

ПОВЕДЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В КРЕМНИИ ПРИ НАЛИЧИИ МЕХАНИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

А. М. Орлов, А. А. Скворцов**, А. А. Соловьев*

*Ульяновский государственный университет
432700, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 6 сентября 2002 г.

Проведена идентификация различных типов дислокационных стопоров и определены их основные параметры. На примере петлевых дислокаций оценено влияние внутренних напряжений на перемещение линейных дефектов в *n*- и *p*-Si в поле внешних упругих сил. Установлена активизация дислокационного транспорта после предварительной магнитной обработки кремниевых пластин. В отсутствие внешних механических нагрузок экспериментально зафиксировано смещение дислокационных полупетель (30–50 мкм) в неоднородном поле внутренних напряжений кристалла кремния с царапиной (концентратор напряжений) при изотермическом отжиге при температуре 600–700 °С в течение 0.5–3 ч. Описание дислокационного транспорта проводилось с учетом собственного (решеточного) потенциального барьера кристалла и двух видов стопоров на базе магниточувствительных точечных дефектов (легирующая примесь) и дислокаций «леса». Предложена кинетическая модель магнитостимулированных изменений подвижности линейных дефектов, связанных с образованием долгоживущих комплексов с участием парамагнитной примеси. Экспериментально зафиксировано двух- и трехкратное увеличение скорости перемещения дислокаций соответственно в *n*- и *p*-Si при обработке полупроводника в магнитном поле $B = 1$ Тл в течение 5–45 мин. Обнаружен эффект «магнитной памяти» дислокационного кремния и рассмотрены кинетические аспекты эффекта при естественных условиях хранения образца после отключения магнитного поля. По согласованию эксперимента с теорией рассчитаны парциальные скорости перемещения дислокаций и их времена задержки на различных типах стопоров.

PACS: 61.72.-y

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо известно о существенном влиянии слабого магнитного поля на состояние линейных дефектов в ионных кристаллах, металлах и полупроводниках [1–13]. Основная ответственность за протекающие изменения связывается с магнитостимулированной эволюцией электронных спинов примесных парамагнитных центров [12], в результате чего изменяется подвижность линейных дефектов как в поле внутренних напряжений кристалла, так и в поле внешних сил.

Несмотря на имеющиеся данные по дислокационному транспорту в элементарных полупроводниках [8–10], ряд важных аспектов остается нерассмотренным. Так, не приведена информация по разгра-

ничению роли различных типов стопоров, взаимодействующих с движущейся дислокационной петлей, в легированном полупроводнике. Отсутствуют сведения о полевых и кинетических зависимостях дислокационных пробегов в кремнии, подвергнутых обработке магнитным полем. Ограничены данные по кинетике пробега дислокаций в кристаллах с неоднородным пространственным распределением линейных дефектов как при наличии только внутренних напряжений, так и в поле внешних сил. Анализ подобных вопросов посвящена настоящая работа.

Опыты проводились на легированных фосфором или бором кремниевых пластинах ($\rho = 2$ или 0.5 Ом · см) с кристаллографическими ориентациями [111] и [100] (табл. 1). Изучение дислокационной динамики в областях с неравномерной плотностью дислокаций осуществлялось путем скрайбирования

*E-mail: orlovam@ulsu.ru

**E-mail: scvor@sv.uven.ru

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов кремния

Тип проводимости, примесь	Кристаллографическая ориентация	ρ , Ом·см	Размеры (мм) и направления скрайбирования	N_d , см ⁻²	Деформация вокруг кристаллографической оси	σ_{ext} , МПа
n , фосфор	[111]	2	$30 \times 10 \times 0.4$ [100], [112], [111]	10^4 – 10^6	[110]	30
p , бор	[100]	0.5	$25 \times 10 \times 0.6$ [100], [010], [001]	10^4 – 10^6	[001]	50

поверхности полупроводника алмазной призмой с фиксированной нагрузкой $P = 0.8$ Н по методике, описанной в [9, 10]. Смещение дислокаций вызывалось внутренними либо внешними (20–100 МПа) растягивающими напряжениями. Последний вариант реализовывался четырехопорным изгибом [3–6] при температурах 723–973 К. Пробеги дислокационных сегментов анализировались методом селективного травления [9, 10].

Обработка в магнитном поле осуществлялась между полюсами электромагнита ($B \leq 1$ Тл), вектор магнитной индукции лежал в плоскости пластины и был всегда перпендикулярен нанесенным царапинам. Продолжительность t_B обработки в магнитном поле варьировалось в диапазоне 30–2800 с при фиксированном временном сдвиге $t^* = 180$ с между окончанием магнитного воздействия и началом высокотемпературной пластической деформации. Фиксация времени t^* продиктована релаксационными процессами с участием магниточувствительных стопоров после магнитной обработки кремниевых образцов.

2. ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

После нанесения на кристалл царапин всегда появляются локальные напряжения σ_{int} , высокотемпературная релаксация которых в отсутствие внешних механических возмущений σ_{ext} способна приводить к генерации и последующей миграции линейных дефектов. Их поведение должно находиться под полным контролем напряжения σ_{int} , перераспределяющего дислокации в зависимости от пространственного распределения механических возмущений вблизи концентратора напряжений.

