

## Электростимулированное движение краевых дислокаций в кремнии при комнатных температурах

© А.А. Скворцов, А.М. Орлов, В.А. Фролов, А.А. Соловьев

Ульяновский государственный университет,  
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: scvor@sv.uven.ru

(Поступила в Редакцию 3 марта 2000 г.  
В окончательной редакции 10 мая 2000 г.)

В интервале температур  $T = 300\text{--}450\text{ К}$  исследованы движение краевых дислокаций и связанная с ним акустическая эмиссия Si (111) при протекании постоянного тока в направлении [110] плотностью  $0.5\text{--}5 \cdot 10^5\text{ А/м}^2$ . Показано, что определяющим механизмом перемещения дислокаций является сила электронного ветра, определяющая величину эффективного заряда, приходящегося на один атом дислокационной линии  $Z_{\text{эф}} = 0.06$  ( $n\text{-Si}$ ) и  $-0.01$  ( $p\text{-Si}$ ).

Согласование теории с экспериментом позволило установить основной вклад краевых дислокаций в акустический отклик исследуемых образцов кремния. Установлены характерные частоты переходов дислокаций в  $n$ - и  $p$ -Si из одного метастабильного состояния в другое:  $f_{\text{max}} = 0.1\text{--}0.5\text{ Гц}$ . Оценены численные значения коэффициентов диффузии атомов в дислокационной примесной атмосфере:  $3.2 \cdot 10^{-18}\text{ м}^2/\text{с}$  ( $n\text{-Si}$ ) и  $1.5 \cdot 10^{-18}\text{ м}^2/\text{с}$  ( $p\text{-Si}$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке Минвуза "Деградационные процессы в многослойных тонкопленочных структурах" и гранта РФФИ № 98-02-0335.

Хорошо известно, что дислокации существенно влияют на электрофизические свойства полупроводников [1]. Подобно легирующим примесям дислокации в полупроводниках выступают в качестве электрически активных центров [2], движение которых изменяет электрические свойства кристалла. Более того, наблюдается их активное взаимодействие с легирующими атомами, приводящее к образованию примесных атмосфер [3,4]. Такая перестройка оказывает определяющее влияние на поведение линейных дефектов во внешних возмущенных полях. Наглядным примером подобного воздействия могут служить опыты с элементарными полупроводниками, проведенные при высоких [1] или комнатных ( $T_R$ ) температурах с дополнительной механической нагрузкой [1,5]. Однако полученной здесь информации оказалось явно недостаточно для описания механизма электропластического эффекта в элементарных полупроводниках. Более того, практически отсутствуют сведения о транспортных процессах в ядре дислокации при ее электростимулированном движении при комнатных температурах. Поэтому целью данной работы и явилось изучение электростимулированного транспорта отягощенных примесным облаком краевых дислокаций в кремнии при комнатных температурах.

Опыты проводились на бездислокационных кремниевых пластинах  $n$ - и  $p$ -типа ориентации (111) размером  $60 \times 12 \times 0.4\text{ мм}$  с фиксированным значением удельного сопротивления в диапазоне  $\rho = 0.05\text{--}0.005\ \Omega \cdot \text{см}$ . Краевые дислокации вводились путем трехточечного изгиба пластин в направлении [111] при температуре  $1000^\circ\text{C}$  в течение 30 min [6]. При изменении стрелы прогиба до  $800\ \mu\text{м}$  плотность дислокаций достигала  $10^6\text{ см}^{-2}$  и для каждого объекта была фиксирована.

При проведении исследований первоначально анализировалась дислокационная структура образца на предмет преобладания краевой компоненты, после чего при комнатных температурах проводился электроотжиг дислокационных и бездислокационных образцов с последующим анализом миграции линейных дефектов.

Влияние дислокационного ангармонизма на изменение модуля Юнга  $E$  регистрировалось при изгибе монокристаллов кремния. Поскольку фактор анизотропии кремния  $\sim 1.5$  [7] и скорость распространения звука в различных направлениях отличаются незначительно ( $\sim 2\%$  [8]), для анализа можно использовать нелинейный закон Гука для изотропных тел

$$\sigma = E\varepsilon = E_0\varepsilon + \alpha\varepsilon^2 + \beta\varepsilon^3; \quad (1)$$

вытекающая из него упругая энергия единицы объема кристалла

$$W = \frac{1}{2}E_0\varepsilon^2 + \frac{1}{3}\alpha\varepsilon^3 + \frac{1}{4}\beta\varepsilon^4. \quad (2)$$

Здесь и далее  $\alpha, \beta$  — линейные комбинации модулей упругости третьего и четвертого порядков соответственно ( $\text{Па}$ ),  $\varepsilon$  — упругая деформация,  $E_0$  — модуль Юнга для линейного закона Гука.

