, что почти на шесть порядков больше длительности воздействия импульса Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера на поверхность. Максимум сигнала рассеяния достигается через  $t^+ \approx 0,1-0,2$  с после окончания импульса Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера. Длительность спада составляет  $t^- \approx 0,2-0,3$  с. При уменьшении

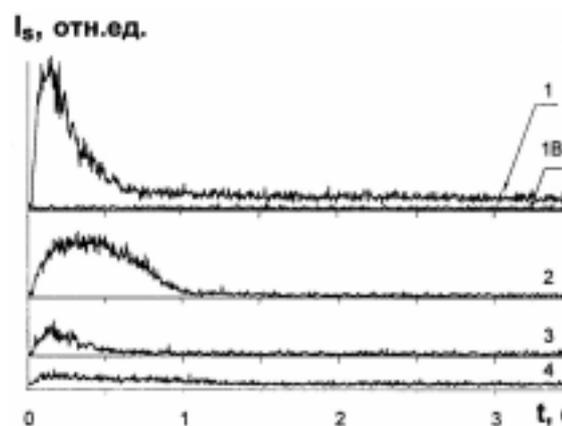


Рис.9. Изменение рассеяния пробного луча He-Ne лазера на поверхности кремния при последовательном воздействии одиночных импульсов Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера ( $I=2,5 \cdot 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>): цифры (1-4) соответствуют числу импульсов (воздух), 1В — соответствует рассеянию пробного луча при облучении в вакууме  $P \approx 10^{-2}$  Торр.

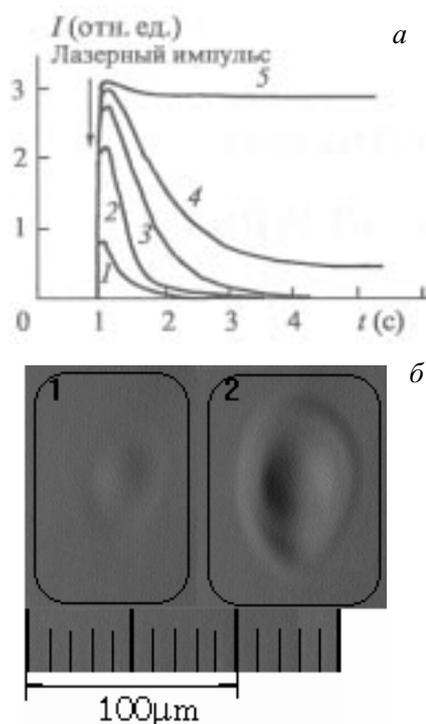


Рис. 10 а) Изменение рассеяния излучения He-Ne лазера от поверхности кремния при облучении импульсами Nd:YAG лазера. 1 —  $I=0,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, 2 —  $I=1 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, 3 —  $I=3 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, 4 —  $I=3,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (порог плавления поверхности), 5 —  $I=5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. б) Фотографии поверхности кремния после воздействия импульсов Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера. 1 —  $I=3,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, 2 —  $I=5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,

давления в камере интенсивность рассеянного излучения быстро падает и при  $P \approx 10^{-1}$  Торр сигнал практически полностью исчезает. Каждое последующее облучение одного и того же участка поверхности приводит к быстрому уменьшению амплитуды сигнала рассеянного излучения.

На рис.10а приведены осциллограммы изменения интенсивности рассеянного излучения в зависимости от плотности мощности воздействующего лазерного импульса. Каждая кривая получалась при облучении свежего участка поверхности образца. Видно, что с увеличением плотности мощности лазерного импульса увеличивается амплитуда рассеянного излучения. Плавление поверхности приводит к необратимым изменениям амплитуды рассеянного излучения. На рис.10б показаны фотографии, соответствующие началу плавления поверхности.