Для построения профиля напряжения σ_{int} будем считать, что источником внутренних напряже-

ний являются прямолинейные однотипные дислокации, расположенные параллельно друг другу вблизи царапины. Пусть начало координат расположено в точке пересечения плоскости скольжения и края царапины, ось z параллельна дислокациям, а плоскость xz совпадает с плоскостью скольжения. Будем для определенности считать, что векторы Бюргера дислокаций направлены вдоль оси x . Тогда сила, действующая в плоскости скольжения на единицу длины дислокации, равна $b\sigma_{xy}$, где σ_{xy} — напряжение в точке нахождения дислокации.

Напряжения, создаваемые одной прямолинейной дислокацией, убывают обратно пропорционально расстоянию $x - x'$ [14]:

$$\sigma_{xy} = \frac{bG}{2\pi(1-\nu)(x-x')}, \quad (1)$$

где $\nu = 0.3$ — коэффициент Пуассона, $G = 7.5 \cdot 10^{10}$ Па — модуль сдвига [15], x' — координата дислокации, отсчитываемая от края царапины.

Из большого числа возникших в окрестности царапины дислокаций ($N_d \approx 2 \cdot 10^{12}$ м⁻²) лишь незначительная часть обладает способностью к перемещению. Следовательно, упругие напряжения, создаваемые дислокациями, определяются их основным массивом, пространственно-локализованным в узкой зоне протяженностью $a \ll x_{max}$ (x_{max} — максимальный пробег «активизированных» дислокаций):

$$\sigma_{xy}(x) = -\frac{G}{2\pi(1-\nu)} \int_0^a \frac{\Theta_d(\xi) d\xi}{\xi - x}. \quad (2)$$

Здесь $\Theta_d(\xi)$ — число дислокаций, распределенных на отрезке $[0, a]$.

Уравнение (2) значительно упрощается, если распределение дислокаций в «пассивной» зоне $\pm a$ считать постоянным:

$$\Theta_d(\xi) = \Theta_d^0 = \text{const}. \quad (3)$$

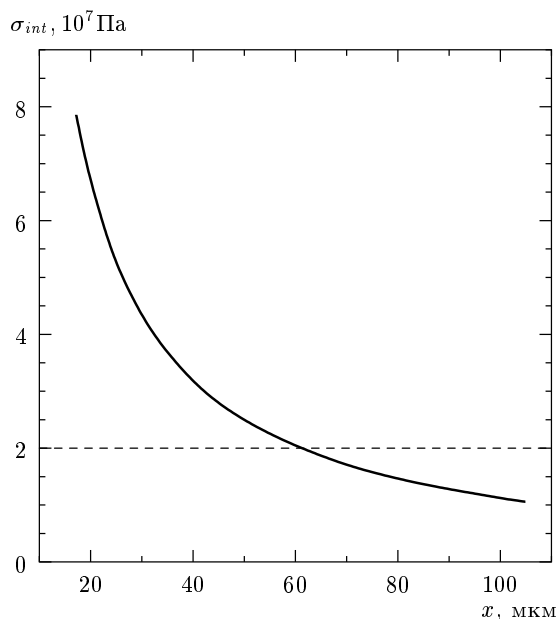


Рис. 1. Профиль внутренних напряжений σ_{int} , действующих на дислокацию, при $\Theta_d^0 = 1$, $a = 80$ нм. Штриховая линия — значение напряжения Пайерлса рассматриваемого кристалла

Тогда интегрирование уравнения (2) с учетом (3) в указанных пределах дает распределение напряжений от царапины:

$$\sigma_{int}(x) = \sigma_{xy}(x) = -\frac{G\Theta_d^0}{2\pi(1-\nu)} \ln\left(1 - \frac{a}{x}\right). \quad (4)$$

Графическая иллюстрация этого уравнения представлена на рис. 1. Видно, что дислокации испытывают тем меньшее воздействие σ_{int} , чем больше x . Сопоставление расчетных значений σ_{int} для кремния с напряжением Пайерлса

$$\sigma_P = \frac{2G}{1-\nu} \exp\left(-\frac{2\pi d}{b(1-\nu)}\right) = 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$$

позволяет оценить зону активного действия внутренних напряжений (рис. 1; $x_{max} \approx 60$ мкм). Здесь $b = 0.38$ нм — модуль вектора Бюргерса, $d = 0.134$ нм — расстояние между плоскостями скольжения [16].

Для экспериментальной проверки роли внутренних напряжений первая серия опытов проводилась без приложения к образцам внешней нагрузки ($\sigma_{ext} = 0$). Типичные результаты этих исследований представлены кривой 1 на рис. 2.

