

## ОБРАЗОВАНИЕ ЯЧЕИСТОЙ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ СЛОЕВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А. В. Демчук, Н. И. Данилович, В. А. Лабунюв

В работах [1-3] сообщалось о формировании ячеистой структуры (ЯС) на поверхности кремния и германия под действием импульсного лазерного излучения пикосекундной длительности с размером ячеек 8—10 мкм. Показано, что образование ЯС в данном диапазоне длительности лазерного воздействия возможно на стадии плавления поверхности полупроводника в результате неустойчивости тонкого слоя расплава [2, 3]. Однако природа наблюдаемой ЯС и механизм ее образования окончательно не выяснен [1]. При этом авторы работ [2, 3] полагают, что в наносекундном диапазоне такие структуры должны отсутствовать.

В данной работе приводятся результаты исследований формирования аналогичной ЯС на поверхности кремниевых слоев под действием импульсного лазерного излучения наносекундной длительности и предложен механизм их образования. Необходимо отметить, что ранее на ионно-имплантированном кремнии в наносекундном диапазоне длительности наблюдали формирование микроскопической ЯС с размером ячеек  $\sim 0.1$  мкм, механизм образования которой связан с концентрационным переохлаждением на границе фронта кристаллизации [4-6]. ЯС, о которой идет речь в данной работе, с размером ячеек 10—20 мкм образуется независимо от наличия примеси в слое расплава и не может быть связана с вышеуказанным механизмом.

В качестве экспериментальных образцов использовали пластины монокристаллического кремния (МКК) типа КДВ-10 ориентации (111) и МКК пластины с осажденным методом пиролиза силана при  $T=625 \pm 25$  °C и  $P=80$  Па слоем поликристаллического кремния (ПКК) толщиной 0.45 мкм, легированным в процессе ионной имплантации фосфором ( $D=2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>,  $E=100$  кэВ). Обработку образцов осуществляли одним импульсом излучения лазера на неодимовом стекле основной ( $\lambda=1.06$  мкм) и удвоенной ( $\lambda=0.53$  мкм) частот, работающего в режиме модулированной добротности с длительностью импульса 50 нс. Плотность энергии в импульсе варьировалась с помощью нейтральных калиброванных светофильтров в диапазоне 1—11 Дж/см<sup>2</sup> с точностью  $\pm 10$  %. Обработку образцов проводили при комнатной температуре подложки в нормальных условиях.

Исследование поверхности облученных образцов осуществляли методами оптической микроскопии на микроскопе «НЕОРНОТ-21» и электронографии на отражение на электронографе ЭМР-100.

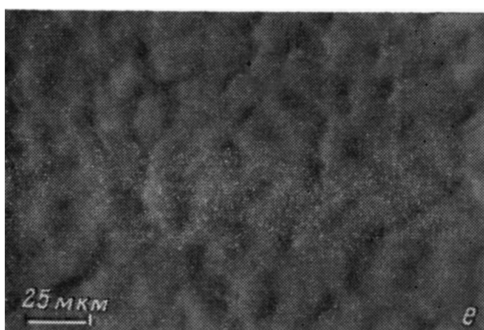
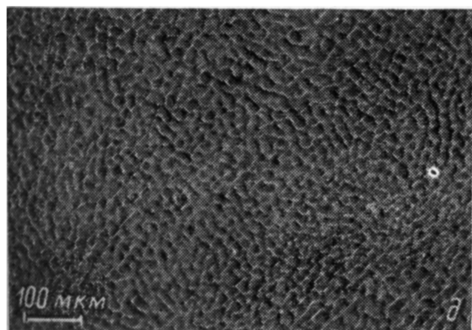
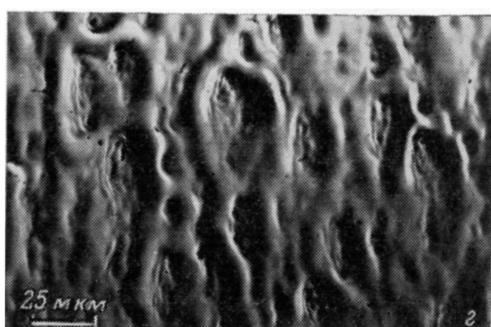
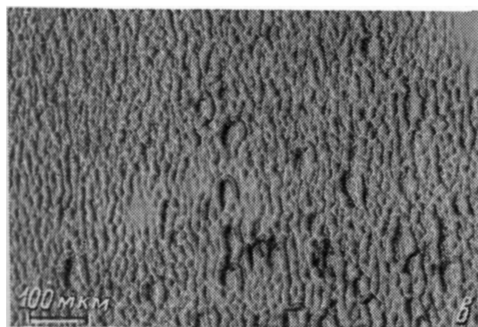
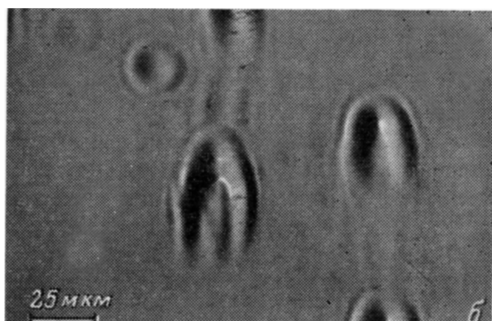
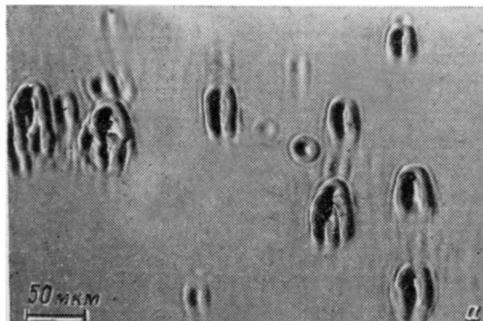
При обработке легированных образцов ПКК/МКК лазерным излучением с  $\lambda$ , равной 1.06 и 0.53 мкм, в диапазонах значений плотности энергии 1.4—4 и 1.1—3 Дж/см<sup>2</sup> соответственно достигается эпитаксиальная кристаллизация слоя ПКК. С увеличением плотности энергии в диапазонах 4.5—5.5 и 4—5 Дж/см<sup>2</sup> соответственно при обработке излучением с  $\lambda$ , равной 1.06 и 0.53 мкм, наблюдается образование ЯС. Линейный размер ячеек в данных режимах лазерной обработки составлял  $\sim 10$ —20 мкм, не зависел от длины волны излучения и возрастал (в этом диапазоне) с увеличением плотности энергии.