Увеличение рассеяния указывает на появление неоднородностей рельефа поверхности (первоначально плоской и зеркально гладкой) в результате действия импульса Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера. Основными

причинами изменения рельефа поверхности в твердой фазе могут быть термодиформация и деформация за счет генерации значительной концентрации структурных дефектов в поверхностном слое. Термодиформация обусловлена нагревом поверхностного слоя, а поскольку температура поверхности быстро падает ( $t_{\text{ост}} \sim \alpha^{-2} \chi^{-1} \approx 10^{-7}$  с, что значительно меньше длительности сигнала рассеяния) после окончания лазерного импульса, то также быстро должны исчезать и термодиформации. Поэтому существование такого продолжительного по времени сигнала рассеяния трудно объяснить термодиформациями поверхности. Изменения рельефа поверхности, связанные с генерацией дефектов и их последующей медленной рекомбинацией, вероятно, также не могут быть причиной наблюдаемого явления, так как в вакууме скачка рассеяния не наблюдается, в то время как нагрев и генерация дефектов имеет место. Ранее уже отмечалось, что рост рассеяния от поверхности кремния в вакууме начинает наблюдаться только при многократном воздействии лазерных импульсов, когда размер дислокаций становится соизмеримым с длиной волны пробного лазера.

Таким образом, можно полагать, что скачок интенсивности рассеяния при воздействии одиночного импульса в атмосфере воздуха связан с влиянием окружающего газа, предположительно, с диффузией атомов газа в поверхностный слой.

В связи с этим представляет интерес провести исследования влияния различных газов, таких как кислород, азот, углекислый газ, содержащихся в воздухе и способных образовывать химические соединения с кремнием при высоких температурах, и инертных газов — гелия, аргона, криптона, которые не образуют соединений.

## 2.2. Формирование неоднородностей рельефа поверхности при воздействии лазерных импульсов в атмосфере различных газов

На рис.11 показаны изменения амплитуды рассеянного излучения при облучении поверхности кремния субмикросекундными лазерными импульсами в атмосфере различных газов. Согласно литературным данным, все выбранные газы (кроме азота) занимают в кремнии междоузельное положение и диффундируют по прямому междоузельному механизму. Известно, что междоузельные атомы в кремнии характеризуются достаточно высокой подвижностью.

Из рис.11 видно, что при одинаковых условиях облучения поверхности, амплитуда рассеяния в

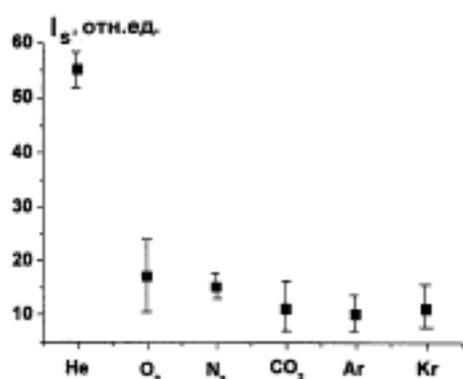


Рис.11. Изменение амплитуды рассеянного излучения  $I_s$  He-Ne лазера в атмосфере различных газов при постоянной плотности мощности воздействующих импульсов Nd:YAG лазера ( $I=2,5 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ ).

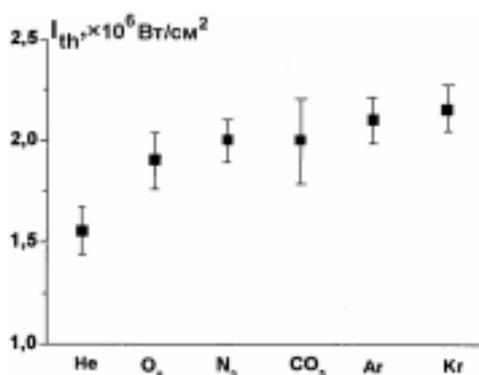


Рис.12. Изменение пороговых значений плотности мощности  $I_{th}$  воздействующих импульсов Nd:YAG лазера, приводящих к появлению рассеянного излучения луча пробного He-Ne лазера от поверхности кремния при облучении в атмосфере различных газов.