Особенностью этой серии опытов является четко фиксируемая задержка транспортных процессов на начальных этапах изотермического отжига. Так,

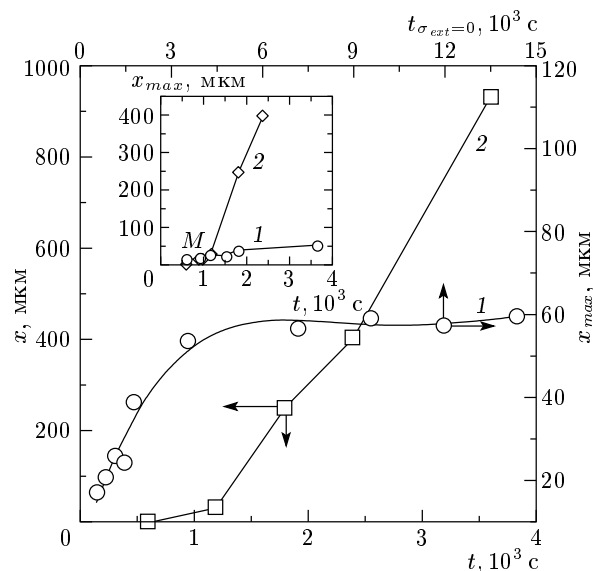


Рис. 2. Временная зависимость разбега головных дислокаций от царапины, нанесенной на поверхность (100) *p*-Si под нагрузкой 8.4 Н ($\rho = 1$ Ом·см, $T = 950$ К): 1 — отжиг без внешней нагрузки; 2 — отжиг с внешней нагрузкой 60 МПа. На вставке — начальный участок кривых

если в пределах первых 10 мин не удавалось зафиксировать какого-либо перемещения дислокаций, то в последующие 5 мин пробег головных дислокаций достигал 15 мкм. Стартовая задержка дислокационного транспорта (на кремнии и германии) при внешнем нагружении наблюдалась ранее и другими авторами [17–19] и связывалась с условиями выведения линейных дефектов в стартовое положение, режимами температурной предобработки и условиями проведения опытов.

Анализ подвижности линейных дефектов при $\sigma_{ext} = 0$ показал, что в процессе изотермического отжига кремния пробег дислокаций быстро увеличивается, хотя темп перемещений, определяемый профилем упругих напряжений, постепенно снижается и после 100 мин изотермической выдержки практически прекращается.

Полученные результаты позволили описать временные изменения транспорта линейных дефектов в поле внутренних напряжений в виде эмпирической зависимости:

$$x = \theta x_{max} \left(1 - \frac{t^0}{t_{\sigma_{ext}=0}}\right), \quad (5)$$

где t^0 , $t_{\sigma_{ext}=0}$ — соответственно стартовое время за-

держки дислокации и время отжига образца при $\sigma_{ext} = 0$, θ — ступенчатая функция:

$$\theta = \frac{f + |f|}{2f} = \begin{cases} 1, & t_{\sigma_{ext}=0} > t^0, \\ 0, & t^0 \geq t_{\sigma_{ext}=0} > 0, \end{cases}$$

где $f = (t_{\sigma_{ext}=0} - t^0)/t_{\sigma_{ext}=0}$.

Аппроксимация экспериментальных данных позволила вычислить значения времени задержки начала их перемещения ($t_0 = 657$ с) и максимального разбега дислокаций (62.44 мкм при $t \rightarrow \infty$), хорошо согласующегося с расчетом (рис. 1). Следовательно, на большем удалении $x > x_{max}$ релаксация внутренних напряжений не может быть реализована перемещением дислокаций от царапины.

Приложение внешней деформирующей нагрузки σ_{ext} к исследуемому образцу с нанесенными царапинами кардинально меняет динамику движения линейных дефектов, поскольку в любой точке действующее на дислокацию эффективное напряжение σ^* определяется как [20, 21]

$$\sigma^* = \sigma_{int} + \sigma_{ext}. \quad (6)$$

Действительно, лишь стартовая задержка (около 11 мин) и начальный этап дислокационного транспорта (примерно 20 мин) фиксируют практически полное совпадение экспериментальных результатов, представленных кривыми 1 и 2 на рис. 2 (см. вставку на этом рисунке). Видно, что зона ответственности внутренних напряжений для кривой 2 ограничена точкой M , за пределами которой движение дислокаций переходит под контроль внешних нагрузок, определяющих постоянный (в отличие от случая кривой 1 на рис. 2) темп их перемещения. Так что наблюдаемые различия в ходе кривых за пределами точки M связаны с перераспределением напряжений в пользу внешних возмущающих сил, а экспериментальные результаты для σ_{ext} , полученные в зоне влияния внутренних напряжений, требуют учета σ_{int} . Поэтому теоретической обработке экспериментальных данных при внешних возмущающих факторах, включая магнитное поле, подвергались лишь участки, лежащие за пределами зоны влияния σ_{int} .

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Пусть движение дислокаций в поле внешних сил определяется тремя основными видами стопоров, связанными с собственным барьером решетки (подстрочный индекс $i = 1$), магниточувствительными

($i = 2$) точечными дефектами (основная легирующая примесь) и пересекающимися линейными дефектами, включая дислокации «леса» ($i = 3$).