Модуль  $\alpha$  в (2) является коэффициентом при нечетной степени упругой деформации, поэтому знакопеременный вклад этого члена в упругую энергию зависит от знака  $\varepsilon$ . Например, в случае прогиба "верхняя" половина пластины испытывает сжатие относительно нейтрального слоя ( $\alpha\varepsilon^3 < 0$ ), а "нижняя" — растяжение ( $\alpha\varepsilon^3 > 0$ ), так что усреднение по сечению даст нуль [9]. В отличие от этого в слагаемом с  $\beta$  любая знакопеременная деформация приводит к одному и тому же изменению  $W$ . При расчете

вклада дислокаций в нелинейные модули необходимо учитывать решеточный  $\beta_l$ , дислокационный  $\beta_d$  и концентрационный<sup>1</sup>  $\beta_c$  ангармонизм

$$\beta = \beta_l + \beta_d + \beta_c. \quad (3)$$

Причем, согласно [10], при наличии дислокационной структуры

$$\beta_d = \frac{(1 + 3\nu - 7\nu \sin^2 \theta) N_d L^4 \Omega^4 E_0^4}{160(1 + \nu - 3\nu \sin^2 \theta)^4 b^2 g^3 \mu^3} \quad (4)$$

и  $\beta_l \ll \beta_d$ . Здесь  $\Omega$  — ориентационный фактор,  $N_d, L$  — плотность и длина дислокаций соответственно;  $\nu = 0.27$  — коэффициент Пуассона кремния;  $\theta$  — угол между вектором Бюргерса  $b$  и осью дислокации [10]. Для краевой дислокации в кремнии знак модуля  $\beta \approx \beta_d$  положителен, а при преобладании винтовой компоненты — отрицателен. Поэтому, измеряя значение  $\beta$  дислокационного образца с малой концентрацией носителей заряда, можно судить о характере линейных дефектов в полупроводнике.

Для экспериментальной проверки знака  $\beta$  использовался метод составного вибратора. К торцам пластин приклеивались пьезокерамические датчики с двумя металлизированными гранями. Ширина датчиков максимально приближалась к ширине пластины. Длина датчиков составляла 6–8 мм.

Изгиб образцов вдоль направления [111] производился на специально изготовленном приспособлении с шаровыми опорами диаметром 0.5 мм, уменьшающими влияние контактов "опора–кристалл" на передачу упругой энергии. Прогиб пластин фиксировался микрометром с точностью  $\pm 2.5 \mu\text{m}$ . Максимальный прогиб кристалла в центре пластины при расстоянии между опорами 55 мм составлял 800  $\mu\text{m}$ . При ббльших деформациях наступало полное разрушение образцов.

Исследуемая пластина включалась в цепь обратной связи ВЧ-резонансного усилителя. Для контроля амплитуды резонансной частоты использовались осциллограф С1-83 и частотомер РЧЗ-07-0002. Измерение деформационной зависимости скорости упругой волны полупроводника проводилось в диапазоне 3–7 МГц. Вначале колебательный контур настраивался на резонансную частоту с последующей трехминутной выдержкой во включенном состоянии для установления теплового равновесия и уменьшения дрейфа резонансной частоты. Далее снимались показания частотомера при нагрузке и разгрузке кристаллов. Относительное изменение частоты по причине дрейфа параметров внешней среды не превышало  $10^{-5}$ .

Если в полупроводниковой кремниевой пластине длиной  $L_{PL}$  и толщиной  $h_{PL}$ , подвергающейся трехточечному изгибу, возбудить продольные колебания, то полная деформация будет складываться из колебательной  $\epsilon_k$

и статической  $\epsilon_0$  деформаций. Параметры колебаний в этом случае будут характеризоваться модулем Юнга [10]

$$E = E_0 \left( 1 + \left( \frac{3\beta}{2E_0} - \frac{\alpha^2}{E_0^2} \right) \frac{h_{PL}^2}{6r_{PL}^2} \right). \quad (5)$$

Здесь радиус кривизны  $r_{PL}^2$  при малом прогибе определяется второй производной от профиля пластины  $y(x)$ . Для используемой схемы нагружения с фиксируемым расстоянием  $\rho$  между опорами профиль пластины описывается известной функцией [10]

$$y(x) = d \left( -\frac{4x^3}{\rho^3} + \frac{6x^2}{\rho^2} - 1 \right), \quad (6)$$

здесь  $d$  — стрела прогиба.