атмосфере гелия в 3-4 раза выше, чем в остальных газах. Для остальных газов наблюдается тенденция к уменьшению амплитуды рассеяния в следующей последовательности O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, Ar, Kr. На рис.12 приведены в порядке возрастания пороги по  $I_{th,las}$  появления сигнала рассеяния в выбранных газах. Как видно, в атмосфере гелия  $I_{th,las}$  заметно ниже (на 25-35%), чем в остальных газах. Напомним, что выбранные газы существенно отличаются друг от друга атомными размерами (в несколько раз), химической активностью, растворимостью (на несколько порядков) и коэффициентами диффузии (на несколько порядков). Из приведенных результатов следует, что порог образования неоднородностей рельефа поверхности и их “рассеивающие” свойства зависят от типа окружающего газа.

Наиболее вероятной причиной роста неоднородностей может быть диффузия окружающего газа

в обогащенный дефектами поверхностный слой. Можно предложить следующую модель для объяснения наблюдаемого явления.

Действие лазерного импульса приводит к разогреву поверхностного слоя, температура которого определяется выражением (18). Одновременно активируются диффузия газа в поверхностный слой и интенсивная генерация структурных дефектов: вакансий, междоузлий, а также начинается зарождение и рост дислокаций и диффузия газа вдоль дислокационной трубки вглубь кристалла. Таким образом, в процессе действия лазерного излучения в поверхностном слое  $\Delta z$  образуется повышенная концентрация дефектов (примесей, вакансий, междоузлий) и соответствующие градиенты температуры  $\partial T/\partial z$  и концентраций  $\partial n_i/\partial z$  вглубь материала.

Нагрев и высокая концентрация точечных дефектов приводят к деформации (к выпучиванию) поверхности. Кроме того, возможно образование и рост макродефектов: пор, дислокаций и микротрещин. Следовательно, причиной рассеяния зондирующего излучения в этом случае может быть как “выпучивание” поверхности за счет совместного действия нагрева и накопления точечных дефектов, так и рост в поверхностном слое локальных неоднородностей: макродефектов размером  $d \sim \lambda$ , где  $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$  — длина волны зондирующего лазера. Однако при используемой геометрии регистрации рассеянного излучения ( $\alpha \approx 45^\circ$ ), рассеянное излучение от “выпученной” поверхности не регистрируется, так как углы рассеяния  $\varphi_s \sim \alpha h(t) \Delta T / r_0$  (где  $\alpha$  — коэффициент термического расширения,  $\Delta T$  — температура поверхности,  $h$  и  $r_0$  — толщина и радиус прогреваемой области соответственно,  $h \ll r_0$ ) намного меньше угла регистрации, т.е.  $\varphi_s \ll \alpha \approx 45^\circ$ . Важно отметить, что независимо от того, на чем происходит рассеяние зондирующего луча, скачок рассеяния наблюдается только при наличии внешней атмосферы, что указывает на определяющую роль диффузии атомов газа в поверхностный слой. Повышенная концентрация собственных дефектов в поверхностном слое, как нам представляется, является принципиально важным фактором, способствующим возрастанию потока диффундирующего газа (примесей) в поверхностный слой.

После окончания лазерного импульса температура поверхности быстро падает, в результате поверхностный слой оказывается пересыщенным атомами примеси (атомами газа) и структурными дефектами. Начинается релаксация плотности дефектов, обусловленная их взаимной аннигиляцией, стоком на дислокации и на поверхность. Однако, как

видно из рис.9, 10а, сигнал рассеяния продолжает расти некоторое время после лазерного импульса, а затем падает. Подобное увеличение рассеяния говорит в пользу того, что имеет место рост локальных неоднородностей, и что рассеяние происходит на этих неоднородностях. Центрами зарождения неоднородностей могут являться дислокации, а рост неоднородностей может быть связан со стоком на них примесных атомов и дефектов. Известно, что дислокация взаимодействует с примесными атомами и дефектами, расположенными в ее окрестности. Например, энергия взаимодействия примеси с дислокацией выражается как [6,7]:

$$U^d(r) = \frac{4}{3} \frac{(1+\nu)Gb\Delta\Omega \sin\theta}{(1-\nu)r}. \quad (24)$$