В зависимости от физических условий локальные барьеры, закрепляющие дислокацию, могут преодолеваться как параллельно, так и последовательно. Доминирующий способ преодоления препятствий зависит от соотношения барьеров Пайерлса σ_P и действующих внешних напряжений σ^* [22, 23]. Если приложенное напряжение существенно ниже пайерлсовского, то движение дислокаций со скоростью v' происходит с образованием парных перегибов [22, 23]. В противном случае их перемещение контролируется последовательным преодолением стопоров по параллельному относительно рассматриваемого маршрута в направлении смещения дислокаций [24]. При соизмеримом вкладе величин σ_P и σ^* эти два независимых маршрута становятся равноценными. Рассмотрим это подробнее.

Пусть τ' — среднее время перехода дислокации ($\sigma_P \gg \sigma^*$) из одного метастабильного состояния в другое. Если число таких переходов равно

$$n' = x \sum_{i=1}^m C_i,$$

где C_i — концентрация стопоров на единицу длины пробега дислокации, то средняя скорость ее перемещения на участке протяженностью x будет равна

$$v' = \frac{x}{n' \tau'}. \quad (7)$$

Среднее время

$$\tau' = \frac{1}{2\rho_k} \sum_{i=1}^m C_i' \tau_i$$

определяется транспортными процессами с участием парных перегибов с линейной плотностью ρ_k , концентрацией C_i' стопоров, приходящихся на единицу длины вдоль дислокационной линии, и временами τ_i' преодоления перегибов соответствующих типов стопоров. Учитывая это и полагая, что длина дислокации $L > 1/\rho_k$, результирующую скорость движения дислокации можем представить уравнением

$$v' = \frac{2n_k}{\left(\sum_{i=1}^m C_i\right) \left(\sum_{i=1}^m C_i' \tau_i'\right)} = 2n_k l_k v_k, \quad (8)$$

согласующимся с полученным в [22]. Здесь $l_k = \left(\sum_{i=1}^m C_i\right)^{-1}$ — расстояние между ближайшими стопорами; $v_k = \left(\sum_{i=1}^m C_i' \tau_i'\right)^{-1}$ — скорость

перемещения перегиба при условии последовательного преодоления им m типов стопоров¹⁾.

При $\sigma^* > \sigma_P$ скорость v'' дислокаций лимитируется точечными и линейными дефектами, представляющими собой дискретный спектр препятствий [24]. В этом случае результирующая скорость v перемещения дислокаций и их механическая подвижность $\mu_m = v/F$ определяются вкладом каждого из рассматриваемых видов стопоров:

$$\mu_m = \frac{1}{F} (\tau_1 C_1 + \tau_2 C_2 + \tau_3 C_3)^{-1}, \quad (9)$$

где F — сила, действующая на дефект, $\tau_i = \tau_{0i} \exp(E_i/k_B T)$ — времена задержки дислокации на соответствующих типах стопоров, E_i — барьер Пайерлса ($i = 1$) и энергии закрепления на соответствующих типах стопоров ($i = 2, 3$).

Действительно, в процессе своего перемещения дислокация последовательно встречает на своем пути различные типы стопоров, задерживаясь на них в течение характерных времен. В зависимости от числа встречаемых барьеров, $n_i = x C_i$, участок протяженностью x преодолевается дислокацией за время

$$\tau = \sum_{i=1}^3 \tau_i n_i = x \sum_{i=1}^3 \tau_i C_i. \quad (10)$$

Тогда результирующая скорость перемещения дислокаций в поле упругих напряжений может быть представлена как

$$v = \frac{x}{\tau} = \left(\sum_{i=1}^3 \tau_i C_i \right)^{-1}, \quad (11)$$

что подтверждает справедливость выражения (9). Из уравнения (11) видно, что результирующая скорость v контролируется наибольшим значением $C_i \tau_i$.

При $\sigma_P \approx \sigma^*$ необходимо учитывать оба вклада в результирующую скорость перемещения дислокации:

$$v = v' + v'' = 2n_k \left(\sum_{i=1}^m C_i \sum_{i=1}^m C'_i \tau'_i \right)^{-1} + \left(\sum_{i=1}^3 \tau_i C_i \right)^{-1}.$$

Однако в проводимых здесь исследованиях (см. кривую 1 на рис. 2 — опыты без внешней нагрузки) этот вариант распределения напряжений практически реализуется лишь в узкой области пространства,

¹⁾ Аналогичный результат для скорости v_k перемещения перегибов получен в [23] при рассмотрении динамики дислокаций в кристаллах с высоким барьером Пайерлса при наличии точечных дефектов ($m = 2$).

локализованной около участка кристалла с царапинами и не требует специального учета. В рамках этого подхода проанализируем составляющие $C_i \tau_i$.