При обработке МКК образование ЯС наблюдалось в диапазонах значений плотности энергии 6—7 и 4—5 Дж/см<sup>2</sup> соответственно при воздействии лазерного излучения с  $\lambda$ , равной 1.06 и 0.53 мкм. ЯС на МКК была аналогична наблюдаемой на ПКК/МКК образцах.

Необходимо отметить, что на этапах, предшествующих образованию ЯС, в микрорельефе поверхности наблюдаются области в виде кратеров. В отличие от образцов, перекристаллизованных лазерным излучением с  $\lambda=1.06$  мкм, при облучении линейно поляризованным излучением с  $\lambda=0.53$  мкм области в виде кратеров вытягиваются вдоль вектора поляризации (см. рисунок, а, б). Вокруг кратеров заметно образование кольцевых поверхностных периодических структур с периодом  $\sim 5$  мкм, быстро затухающих с расстоянием. Характерно, что формируемая ЯС первоначально также имеет тенденцию ориентироваться вдоль вектора поляризации (см. рисунок, в, г). При этом микрорельеф перекристаллизованной поверхности достаточно развит (см. рисунок, г). С увеличением плотности энергии размеры ячеек возрастают от значения  $\sim 10$  до  $\sim 20$  мкм (см. рисунок, в, д). Ориентационная зависимость в их расположении, наблюдаемая выше, отсутствует. Микрорельеф перекристаллизованной поверхности в этой области более сглажен (см. рисунок, е). С увеличением плотности энергии ЯС

исчезает и в перекристаллизованной области присутствует мелкая гофрированная структура.

Образование ЯС в наносекундном диапазоне длительности воздействия невозможно объяснить в рамках механизма релаксации растянутого слоя жидкости (перегретого твердого тела), предложенного в работах [2, 3]. Результаты экспериментальных исследований показывают, что процесс формирования ЯС реализуется на этапе плавления поверхности при достаточно высоких температурах расплава, близких к температуре кипения. Формирование областей в виде кратеров в этих условиях, очевидно, связано с образованием зародышей па-



Морфология поверхности МКК, перекристаллизованного импульсным ( $\tau_p=50$  нс) лазерным излучением с  $\lambda=0.53$  мкм при плотности энергии 3.5 (а, б), 4 (в, г) и 4.7 Дж/см<sup>2</sup> (д, е).