Соответственно, возникает дрейфовый поток примесных атомов к дислокации:

$$j_{\text{пр}}^d(r, z) \approx \frac{D_g n(r, z)}{kT} \nabla U(r). \quad (25)$$

Таким образом, примесные атомы, скапливаясь на дислокациях, образуют области с повышенной концентрацией примеси (атмосферы Коттрелла). В результате, все больше начинает проявляться влияние деформации решетки примесными атомами на диффузию самих же примесных атомов. Энергия взаимодействия примесного атома с деформацией решетки, обусловленной скоплением примесей [6,7,45]:

$$U^c(r, z) \approx \frac{4(1+\nu)G}{9(1-\nu)} \Delta\Omega^2 [n(r, z) - n_0(z)], \quad (26)$$

$$U^c(r, z) = q\Delta n(r, z), \quad (27)$$

где  $q = \frac{4(1+\nu)}{9(1-\nu)} \Delta\Omega^2$ ,  $n(r, z)$  — концентрация при-

месных атомов. Дрейфовый поток примеси, соответственно, равен

$$j_{\text{пр}}^c \approx \frac{D_g n(r, z)}{kT} \nabla U^c(r). \quad (28)$$

Результирующий поток примесных атомов на дислокацию запишется как:

$$j_{\Sigma}^+ = j_{\text{пр}}^{\text{диф}} + j_{\text{пр}}^d + j_{\text{пр}}^c, \quad (29)$$

$$j_{\Sigma}^+(z, t) = D_g \left[ -\nabla n(r, z) + \frac{n(r, z)}{kT} \nabla U(r) + \frac{n(r, z)}{kT} \nabla U^c(r) \right], \quad (30)$$

где  $j_{\text{пр}}^{\text{диф}} = -D_g \nabla n(r, z)$  — диффузионный поток примесных атомов от дислокации.

Концентрация примеси, определяемая полями деформаций (24) и (26), выражается следующим образом [45]:

$$n(r, z) \approx n_0(z) \exp \left[ -\frac{U^d(r) + U^c(r)}{kT} \right], \quad (31)$$

где  $n_0(z)$  — распределение примесных атомов в поверхностном слое к моменту окончания лазерного импульса.

Как видно из (31), концентрация примеси, а, следовательно, и локальные деформации, выше в окрестности дислокации, особенно в той части дислокации, которая расположена ближе к поверхности (или выходит на поверхность). Повышение концентрации примесных атомов приводит к росту упругих напряжений, которые могут релаксировать либо путем образования новых дислокаций, либо стимулировать рост исходной дислокации.

Можно предположить, что именно система “дислокация+примесная атмосфера” определяет локальную неоднородность (локальную деформацию) в поверхностном слое, на которой происходит рассеяние зондирующего лазерного излучения. Условно можно считать, что локальная неоднородность есть результат деформации среды, вызванная дислокацией и атомами примеси, т.е.  $\epsilon = \epsilon_d + \epsilon_p$ .

Если принять, что рассеяние происходит на вышеописанных локальных неоднородностях, то тогда падение интенсивности рассеяния указывает на релаксацию этих неоднородностей. Следует отметить, что вышеуказанные релаксационные процессы протекают в остывшем практически до комнатной температуры поверхностном слое, в котором, согласно выражению

$$D = D_0 \exp \left( -\frac{E_{mi}}{kT} \right), \quad (32)$$

коэффициенты диффузии примесей, вакансий и междоузлий пренебрежимо малы, поэтому наблюдаемые изменения интенсивности рассеяния трудно объяснить релаксацией плотности дефектов за счет обычной диффузии. Это дает основания полагать, что в рассматриваемом дефектонасыщенном слое кремния существуют низкопороговые каналы диффузии. Как отмечалось выше, такими каналами могут быть дислокации. Установлено [39,46], что энергия миграции  $E_{mi}$  примесных атомов по дислокациям (по ядрам дислокаций) в полупроводниках составляет  $E_{mi} \approx (0,4-0,6)E_{mv}$ , где  $E_{mv}$  — энергия

миграции вакансий, а коэффициент диффузии на 3-5 порядков больше, чем в объеме кристалла. Тогда, в результате диффузии примесных атомов по дислокациям, уменьшаются размеры неоднородностей, что в свою очередь должно проявиться в уменьшении амплитуды рассеянного излучения. Наблюдаемые на эксперименте изменения интенсивности рассеянного излучения полностью согласуются с предложенной выше моделью образования, роста и релаксации рассеивающих неоднородностей.