Первый тип стопоров связан с собственным рельефом кристаллической решетки (рельеф Пайерлса), который контролирует транспорт дислокаций в бездефектном кристалле. Это позволяет представить первое слагаемое, $C_1 \tau_1$, в виде постоянной, не зависящей ни от координат, ни от времени пробега дислокации. Следовательно, парциальная скорость ее перемещения также должна быть постоянной:

$$v_1 = \frac{1}{C_1 \tau_1} = \text{const}. \quad (12)$$

Несколько сложнее обстоят дела со вторым (магниточувствительным) типом стопоров с концентрацией C_2 , идентифицируемым нами с бором или фосфором в кремнии. Любая из этих парамагнитных примесей перераспределяется между примесными центрами с концентрациями C_{2a} и C_{2b} с различной ориентацией электронных спинов и соответствующими временами задержки τ_{2a} и τ_{2b} .

Следуя логике уравнений (9)–(11) и уравнения материального баланса

$$C_2 = C_{2a} + C_{2b}, \quad (13)$$

легко показать, что в (9)

$$\tau_2 C_2 = \tau_{2a} C_{2a} + \tau_{2b} C_{2b} = C_2 \tau_{2b} - C_{2a} (\tau_{2b} - \tau_{2a}). \quad (14)$$

Тогда связанная с магниточувствительными стопорами парциальная скорость v_2 перемещения дислокаций должна подчиняться закону

$$v_2 = (\tau_{2a} C_{2a} + \tau_{2b} C_{2b})^{-1}, \quad (15)$$

или

$$v_2 = [C_2 \tau_{2b} - C_{2a} (\tau_{2b} - \tau_{2a})]^{-1}. \quad (15')$$

Однако составляющие C_2 , в отличие от C_1 , не постоянны во времени t , поскольку в магнитном поле происходит активное увеличение числа стопоров с меньшими временами задержки, а после прекращения магнитного воздействия ($t > t_B$) протекают релаксационные процессы, характеризующиеся возвратом магнитостимулированной подсистемы структурных дефектов в исходное невозмущенное состояние. Все это требует учета эволюционного изменения составляющих C_2 на различных этапах перераспределения стопоров.

Если релаксационные процессы после магнитной обработки, например для C_{2a} , протекают со скоростью

$$\frac{dC_{2a}}{dt} = -k C_{2a}, \quad (16)$$

то концентрация стопоров, ускоряющих процесс перемещения дислокаций за счет меньших τ_{2a} , должна изменяться как

$$C_{2a} = C_{2a}^0 \exp(-kt^*), \quad (17)$$

где k — константа скорости процесса восстановления электронной подсистемы, $t^* = t - t_B$ — время релаксации магнитостимулированных изменений, C_{2a}^0 — начальное значение концентрации стопоров с соответствующей ориентацией электронных спинов.

Стартовое значение концентрации C_{2a}^0 определяется уровнем магнитного возмущения. Очевидно, при фиксированном поле скорость перераспределения магниточувствительных стопоров в пользу C_{2a} может быть представлена уравнением

$$\frac{dC_{2a}^0}{dt_B} = k_{2b}C_{2b}^0 - k_{2a}C_{2a}^0 \quad (18)$$

или

$$\frac{dC_{2a}^0}{dt_B} = k_{2b}(C_2 - C_{2a}^0) - k_{2a}C_{2a}^0, \quad (18')$$

где k_{2a} и k_{2b} — константы образования стопоров с различной ориентацией спинов. Его решение имеет вид

$$C_{2a}^0 = \frac{k_{2b}}{k_{2a} + k_{2b}}C_2 - \left(\frac{k_{2b}}{k_{2a} + k_{2b}}C_2 - C_{2a}^{00} \right) \times \exp[-(k_{2a} + k_{2b})t_B], \quad (19)$$

где C_{2a}^{00} — равновесное значение концентрации при $t_B = 0$.

Таким образом, контролируемая магниточувствительными стопорами скорость перемещения дислокаций должна подчиняться уравнению (15), учитывающему (17) и (19):

$$v_2 = \left\{ C_2\tau_{2b} - \left[\frac{k_{2b}}{k_{2a} + k_{2b}}C_2 - \left(\frac{k_{2b}}{k_{2a} + k_{2b}}C_2 - C_{2a}^{00} \right) \times \exp[-(k_{2a} + k_{2b})t_B] \right] (\tau_{2b} - \tau_{2a}) \times \exp[-k(t - t_B)] \right\}^{-1}. \quad (20)$$

Что касается третьего типа стопоров, связываемого с узлами пересечения линейных дефектов [15], их влияние на величины v и μ_m проявляется через плотность дислокаций N_d . Концентрация этих стопоров может быть определена как

$$C_3 = \gamma\sqrt{N_d} \cos \alpha \cos \beta, \quad (21)$$

где γ — число плоскостей скольжения, α и β — углы соответственно между плоскостями скольжения и векторами Бюргера взаимодействующих дислокаций.

Тогда пробег дислокаций в области больших значений N_d должен подчиняться закону

$$x_3 = \frac{t}{C_3\tau_3} = \frac{t}{\tau_3\gamma\sqrt{N_d} \cos \alpha \cos \beta} \quad (22)$$

и при малых значениях $C_3\tau_3$ неограниченно возрастать, уступая контроль над транспортом другим стопорам.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальная проверка приведенных здесь базовых уравнений осуществлялась по ранее описанной технологии. Основные экспериментальные результаты представлены на рис. 3–7.

