

УДК 537.311.322

© 1990

ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ПОВЕРХНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

А. Ф. Банишев, Б. Л. Володин, В. И. Емельянов, К. С. Мерзляков

Обнаружено явление образования периодических структур дислокаций при воздействии мощного ($P \approx 100$ Вт, $\lambda = 1.06$ мкм) лазерного излучения на поверхность монокристаллической пластины кремния. Дано теоретическое объяснение обнаруженного явления на основании развития дислокационно-деформационной неустойчивости. Выводы теории хорошо согласуются с результатами эксперимента.

1. При воздействии лазерного излучения на полупроводники возникают термодформации, приводящие к генерации в приповерхностном слое дислокаций. При достаточно большой плотности дислокаций возможно развитие дислокационно-деформационных неустойчивостей (ДиДН), приводящих к образованию периодических структур дислокаций. При этом возможны два типа ДиД упорядочения. При первом (внутриплоскостном) типе упорядочения краевые дислокации, линии которых лежат в плоскостях, параллельных плоскости поверхности, перераспределяются в этих плоскостях путем скольжения, образуя периодические решетки с волновым вектором вдоль направления наилегчайшего скольжения. Экспериментально дислокационное упорядочение под действием миллисекундных лазерных импульсов, которое можно интерпретировать как внутриплоскостное, наблюдалось в работе [1]. Теория внутриплоскостной ДиДН предложена в [2].

При втором типе ДиД упорядочения (межплоскостном) перераспределение дислокаций происходит между различными атомными плоскостями за счет деформационно-индуцированного дрейфа вакансий.

В настоящей работе сообщается о лазерном индуцировании периодической дислокационной структуры, которую можно интерпретировать как межплоскостную [3]. На основе механизма межплоскостной ДиДН [4] развита теория межплоскостного ДиД-упорядочения, результаты которой соответствуют эксперименту.

2. Пластина из кристаллического кремния диаметром $D^* \approx 50$ мм и толщиной $h \approx 1$ мм с ориентацией поверхности (111) устанавливалась в вакуумную камеру. На поверхности пластины фокусировалось в пятно с радиусом $r_s \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см излучение непрерывного ИАГ лазера $\lambda = 1.06$ мкм мощностью $P \approx 100$ Вт, и пластина в течение $t \approx 60$ с разогревалась. Камера предварительно откачивалась до давления $P \approx 10^{-3}$ Тор, что позволяло избавиться от процессов окисления нагретой поверхности кремния.

Исследование под микроскопом поверхности пластины, противоположной облучаемой, показало наличие в области $r \leq 5 \cdot 10^{-1}$ см целого набора квазипериодических структур, из которых наиболее четко выделялись группы прямых линий, ориентированных под углом 60° друг другу. Среднее расстояние между ними составляет $d \approx 10^{-4}$ см (рис. 1).

При пуске паров карбонила $\text{Mo}(\text{CO})_8$ в условиях данного эксперимента производилось осаждение тонкой металлической пленки. При этом рельеф

поверхности пленки однозначно повторял картину упорядоченных поверхностных структур (рис. 1, б).

3. Перейдем к теоретической интерпретации экспериментальных результатов. За счет термодформации в приповерхностном слое возникают краевые дислокации, ориентация которых показана на рис. 2. При скольжении в плоскостях (100) эти дислокации образуют следы на плоскости (111) в виде трех наборов линий, направленных под углами 60° друг другу. Рассмотрим какой-либо из этих наборов и обозначим ось, перпендикулярную линиям набора, через Ox (рис. 2).

При возникновении пространственно-неоднородной вдоль x плотности дислокаций возникает связанное с ней пространственно-неоднородное вдоль x распределение деформации $\text{div } \mathbf{U} \neq 0$. Это приводит к возникнове-

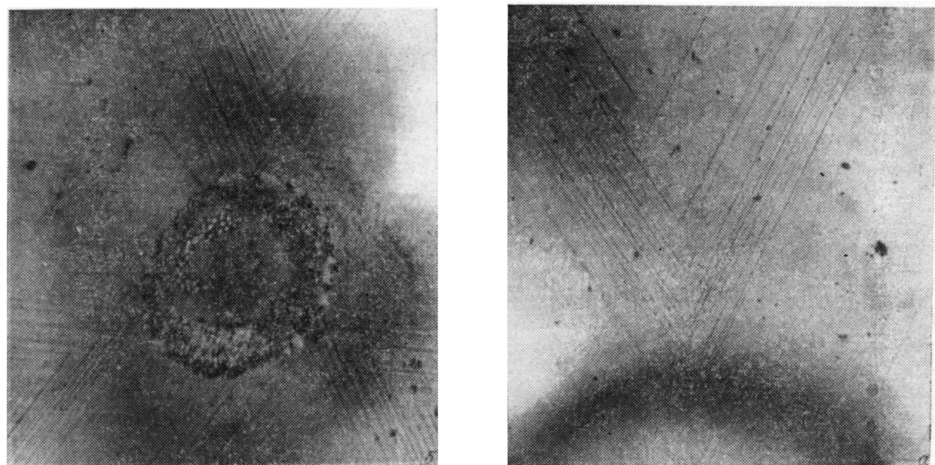


Рис. 1. Периодические структуры дислокаций на поверхности (111) кремния (а). Осажденная металлическая пленка однозначно повторяет картину упорядоченных структур дислокаций (б).