Так как на поверхности изначально содержится значительное количество разного рода дефектов, и к тому же поверхность испытывает наибольшие нагрузки при действии лазерного импульса, то, вероятнее всего, зарождение дислокаций начинается на поверхности и далее происходит их рост вглубь кристалла. Тогда по дислокационной трубке происходит низкопороговая, ускоренная диффузия примесных атомов. В момент действия лазерного излучения по дислокационным трубкам идет диффузия примесных атомов вглубь кристалла. Доля диффундировавшей таким образом примеси может достигать до 10-15% от общей массы диффундировавшей примеси [39,46]. После окончания лазерного импульса начинается обратный поток их по дислокационной трубке на поверхность, и одновременно происходит сток примеси на дислокации. В начальный момент после лазерного импульса сток примесных атомов на дислокацию превышает их отток на поверхность, в результате происходит скопление примесей в верхней части дислокации и рост локальной неоднородности. По мере уменьшения концентрации примеси в области, окружающей неоднородность, отток примесей начинает преобладать над притоком, и размеры неоднородностей уменьшаются.

Падение амплитуды рассеянного излучения при многократном облучении можно объяснить тогда тем, что после каждого импульса в поверхностном слое рождаются новые дислокации, которые за счет стока на них примесей по механизму, рассмотренному выше, также становятся рассеивающими центрами. Кроме этого, после каждого импульса часть примесных атомов накапливается в поверхностном слое. Таким образом, в поверхностном слое после нескольких импульсов облучения образуется высокая плотность дислокаций, приводящая к усреднению амплитуды локальных неоднородностей, т.е. к "гомогенизации" поверхностного слоя и, таким образом, к уменьшению диффузного рассеяния. В результате, при воздействии лазерного импульса, происходит однородное вспучивание поверхности, рассеяние от которой идет под небольшими углами и

в принятой в эксперименте схеме регистрации рассеянного излучения не регистрируется.

Условия роста и релаксации неоднородностей можно выразить следующими соотношениями. Рост неоднородности прекращается, когда приток примеси  $J_{\Sigma}^{+}$  к неоднородности сравнивается с оттоком  $J_{\Sigma}^{-}$  по дислокационной трубке на поверхность, т.е.  $J_{\Sigma}^{+}=J_{\Sigma}^{-}$ .

$$J_{\Sigma}^{+} \approx \iint_S j^{+}(z,t) dS, \quad (33)$$

где  $j_{\Sigma}^{+}$  определяется выражением (30), а интеграл берется по поверхности неоднородности.

$$J_{\Sigma}^{-} \approx j^{-}(z,t)S_0 = \pi r_d^2 j^{-}(z=0,t). \quad (34)$$

Тогда для изменения количества примесных атомов в дислокационной трубке можно написать:

$$\frac{dN}{dt} = J_{\Sigma}^{+} - J_{\Sigma}^{-}. \quad (35)$$

При  $J_{\Sigma}^{+}>J_{\Sigma}^{-}$  должен происходить рост неоднородностей, и, наоборот, при  $J_{\Sigma}^{+}<J_{\Sigma}^{-}$  — релаксация. Согласно экспериментальным результатам, рост интенсивности диффузного рассеяния луча пробного лазера наблюдается в течение  $t^{+}\approx 0,1-0,2$  с после окончания воздействия основного (греющего) лазерного импульса, а спад — в течение  $t^{-}\approx 0,2-0,3$  с. Ранее приводилось характерное время релаксации дислокаций  $\tau_r \approx 1,2$  с, которое было получено как подгоночный параметр при сравнении экспериментальных результатов с проведенными оценками роста размера дислокационной петли в процессе лазерного воздействия. Как видно,  $t^{-}<\tau_r$ , т.е. время спада аномального рассеяния меньше времени релаксации дислокаций. Это указывает на то, что релаксация рассеивающих неоднородностей в этом случае, вероятнее всего, определяется выходом по дислокационным трубкам примесных атомов на поверхность, а не уменьшением размера дислокаций.