Предварительная обработка образцов в магнитном поле активизирует дислокации, способствуя более быстрому их перемещению в кристалле. Эффективность этого воздействия, идентифицируемая нами как «магнитная память», сохраняется не менее трех суток, по истечении которых подвижность дислокаций, а следовательно, и их скорость резко уменьшаются, стремясь к значениям исходных образцов, еще не подвергшихся магнитной обработке (рис. 3). Наблюдаемые изменения зависимости $v(t^*)$

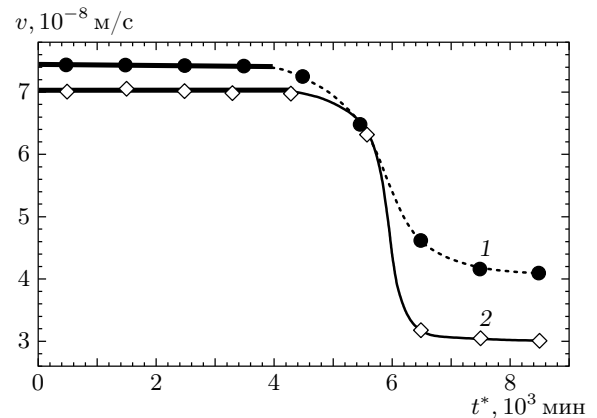


Рис. 3. Эволюция скорости перемещения дислокаций в процессе хранения образцов в естественных условиях после обработки в магнитном поле $B = 1$ Тл в течение 20 мин. Точки — эксперимент, выделенные фрагменты кривых — результат расчета по уравнению (20) ($v = 3.7$ и 2.4 м/с при $t_B = 0$ соответственно для p -Si (1) и n -Si (2))

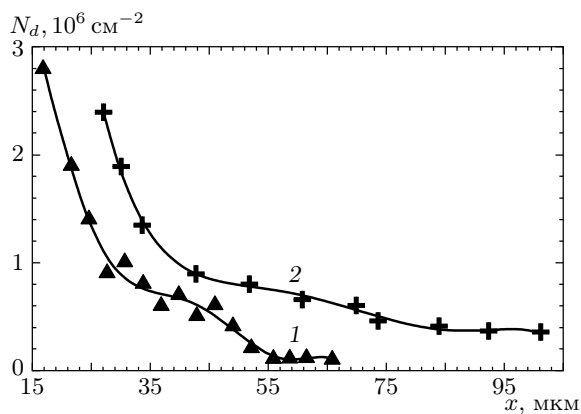


Рис. 4. Пространственное распределение дислокаций от трещины в процессе пластической деформации кремния в течение 40 мин при $T = 948$ К, $t_B = 0$: 1 — n -Si; 2 — p -Si

при монотонном ослаблении «магнитной памяти» в течение 73 ч хорошо согласуются с уравнением (19) при фиксированных значениях t_B . Найденные из этого согласования константы k скоростей процесса восстановления электронной подсистемы сведены в табл. 2.

Из рис. 4 видно, что вытеснение линейных дефектов в поле упругих напряжений сильно зависит от концентрационного профиля²⁾ дислокаций, увеличиваясь, например, для n -Si в три раза при снижении N_d с $3 \cdot 10^6$ до $0.3 \cdot 10^6$ см^{-2} . При этом наибольшие изменения скорости v происходят в пространственных областях с большими значениями N_d , в то время как скорости перемещения «быстрых» дислокаций в окрестности малых N_d практически постоянны либо претерпевают несущественные изменения. Глубина проникновения индивидуальных дислокаций в интервале исследуемых температур линейно зависит от длительности изотермического отжига кристалла (0.5–16 ч). Все это указывает на доминирующую роль «дислокационных» стопоров с концентрацией C_3 лишь в прилегающих к царापинам дефектных областях, где их влияние на результирующую скорость v вытеснения проявляется особенно отчетливо. Это позволяет исключить для наиболее удаленных дислокаций влияние рассматриваемого типа стопоров, отслеживая тем самым воздействие лишь фактора магнитного возмущения.

Временное влияние магнитного поля ($B = 1$ Тл)

²⁾ Под концентрационным профилем дислокаций понимается пространственное распределение ямок травления в окрестности концентратора напряжений.