Для определения модулей упругости использовалась измерительная схема, представляющая собой автогенератор с условием резонанса, определяемым суммарной фазой

$$\begin{aligned} \varphi &= 2\pi f \int_{-0.5L_{PL}}^{0.5L_{PL}} \frac{dx}{v(x)} = \frac{2\pi f}{v_0} \int_{-0.5L_{PL}}^{0.5L_{PL}} \frac{dx}{\sqrt{\left( 1 + \left( \frac{3\beta}{2E_0} - \frac{\alpha^2}{E_0^2} \right) \frac{h_{PL}^2}{6r_{PL}^2} \right)}} \\ &= 2\pi N, \quad N = 1, 2, 3 \dots \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $v = \sqrt{\frac{E}{dS_i}}$  — скорость звука в кристалле,  $dS_i$  — плотность кремния.

Интегрирование этого уравнения с учетом (5) и (6) позволяет получить выражение для относительного изменения частоты генерации  $\Delta f = f - f_0$  ультразвуковых сигналов колебательной системы с деформируемой пластиной

$$\frac{\Delta f}{f} \approx \frac{df}{f} = \frac{4h_{PL}^2}{\rho^3 L_{PL}} (\Delta d)^2 \left( \frac{3\beta}{2E_0} - \frac{\alpha^2}{E_0^2} \right). \quad (8)$$

Здесь  $f_0, d_0$  — частота автогенерации и стрела прогиба при отсутствии деформации,  $f, d$  — частота и стрела прогиба при деформации изгибом,  $\Delta d = d - d_0$ .

Для удобства последующего анализа представим (8) с учетом (3) в виде соответствующих уравнений

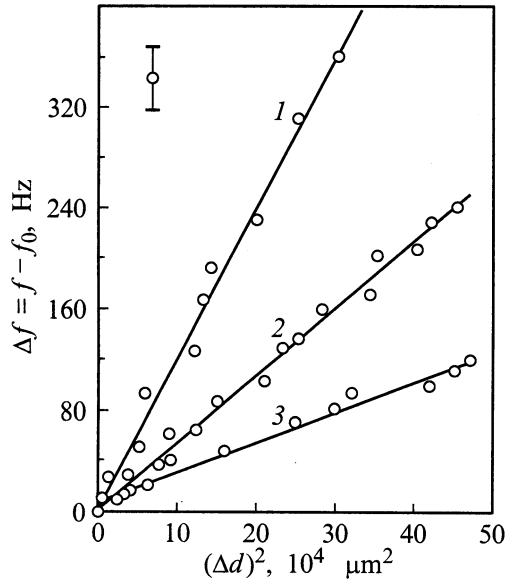
$$\left\{ \frac{\Delta f}{(\Delta d)^2} \right\}_s = 4 \left( \frac{(h_{PL})^2}{\rho^3 L_{PL}} \right)_s f_s \left[ \frac{3(\beta_p + \beta_c)}{2E_0} \right], \quad (9)$$

$$\left\{ \frac{\Delta f}{(\Delta d)^2} \right\}_d = 4 \left( \frac{(h_{PL})^2}{\rho^3 L_{PL}} \right)_d f_d \left[ \frac{3\beta}{2E_0} \right] \quad (10)$$

для бездислокационного (индекс "s") и дислокационного ("d") кремния, в которых учтено отсутствие слагаемого  $\alpha$  при изгибе образцов.

Нетрудно видеть, что правые части уравнений (9) и (10) определяют тангенс угла наклона экспериментальных кривых, построенных в координатах  $\Delta f \sim (\Delta d)^2$ ,

<sup>1</sup> Под концентрационным ангармонизмом понимается вклад свободных носителей заряда в нелинейный модуль упругости  $\beta$ .



**Рис. 1.** Влияние стрелы прогиба  $d$  на изменение частоты колебаний образцов с различной плотностью дислокаций: 1 —  $8 \cdot 10^4$ , 2 —  $7 \cdot 10^5$ , 3 —  $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ .

а их разность дает величину дислокационного вклада в измеряемый модуль

$$\Delta\beta = \beta - \beta_p - \beta_c = \frac{E_0}{6f_d} \left( \frac{p^3 L_{PL}}{h_{PL}^2} \right)_d \left( \frac{\Delta f}{\Delta d^2} \right)_d - \frac{E_0}{6f_s} \left( \frac{p^3 L_{PL}}{h_{PL}^2} \right)_s \left( \frac{\Delta f}{\Delta d^2} \right)_s. \quad (11)$$

Видно, что дислокационный вклад в соответствующий модуль может быть получен сравнением  $\Delta\beta$  образцов с различной плотностью дислокаций  $N_d$ . При этом исключаются эффекты, связанные с вкладом свободных носителей в нелинейный модуль  $\beta$ .

Типичные результаты этих исследований приведены на рис. 1. Нетрудно видеть, что для дислокационной структуры  $n$ -кремния  $\beta_d > 0$ , что свидетельствует о краевом характере изучаемых дислокаций. Аналогичная ситуация наблюдается и для  $p$ -кремния.

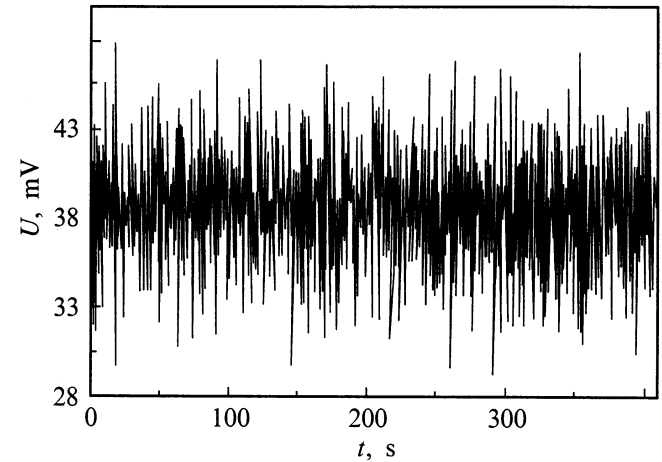
Таким образом, используемые режимы деформации как донорного, так и акцепторного кремния способствуют появлению преимущественно краевых дислокаций с углом между вектором Бюргера и осью дислокации  $\theta \approx 90^\circ$ , непосредственно следующим из (4). Анализ подвижности краевых дефектов в электрическом поле осуществлялся акусто-эмиссионными методами [11] и избирательным травлением поверхности полупроводника [12]. Для этого пластины кремния химически полировались, и после отжига под нагрузкой осуществлялось стартовое травление для выявления первоначального положения дислокаций.

Токовая выдержка без дополнительной механической нагрузки ( $j = 1-7 \cdot 10^{-5} \text{ A/m}^2$ ) производилась в течение

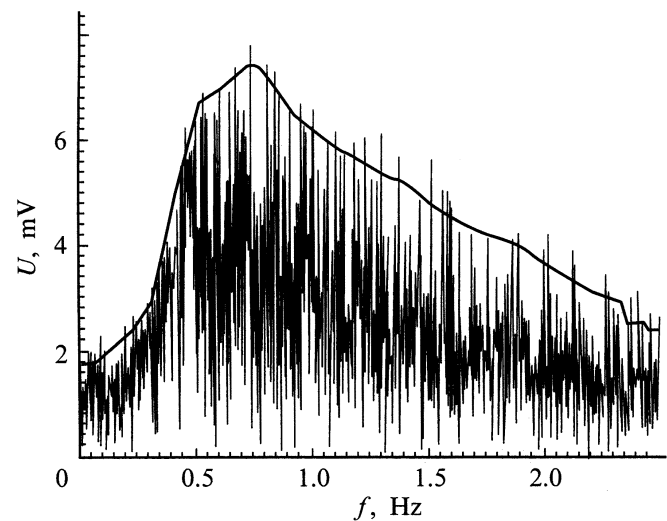
20–40 часов в термостате на специальном крепежном устройстве. В качестве токовых контактов использовалась In–Ga эвтектика.