## Заключение

В работе исследовалось твердофазное разрушение поверхности мнокристаллического кремния и поликристаллической меди при импульсном и импульсно-периодическом воздействии субмикросекундных лазерных импульсов в вакууме, на воздухе и в атмосфере различных газов: активных — кислорода, азота, углекислого газа, — и инертных — гелия, аргона, криптона. Установлено, что при воздействии одного импульса с плотностью мощности вплоть до порога плавления разрушения поверхности не происходит. Показано, что причиной твердофазного разрушения является генерация, рост и накопление дислокаций. Получены зависимости критического

числа лазерных импульсов  $N_c$ , приводящих к разрушению поверхности, от плотности мощности  $I$  и периода следования импульсов  $\tau$ . На основе обработки экспериментальных результатов и проведения численных оценок предложена модель роста дислокаций при многоимпульсном лазерном воздействии. На основе предложенной модели дана интерпретация зависимостей  $N_c = N(I, \tau)$ . Обнаружен аномально продолжительный по времени ( $t \approx 0,5$  с) процесс релаксации неоднородностей рельефа поверхности кремния, возникающих при воздействии субмикросекундного лазерного импульса с допороговой плотностью мощности в газовой атмосфере. Установлено, что порог образования рассеивающих неоднородностей наименьший в атмосфере гелия и наибольший в атмосфере криптона. Предложен механизм роста и релаксации рассеивающих неоднородностей, который качественно объясняет появление аномального рассеяния.