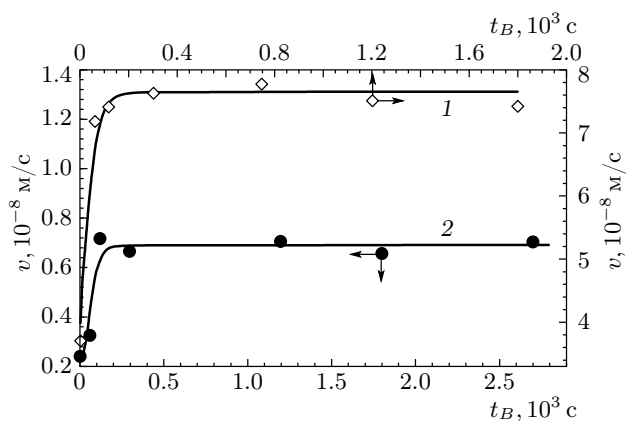


Рис. 5. Зависимость максимальной скорости вытеснения дислокаций в кремнии от времени обработки образца в магнитном поле при $B = 1$ Тл. Точки — эксперимент, кривые — результат расчета по уравнению (20)

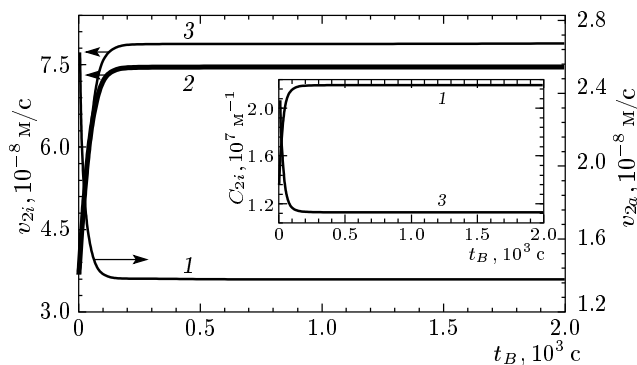


Рис. 6. Влияние длительности магнитной обработки n -Si на концентрационное перераспределение магниточувствительных стопоров и парциальных скоростей перемещения дислокаций, рассчитанных по уравнению (19): 1 — C_{2a} , v_{2a} ; 2 — результирующая скорость; 3 — C_{2b} , v_{2b}

на удаленные дислокации оказывается неоднозначным как для n -, так и p -Si (рис. 5). Несмотря на количественные различия, просматривается отчетливая тенденция к росту скорости и, следовательно, концентрации C_{2a} стопоров при увеличении продолжительности обработки пластин в магнитном поле. Это указывает на определяющую роль магниточувствительных стопоров с концентрацией C_2 и ее составляющих в транспорте дислокационных сегментов в области малых N_d .

Хорошее согласование экспериментальных результатов с уравнением (19) позволило провести численную оценку основных параметров дислокацион-

Таблица 2. Параметры магнитостимулированного дислокационного транспорта после изотермического отжига в течение 40 мин; $B = 1$ Тл, $t^* = 180$ с

Тип кристалла	ρ , Ом·см	Концентрация примеси, 10^{22} м $^{-3}$	C_2 , 10^7 м $^{-1}$	C_{2a}^{00} , 10^7 м $^{-1}$	τ_{2b} , с	τ_{2a} , с	k_{2b} , 10^{-2} с $^{-1}$	k_{2a} , 10^{-2} с $^{-1}$	k , 10^{-6} с $^{-1}$
<i>p</i>	0.5	4.0	3.4	3.3	0.64	0.02	1.3	2.0	1
<i>n</i>	2	0.5	1.8	1.4	1.17	0.06	0.34	0.76	5

ного транспорта (см. табл. 2) при фиксированном времени деградации t^* . Так, кривые на рис. 6 характеризуют перераспределение стопоров с концентрацией C_{2i} и парциальных скоростей перемещения дислокаций, $v_{2i} = (C_{2i}\tau_{2i})^{-1}$, с различными временами задержки после контролируемых этапов магнитной обработки. Обращают на себя внимание и большие времена задержки дислокаций на магниточувствительных стопорах (см. табл. 2), которые примерно в 10^{10} раз превышают характерные времена спиновой конверсии (10^{-11} – 10^{-10} с [4, 12]). Следовательно, замедленный отклик скорости v_2 на фактор магнитного возмущения (см. рис. 4) связан не столько с конверсией спинов, сколько с замедленными процессами образования комплексов на базе примесных центров с различно ориентированными спинами:

$$\begin{aligned}
 C_{2a} &\equiv C_{2a}^+ + \xi_{2a}, \\
 C_{2b} &\equiv C_{2b}^- + \xi_{2b}.
 \end{aligned}
 \tag{23}$$

Здесь индексы «+» и «-» определяют конфигурацию электронных спинов примесных центров; ξ_{2i} — структурные составляющие комплексов C_{2i} .

Полученная выше количественная информация базировалась лишь на изолированных дислокациях, достаточно далеко удаленных от травмированных областей кристалла. Между тем участки кремния с большими значениями N_d , т.е. доминирующим влиянием «дислокационных» стопоров C_3 , также несут в себе важную информацию, извлечение которой может базироваться на согласовании экспериментальных (рис. 7) и аналитических (см. уравнение (21)) значений v_3 .