ровой фазы (пузырьков пара) в приповерхностном слое расплава. Давление паров вещества внутри зародыша соответствует давлению насыщенных паров. При достаточно малых размерах зародыша значительной величины достигает лапласовое давление на пузырек пара со стороны вогнутой поверхности жидкости. Это давление стремится раздавить образовавшийся пузырек пара. Вследствие этого для образования зародышей паровой фазы достаточно малых размеров необходимо перегреть слой расплава на некоторую величину, что, очевидно, реализуется в наносекундном и более коротком диапазонах длительности воздействия. В результате выброса паров вместе выхода пузырька на поверхность и действия реактивного давления отдачи свободная поверхность жидкости искривляется и формируются области в виде кратеров. Образование в этих условиях затухающей поверхностной периодической структуры с периодом  $\sim 5$  мкм вокруг кратеров связано с распространением акустической волны в слое расплава.

С повышением плотности энергии возрастает частота образования зародышей паровой фазы и на поверхности формируется ЯС. Образование ЯС можно объяснить влиянием капиллярных эффектов на вид свободной поверхности расплава в условиях неоднородного распределения давления отдачи паров вещества. В общем случае равновесная форма свободной поверхности будет определяться равенством давления в слое расплава под выпуклыми и вогнутыми участками. Пренебрегая гидростатическим давлением, обусловленным разностью высот рельефа, и полагая, что неоднородности рельефа поверхности имеют цилиндрическую форму, можно записать следующее соотношение:

$$P_1 + \sigma/r_1 = P_2 - \sigma/r_2, \quad (1)$$

где  $P_1$  и  $P_2$  — давления отдачи испаряющихся атомов кремния над выпуклыми и вогнутыми участками поверхности;  $P_2 \approx P_{\text{н}}, P_{\text{н}}$  — давление насыщенных паров при  $T = T_{\text{кип}}$ ,  $T_{\text{кип}}$  — температура кипения кремния;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения межфазной границы раздела жидкость—пар;  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы кривизны выпуклых и вогнутых участков поверхности.

Давление отдачи испаряющихся атомов кремния приблизительно равно [7]

$$P_{\text{н}} \approx P_{\text{н}}/2. \quad (2)$$

В этом случае соотношение (1) при условии, что  $r_2 \gg r_1$  (см. рисунок,  $\varepsilon$ ), можно переписать в виде

$$P_{\text{н}} \approx 2\sigma/r_1. \quad (3)$$

При  $T = T_{\text{кип}} = 3153$  К  $P_{\text{н}} = 9.3 \cdot 10^5$  дин/см<sup>2</sup>, а  $\sigma = 519$  дин/см [8]. В качестве оценочного значения  $r_1$  можно взять величину  $\sim 10^{-3}$  см (см. рисунок,  $\varepsilon$ ). Данные значения хорошо удовлетворяют соотношению (3), что подтверждает справедливость предложенной модели.

С повышением плотности энергии размеры пузырьков пара возрастают, что приводит к формированию макрократеров. Образование гофрированной структуры на поверхности в этих условиях, очевидно, связано с большим давлением паров, приводящим к гидродинамическим возмущениям на поверхности расплава и возникновению капиллярных волн.

Ориентационную зависимость ЯС в рамках предложенной модели можно объяснить анизотропией рассеяния линейно поляризованного излучения на неоднородностях рельефа, влияние которой будет тем сильнее, чем больше непланарность поверхности. Так, согласно электромагнитной теории света рассеянная волна распространяется в направлении, перпендикулярном вектору поляризации. Соответственно центры рассеяния, ориентированные в направлении вектора поляризации, оказываются устойчивы (они рассеивают часть падающего излучения), а центры рассеяния, ориентированные в направлении, перпендикулярном вектору поляризации, неустойчивы (они поглощают излучение, а рассеяние осуществляется лишь только на границах). С уменьшением неоднородности рельефа поверхности влияние рассеяния на формирование рельефа будет сказываться в меньшей мере и ориентационная зависимость в расположении ЯС исчезает.

Таким образом, при облучении поверхности кремниевых слоев импульсным лазерным излучением наносекундной длительности в определенных диапазонах значений плотности энергии, зависящих от режимов лазерной обработки, формируются ЯС. Формирование ЯС происходит на этапе плавления слоя кремния, что подтверждается влиянием на их ориентацию поляризации лазерного излучения. Механизм образования ЯС можно объяснить неоднородным испарением и связанными с ним капиллярными эффектами в тонком слое расплава. Он реализуется на границе температуры кипения кремния, когда величина испарительного давления становится сравнимой с избыточным поверхностным давлением, обусловленным изменением кривизны поверхности.