#### Литература

1. Емельянов В.И., Кашкаров П.К. // *Поверхность*, 1990, №2, с.77-86.
2. Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю. // *Поверхность*, 1995, №5, с.5-34.
3. Емельянов В.И., Кашкаров П.К., Шлыков Ю.Г. // Препринт физического факультета МГУ, 1997, №15, 14 с.
4. Шлыков Ю.Г. / Дисс. канд. физ-мат. наук, Москва, МГУ, 1997, 107 с.
5. Задачи по физике твердого тела. Под ред. Г.Дж. Голдсмида, пер. с англ. под ред. А.А.Гусева, М.П. Шаскольской / М.: Наука, 1976, 430 с.
6. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М.: Из-во иностр. лит-ры, 1962, 230 с.
7. Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций. М.: Из-во иностр. лит-ры, 1962, 247 с.
8. Burton V., Speight M.V. // *Phil. Mag. A*, 1986, v.53, №3, p.385-402.
9. Vanishev A.F., Emel'yanov V.I., Novikov M.M. // *Laser Physics*, 1992, Vol.2, No.2, с.178-189.
10. Банишев А.Ф., Емельянов В.И., Володин Б.Л., Мерзляков К.С. // *ФТТ*, 1990, т.32, №9, с.2529-2533.
11. Банишев А.Ф., Новиков М.М. // *Физика и химия обработки материалов*, 1992, №1, с.50-56.
12. Банишев А.Ф., Новикова Л.В. // *Физика и химия обработки материалов*, 1992, №4, с.55-59.
13. Бойко В.И., Лукьянчук Б.С., Царев Е.Р. / *Труды ИОФАН*, 1991, т.30, 153 с.
14. Володин Б.Л., Емельянов В.И., Шлыков Ю.Г. // *Квантовая электроника*, 1993, т.20, №1, с.57-62.
15. Дубров А.Н., Моин М.Д., Кондратюк Ю.М., Костин А.В., Тульчинский Л.Н. // *ФХОМ*, 1991, №1, с.109-114.
16. Гадияк Г.В., Качурин Г.А., Тыщенко И.Е. // *ФТП*, 1996, т.30, вып.11, с.1960-1968.
17. Михнович В.В., Фирсова Т.В. // *ФТП*, 1990, т.24, вып.1, с.181-185.
18. Вейко В.П., Метев С.М. *Лазерные технологии в микроэлектронике* / София, Изд. БАН, 1991, 361 с.
19. Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В., Смирнов Л.С. *Импульсный отжиг полупроводниковых материалов* / М.: Наука, 1982, 208 с.
20. Хайбуллин И.Б., Смирнов Л.С. // *ФТП*, 1985, т.19, №4, с.569-591.
21. Poate J. M. and Mayer J. W. *Laser annealing of semiconductors* / N.Y.: Academic Press, 1982, 564 p.
22. Петраков А.П., Бушуев В.А. // *Письма в ЖТФ*, 1993, т.19, вып.19, с.92-96.
23. Chaplanov A.M., Tochitsky E.L. // *Thin Solid Films*, 1984, v. 116, p.117-128.
24. Бушуев В. А., Петраков А. П. // *ЖТФ*, 2000, т.70, вып.5, с.92-96.
25. Петраков А. П., Голубев Е.А. // *ФТТ*, 1998, т.40, №1, с.156-160.
26. Бушуев В. А., Петраков А.П. // *ФТТ*, 1993, т.35, №2, с.355-364.
27. Фистуль В.И., Павлов А.М. // *ФТП*, 1983, т.17, вып.5, с.854-857.
28. Стрекалов В.Н. // *ФТП*, 1986, т.20, вып.2, с.361-363.
29. Комолов В.Л. // *ЖТФ*, 1994, т.64, №7, с.64-72.
30. Клингер М.И., Лущик Ч.Б., Мошавец Т.В., Холодарь Г.А., и др. // *УФН*, 1985, т.147, вып.3, с.523-543.
31. Винецкий В. Л., Чайка Г.Е. // *ФТТ*, 1982, т.24., вып. 7, с. 2170-2176.
32. Пристрем А.М., Демчук А.В., Данилов Н.И. // *ЖТФ*, 1986, т.56, вып.6, с.1220-1225.
33. Вавилов В.С., Кекелидзе Н.П., Смирнов Л.С. *Действие излучений на полупроводники: Учебное руководство* / М.: Наука, 1988. 235 с.
34. Комолов В.Л., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д. // *Изв. АН СССР, Сер. физ.*, 1985, т.49, №6, с.1103-1110.
35. Borgoin J., Lannoo M. *Point Defects in Semiconductors. II Experimental Aspects* // Springer Berlin, Heidelberg, 1983, p.21-45.
36. Ramamoorthy M., Briggs E.L., Bernholc J. // *Phys Rev. B.*, 1999, v.60, p.8178-8184.
37. Vaeri P, Campisano S.U., Foti G., et.al. // *J.Appl.Phys.*, 1979, v.50, №2, p.788-797.
38. А.Ф.Банишев, В.С.Голубев, А.Ю.Кремнев. // *ЖТФ*, 2004, т.74, вып.8, с.81-85.
39. *Атомная диффузия в полупроводниках*. Под ред. Д.Шоу / М.: Мир, 1975, 688 с.
40. Каур И., Густ В. *Диффузия по границам зерен* / М.: Машиностроение, 1991, 445 с.
41. Банишев А.Ф., Балькина Е.А. // *Квантовая электроника*, 1997, №6, с.557-561.
42. Банишев А.Ф., Голубев В.С., Кремнев А.Ю. // *Квантовая электроника*, 1998, т.25, №10, с.941-945.
43. Банишев А.Ф., Голубев В.С., Кремнев А.Ю. // *Письма в ЖТФ*, 2000, т.26, вып.2, с.8-11
44. Банишев А.Ф., Голубев В.С., Кремнев А.Ю. // *ЖТФ*, 2001, т.71, №8, с.33-39.
45. Пятилетов Ю.С. // *ФММ*, 1986, т.62, вып.4, с.636-642.
46. *Легирование полупроводников. Сборник трудов* // М.: Наука, 1982, 194 с.