Действительно, скорость вытеснения дислокаций в пространственных зонах, контролируемых рассматриваемым видом стопоров (рис. 7), хорошо описывается выражением (21) при всех исследуемых температурных режимах. Это позволяет определить

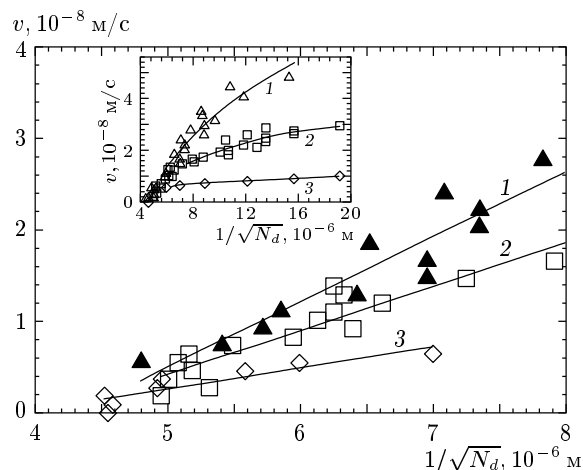


Рис. 7. Зависимость скорости вытеснения дислокаций в пространственных зонах, контролируемых стопорами с концентрацией C_3 (сплошные линии), от величины $1/\sqrt{N_d}$, определяющей расстояние между дислокациями при 903 (1), 873 (2), 823 К (3). На вставке представлена полная зависимость $v(N_d)$

как среднее время закрепления дислокаций на соответствующих стопорах, $\tau_3 = 50$ с, так и величину энергетического барьера, $E = 0.9$ эВ, при их преодолении. Характерно, что активационные барьеры открепления дислокаций от магниточувствительных стопоров, определенные нами по изолированным дислокациям, соответствуют 2.1 эВ. Найденные значения согласуются с известными литературными данными [15, 21].

Таким образом, в работе рассмотрена динамика дислокаций в кремнии в поле внутренних и внешних напряжений в монокристаллических пластинах кремния. Экспериментально зафиксировано перемещение дислокационных сегментов в поле внутренних напряжений кристалла на расстояние 30–50 мкм от трещины при изотермическом отжиге кремниевых

пластин в течение 0.5–3 ч в температурном интервале 600–700 °С. Наблюдаемое перемещение связывается с междислокационным взаимодействием вблизи концентратора напряжений.

Проанализирован механизм движения дислокаций с участием трех типов стопоров. Установлено, что предварительная обработка кремниевых пластин в слабом магнитном поле в два–три раза увеличивает скорость вытеснения дислокационных сегментов. Найдена зависимость максимального пробега дислокаций от времени экспозиции образцов в магнитном поле. Описана кинетика магнитостимулированных изменений в рамках модели спин-зависимых реакций структурных дефектов. Определены количественные характеристики транспорта дислокаций при возмущающем действии магнитного поля. Оценены энергетические параметры процесса открепления линейных дефектов от «дислокационных» и магниточувствительных стопоров.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Т. М. Перекалина и др., ФТТ **29**, 467 (1987).
2. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, ФТТ **33**, 3001 (1991).
3. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, С. Е. Жуликов, ФТТ **39**, 495 (1997).
4. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, В. Е. Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 400 (1998).
5. О. И. Дацко, В. И. Алексеенко, ФТТ **39**, 1234 (1997).
6. Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, С. А. Ерофеева и др., Письма в ЖЭТФ **70**, 298 (1999).
7. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, ФТТ **24**, 155 (1992).
8. В. А. Макара, Л. П. Стебленко, Н. Я. Горидько и др., ФТТ **43**, 462 (2001).
9. А. А. Скворцов, А. М. Орлов, В. А. Фролов и др., ФТТ **42**, 1814 (2000).
10. А. А. Скворцов, А. М. Орлов, Л. И. Гончар, ЖЭТФ **120**, 134 (2001).
11. М. И. Молоцкий, ФТТ **33**, 3112 (1991).
12. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, Е. М. Салихов, *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях*, Наука, Новосибирск (1978).
13. M. I. Molotskii, R. E. Kris, and V. Fleurov, Phys. Rev. B **51**, 12531 (1995).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1965).
15. Н. Н. Новиков, *Структура и структурно-чувствительные свойства реальных кристаллов*, Вища школа, Киев (1983).
16. М. П. Шаскольская, *Кристаллография*, Высшая школа, Москва (1984).
17. J. R. Patel, Phys. Rev. Lett. **33**, 1436 (1966).
18. Н. Я. Горидько, В. А. Макара, Н. Н. Новиков, Л. П. Стебленко, ФТТ **31**, 31 (1989).
19. В. А. Макара, Л. П. Стебленко, В. В. Обуховский и др., ФТТ **42**, 854 (2000).
20. Г. А. Малыгин, ФТТ **42**, 69 (2000).
21. Т. Судзуки, Х. Есианага, *Динамика дислокаций и пластичность*, Мир, Москва (1982).
22. А. Н. Орлов, *Введение в теорию дефектов в кристаллах*, Высшая школа, Москва (1983).
23. Б. В. Петухов, Изв. АН СССР, сер. физ. **51**, 708 (1987).
24. И. Диль, Г. Зайдель, Л. Ниман, в сб. *Актуальные вопросы теории дислокаций*, Мир, Москва (1968), с. 179.