#### Список литературы

- [1] Баскин Б. Л., Поляков А. А., Трухин В. Н., Ярошецкий И. Д. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 20. С. 1251—1257.
- [2] Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Иванов М. Г., Меркулов И. А. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 4. С. 220—224.
- [3] Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Иванов М. Г., Меркулов И. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 5. С. 1484—1488.
- [4] Уайт С. У., Зенер Д. М., Кампизано С. У., Каллис А. Д. // Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками / Под ред. Дж. М. Поута, Г. Фоти, Д. К. Джекобсона. М.: Машиностроение, 1987. С. 90—140.
- [5] Кляк С. Г. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Вильнюс, 1984. С. 41.

- [6] *Гафийчук В. В., Кляк С. Г., Савицкий Г. В., Пляцкий Г. В.* // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Вильнюс, 1984. С. 71.
- [7] *Азманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н.* // УФН. 1985. Т. 147. № 4. С. 675—745.
- [8] *Yaws C. L., Lutwack P., Dickens L. L., Hsu G.* // Sol. St. Technol. 1981. Vol. 24. N 1. P. 87—92.

Минский  
радиотехнический институт

Поступило в Редакцию  
26 апреля 1988 г.  
В окончательной редакции  
19 декабря 1988 г.

01; 05, 07

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

## ТЕОРИЯ СКОЛЬЗЯЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ НА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ В КИНЕМАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

*И. А. Шипов, М. А. Андреева*

Рентгеновская дифракция на кристаллических плоскостях, почти перпендикулярных поверхности в условиях полного внешнего отражения (ПВО), начиная с пионерской работы [1], эффективно используется для исследования кристаллической структуры ультратонких пленок и поверхностей [2]. Особенностью скользящей геометрии эксперимента является структурная информативность зависимости интенсивности дифрагированной волны  $I_h$  не только от угла отклонения от угла Брэгга  $\Delta\theta$ , но и от углов скольжения падающего на поверхность излучения  $\varphi_0$  и выхода (зеркальной) дифрагированной волны  $\varphi_h$ . Выяснилось, что интерпретация кривых  $I_h(\varphi_h)$  различается в случаях дифракции на совершенных и мозаичных кристаллах [3]. В первом случае  $\Delta\theta$  и  $\varphi_h$  жестко связаны между собой (при фиксированном  $\varphi_0$ ) [4], в кинематическом случае  $I_h(\varphi_h)$  и  $I_h(\Delta\theta)$  независимы: положение и форма  $I_h(\Delta\theta)$  определяет период решетки и размеры когерентно рассеивающих областей вдоль поверхности, а форма  $I_h(\varphi_h)$  связана с толщиной или глубиной залегания участвующего в дифракции (для выделяемого  $\Delta\theta$ ) слоя.

Кинематическая теория скользящей дифракции для случая полубесконечного однородного кристалла развита в [5, 6]. В настоящей работе получены аналитические формулы, описывающие  $I_h(\varphi_h)$  для случая кристаллической пленки в рамках кинематического приближения с учетом различия электронных плотностей пленки и подложки. В отличие от [5, 6] в настоящей работе учитывается, что поле в кристалле в условиях ПВО в общем случае представляет собой не просто френелевскую затухающую волну, а систему стоячих волн.

Для решения задачи используем матричное уравнение для тангенциальных (индекс  $t$ ) компонент электрического и магнитного полей излучения проходящей и дифрагированной (индексы 1 и 2 соответственно) волн, полученное в [7] (ограничимся рассмотрением  $\sigma$  — поляризации дифракционной задачи, когда  $H_{it} = H_i$ ,  $i=1, 2$ )

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} H_1(z) \\ E_{1t}(z) \\ H_2(z) \\ E_{2t}(z) \end{pmatrix} = ikM(z) \begin{pmatrix} H_1(z) \\ E_{1t}(z) \\ H_2(z) \\ E_{2t}(z) \end{pmatrix}; \quad M = -\Phi_0 E + \begin{pmatrix} \hat{\alpha} & \hat{\beta} \\ \hat{\gamma} & \hat{\delta} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $E$  — единичная матрица  $4 \times 4$ , а

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ \Phi_0^2 + \chi_0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\beta} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \chi_h & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \chi_h & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\delta} = \begin{pmatrix} -\psi & 1 \\ \Phi_0^2 + \chi_0 & -\psi \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь  $\chi_{0,h}$ ,  $\chi_h(z)$  — фурье-компоненты поляризуемости среды,  $\psi(z) = (\tau\mathbf{q})$  — эффективный угол разориентации отражающих плоскостей,  $\mathbf{q}$  — единичный вектор нормали к поверхности,  $\tau$  — вектор обратной решетки в единицах  $\omega/c$ ,  $\Phi_{0,h} = \sin \varphi_0$ ,  $h$ .