После электротермического отжига в температурном интервале 300–450 К осуществлялось повторное травление и анализ изменения дислокационной картины. Расстояние между дислокационными ямками измеряли с помощью микроскопа МИИ-4 при увеличении  $\times 450$ . В ряде экспериментов дислокационная структура образца до и после электроэкспозиции фотографировалась и пробег анализовывался по обмеру фотонегативов. Оба способа дали хорошо согласующиеся результаты.

Наряду с контролируемым травлением активно использовался метод акустической эмиссии (АЭ). Сигналы АЭ фиксировались пьезоэлектрическим датчиком,



**Рис. 2.** Осциллограмма сигнала  $U(t)$  акустической эмиссии, возникающей при электроотжиге кремниевых ( $0.005 \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$ ) дислокационных пластин ( $4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$ )  $n$ -типа при плотности тока  $j = 2.7 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$  и  $T = 410 \text{ K}$ .



**Рис. 3.** Спектральная плотность мощности сигнала акустической эмиссии после Фурье-преобразования сигнала  $U(t)$ . Главная кривая — сглаживание сигнала  $U(\omega)$ .

лежащим на поверхности исследуемой пластины [11]. Электрический отклик с датчика  $U(t)$  (рис. 2) подавался на запоминающий осциллограф С9-8. Далее информация передавалась в ЭВМ для расчета спектрального состава сигнала АЭ  $U(\omega)$  с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье по методу периодограмм Уэлча [13]. Типичный спектр акустоэмиссионного отклика в процессе электротермического отжига дислокационного кремния представлен на рис. 3.

Результаты исследования показали, что наличие устойчивого АЭ отклика с дислокационных образцов при электроотжиге связано с движением дислокаций. Это подтверждается как кардинальным отличием акустоэмиссии дислокационных и бездислокационных кремниевых пластин, так и возрастанием амплитуды сигнала АЭ с увеличением плотности дислокаций в образцах при неизменных параметрах электроэкспозиции [11].

Известно, что влияние электрического поля на дислокации складывается [12,14–16] из сил ионного увлечения и электронного (дырочного) ветра

$$\mathbf{F}_{\text{eff}} = (eZ_i N_{at} + ep\sigma_{ip} l_p N_{at} - en\sigma_{in} l_n N_{at}) \mathbf{E} = eZ_{\text{eff}} N_{at} \mathbf{E}, \quad (12)$$

здесь  $\sigma_{in}$  и  $\sigma_{ip}$  — средние сечения рассеяния электронов и дырок, отнесенные к одному атому на линии дислокации;  $N_{at}$  — число атомов на линии дислокации;  $n$ ,  $p$ ,  $l_n$  и  $l_p$  — равновесные концентрации и длины свободного пробега электронов и дырок;  $e$  — элементарный заряд;  $Z_i$  и  $Z_{\text{eff}}$  — кулоновский и эффективный заряды, приходящиеся на один атом дислокационной линии. Знак эффективного заряда дислокации определяет направление действия сил электропереноса. Полная сила, определяющая движение линейного дефекта со скоростью  $V$ , записывается в виде

$$\mathbf{F} = eZ_{\text{eff}} N_{at} \mathbf{E} - \mathbf{F}_t(V) = Z_{\text{eff}} N_{at} \mathbf{E} - \frac{\pi c_0 \gamma L}{2D_a kT} V \ln \frac{V r_0}{D_a}, \quad (13)$$

где  $\mathbf{F}_t$  — сила торможения дислокации, зависящая от ее длины  $L$ , коэффициента диффузии атомов в атмосфере  $D_a$ , равновесной концентрации примеси в бездефектной области кристалла  $c_0$  и размерной константы  $\gamma$ .

Особенно отчетливо процессы торможения проявляются в легированных полупроводниках из-за сегрегации примеси вблизи ядра дислокации и образования примесных атмосфер, характерный размер которых можно оценить как [5]

$$r_0^{n+2} = n(n+2) \frac{DWb^n t}{kT}, \quad (14)$$

где  $D$  — коэффициент объемной диффузии атомов примеси,  $W$  — энергия связи,  $kT$  — тепловая энергия,  $t$  — время термообработки.