нию деформационно-индуцированных потоков вакансий (источниками и стоками которых являются края лишних полуплоскостей дислокаций)

$$j_v = -D_v \frac{\partial}{\partial x} n_v + n_v D_v \frac{|\theta_v|}{k_B T} \frac{\partial}{\partial x} \text{div } \mathbf{U}, \quad (1)$$

где D_v — коэффициент диффузии вакансий, n_v — концентрация вакансий, $|\theta_v| = K a^3$, K — модуль всестороннего сжатия, a — размер кристаллической ячейки [5]. Благодаря потоку вакансий возникает поток дислокаций

$$j_d = \rho_d V_d = \rho_d a^3 j_v, \quad (2)$$

где ρ_d — плотность дислокаций (см^{-2}). Используя уравнение непрерывности для плотности дислокаций и соотношение $n_v = \text{const } \rho_d$ (концентрация вакансий адиабатически подстроена под плотность дислокаций), получаем уравнение для плотности числа дислокаций

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} = D \frac{\partial^2}{\partial x^2} \rho_d - \frac{\rho_d |\theta_d| D}{k_B T} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\text{div } \mathbf{U}_f) |_{x=0} + G_0, \quad (3)$$

где G_0 — пространственно-однородный источник генерации дислокаций, определяющий однородную вдоль x плотность дислокации ρ_{d_0} , где $D = D_v n_v a^3$ — коэффициент диффузии дислокаций, \mathbf{U}_f — вектор смещения среды с дислокациями.

Толщина приповерхностного слоя с большой плотностью дислокаций порядка длины дислокации h_1 и плотность этого слоя ρ_f отличается, вообще

говоря, от плотности среды ρ . Будем рассматривать этот поверхностный слой как пленку толщины h на подложке. Направим ось z в глубь среды так, чтобы плоскость $z=0$ совпадала с границей раздела пленка—подложка (рис. 3). Пленка описывается координатой изгибной деформации ξ [6], уравнение для которой записывается в виде [8]

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + c_0^2 l_0^2 \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} = \frac{\sigma_{\perp}}{\rho_f h}. \quad (4)$$

Здесь $c^2 = E/\rho_f(1-\sigma)$; E — модуль Юнга; σ — коэффициент Пуассона; $l_0^2 = h^2/12$; σ_{\perp} — перпендикулярное к поверхности пленки напряжение.

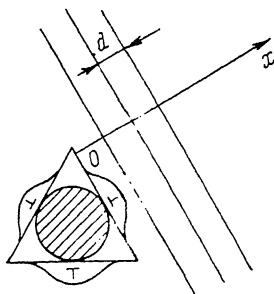


Рис. 2. Следы скольжения дислокаций на поверхности (111). Заштриховано лазерное пятно. Показаны термодформация атомных плоскостей и расположение возникающих благодаря ей дислокаций. d — период дислокационной решетки.

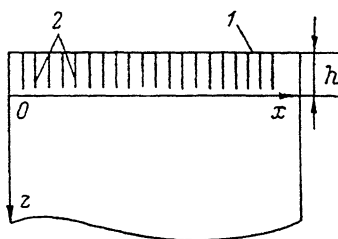


Рис. 3. Модель среды с обогащенным дислокациями приповерхностным слоем: пленка толщиной порядка длины дислокации h на упругой подложке.

1 — поверхность пластины Si, 2 — дислокационные полупетли.

Изгибная координата ξ связана с деформацией пленки $\text{div } \mathbf{U}_f$ по формуле [6]

$$\text{div } \mathbf{U}_f = -v \left(z + \frac{h}{2} \right) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \xi, \quad (5)$$

где $v = (1-2\sigma)/(1-\sigma)$. Деформация среды описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = c_t^2 \Delta \mathbf{U} + (c_t^2 - c_l^2) \text{grad div } \mathbf{U}, \quad (6)$$

где \mathbf{U} — вектор смещения среды (упругой подложки), c_t , c_l — поперечная и продольная скорости звука. С граничными условиями $z=0$ можно записать в виде

$$U_x|_{z=0} = \xi, \quad (7)$$

$$\mu \left(\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right) \Big|_{z=0} = h \theta_d \frac{\partial}{\partial x} \rho_d, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial U_x}{\partial z} + (1-2\beta) \frac{\partial U_z}{\partial x} \right) \Big|_{z=0} = \frac{\sigma_{\perp}}{\rho c_t^2}. \quad (9)$$

При записи (8) использовано $\sigma_{xx} = \partial \sigma_{xx} / \partial x$ [7] и $\sigma_{xx} = h \theta_d \rho_d$. Здесь μ — модуль сдвига, $\theta_d = -ahK$, $\beta = c_t^2/c_l^2$, мы не накладываем условия равенства касательных к границе раздела смещений, подразумевая наличие пластической деформации.

Представим решение системы уравнений (3)–(9) в виде

$$\rho_d = \rho_{d_0} + \rho_{d_1} e^{iqx + \lambda t}, \quad \xi = \xi_1 e^{iqx + \lambda t},$$

где ρ_{d_1} — пространственно-неоднородная (вдоль x) плотность дислокаций. Кроме того, $\mathbf{U} = \mathbf{U}_i + \mathbf{U}_t$, $\text{div } \mathbf{U}_t = 0$, $\text{rot } \mathbf{U}_i = 0$. При этом

$$U_{ix} = -iq B e^{iqx + \lambda t - x_i z}, \quad U_{iz} = x_i B e^{iqx + \lambda t - x_i z},$$

$$U_{tx} = -ix_i C e^{iqx + \lambda t - x_i z}, \quad U_{tz} = q C e^{iqx + \lambda t - x_i z},$$

где $\chi_i, \xi = \sqrt{q^2 + \lambda^2/c_i^2}$; B, C — некоторые константы. Компоненты смещений $U_{I(x, z)}, U_{II(x, z)}$ описывают рэлеевскую волну в упругой подложке.

С учетом этого из линеаризованной системы (3)–(9) при условии $\lambda^2/c_i^2 \ll q^2$ получаем дисперсионное уравнение

$$\lambda = -Dq^2 + \frac{g}{1 + ah^3q^3} q^4, \quad (10)$$

где

$$a = \frac{1}{24} \frac{\rho_f}{\rho} \frac{c^2}{c_i^2} \frac{1}{1 - \beta}, \quad g = \rho_{d_0} \frac{|\theta_p \theta_d| \beta h^2 \nu D}{4(1 - \beta) \mu k_B T} \equiv \rho_{d_0} A.$$

При $\lambda > 0$ возникает ДиДН с образованием решетки плотности дислокаций, причем период этой решетки $d = 2\pi/q_m$, где q_m — значение q , при котором достигается максимальное значение инкремента λ . При условии $ah^3q^3 \gg 1$ из (10) имеем

$$d = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{\mu}{K} \right) \left(\frac{\rho_f}{\rho} \right) \left(\frac{c^2}{c_i^2} \right) \left(\frac{k_B T}{Ka^3} \right) \left(\frac{1}{\rho_{d_0} a} \right) \sim \left(\frac{k_B T}{Ka^3} \right) \frac{1}{\rho_{d_0} a}. \quad (11)$$

Неустойчивость гармоники q возникает, когда средняя плотность дислокаций превосходит критическое значение

$$\rho_d > \rho_{d_{кр}} \equiv (ah^3/A) Dq.$$

Сделаем численные оценки при $K = 10^{12}$ эрг/см³, $a = 5 \cdot 10^{-8}$ см, $\mu \sim K$, $\rho_f \sim \rho$, $\beta \sim 1$, $c^2 \sim c_i^2$, $T \simeq 10^3$ К, $\rho_{d_0} \sim 10^8$ см⁻². Получаем по формуле (11) $d \sim 10^{-4}$ см, что находится в согласии с экспериментальным значением. При $d \sim 10^{-4}$ см $\rho_{d_{кр}} \sim 5 \cdot 10^7$ см⁻².

Обсудим более подробно физический механизм рассмотренной неустойчивости. Предположим, что флуктуационно возникает пространственная Фурье-гармоника плотности дислокаций $\rho_d \sim \rho_{d_0} e^{iqx}$. Вследствие (8) это приведет к возникновению гармоники сдвиговой деформации в среде на границе с пленкой ($z=0$) и вследствие (9) к появлению гармоники перпендикулярного к пленке напряжения σ_{\perp} . Это в силу (4) вызовет гармонику изгибной деформации ξ , что благодаря (5) и (3) приведет к дальнейшему перераспределению плотности дислокаций (вдоль x) и нарастанию исходной флуктуации ρ_d .

Отметим, что дислокационные решетки типа рассмотренных здесь наблюдались также при воздействии сканирующего излучения CO₂ лазера на кремний в работе [8].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Вейко В. П., Имас Я. А., Либенсон М. Н., Шандибина Г. Д., Яковлев Е. Б. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1985. Т. 49. № 6. С. 1236—1239.
- [2] Емельянов В. И. // Тр. IV Междунар. симпозиума по избранным проблемам статистической механики. 1988, ОНЯИ. Д-17-88-95. С. 119—128.
- [3] Банишев А. Ф., Емельянов В. И., Мерзляков К. С. // Тез. докл. XIII Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Минск, 1988. С. 21.
- [4] Емельянов В. И. // Там же. С. 4—5.
- [5] Косевич А. М. Физическая механика реальных кристаллов. Киев, 1981. С. 327.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1987.
- [7] Hunt R. A., Gale V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1972. V. 5. N 2. P. 359—369.
- [8] Демчук А. В., Данилович Н. И., Лабунова В. А. // Поверхность. 1985. № 11. С. 26—29.

Научно-исследовательский центр
по технологическим лазерам АН СССР
Троицк
Московская область

Поступило в Редакцию
23 января 1989 г.
В окончательной редакции
18 октября 1989 г.