При комнатных температурах и малых плотностях тока вероятностью отрыва дислокации от атмосферы Коттрела даже с учетом термических активаций можно пренебречь. Предполагаемый механизм перемещения

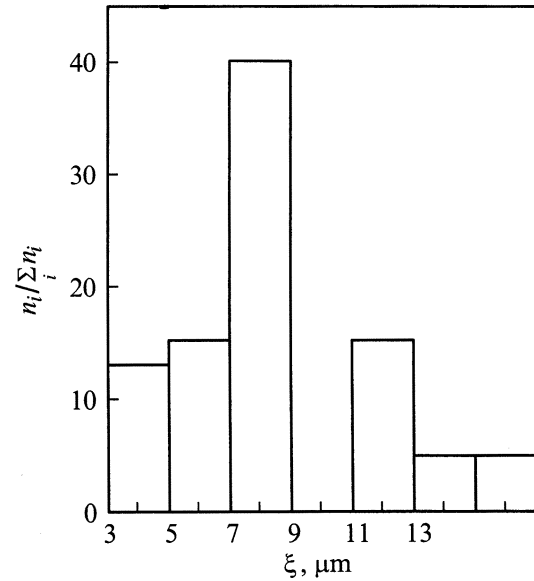


Рис. 4. Распределение дислокационных пробегов ( $\xi$ ) в  $n$ -кремнии ( $N_d = 5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ) при электроотжиге  $j = 0.5 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$ .

связан с переходом дислокации (или ее фрагмента) в соседнее метастабильное состояние с диффузионным увлечением атомов примеси к ее новому положению. В этом случае дислокация может двигаться только в виде объекта "дислокация–примесное облако" [17]. Причем движение такой системы контролируется диффузией растворенных атомов в ядре дислокации [14,17].

Таким образом, при наличии постоянной силы  $\mathbf{F}$  термически активированное движение "отягощенной" дислокации описывается уравнением [3,14]

$$V = V_0 \exp\left(-\frac{E_{p2} - Fb}{kT}\right), \quad (15)$$

которое примет вид

$$V = V_0 \exp\left(-\frac{E_{p2} - eZ_{\text{eff}} N_{at} Eb + F_t b}{kT}\right), \quad (16)$$

где  $E_{p2}$  — барьер Пайерлса II рода.

При анализе влияния электрического поля на подвижность линейных дефектов в кремнии необходимо учесть акцепторные свойства линейных дефектов в  $n$ -Si и донорно-акцепторные в  $p$ -Si [2]. Расстояние, на котором поле заряженной дислокации компенсируется полем ионизированных доноров, оценивается для кремния значением  $R \approx 2 \text{ nm}$  [2]. Поэтому из-за полного экранирования основной вклад в силовое воздействие на дислокации при токовых нагрузках вносит электронный или дырочный ветер, который и предопределяет направленное перемещение объекта "дислокация–примесное облако" в направлении движения основных носителей заряда.

Анализ пробегов линейных дефектов, проведенный нами по 80 индивидуальным дислокациям, свидетельствует

Основные параметры электропереноса

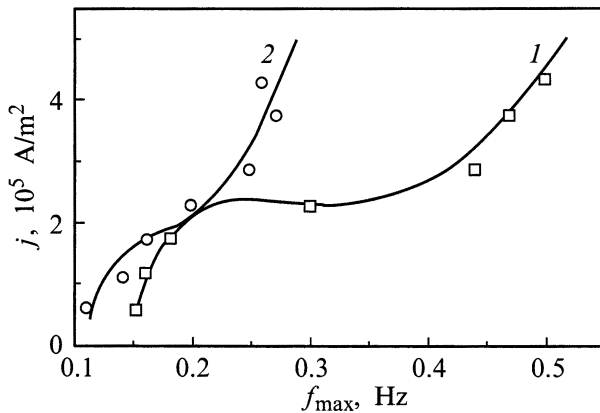
Образец	$\rho, \Omega \cdot \text{m}$	$c_0, \text{m}^3$	$\Phi_1, \text{m}^2/\text{A}$	$\Phi_2, \text{s}$	$\Phi_3, \text{s}$	$\Phi_4, 1/\text{s}$	$Z_{\text{eff}}, 1/\text{atom}$	$V_0, \text{m/s}$	$D_d, \text{m}^2/\text{s}$
<i>n</i> -Si	$10^{-4}$	$5 \cdot 10^{24}$ фосфор	$3 \cdot 10^{-7}$	$7.27 \cdot 10^{-6}$	4.23	1.77	0.06	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-18}$
<i>p</i> -Si	$5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{24}$ бор	$3.5 \cdot 10^{-7}$	$1.36 \cdot 10^{-5}$	8.34	0.86	-0.01	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-18}$

о преимущественном движении краевых дислокаций в *n*-Si к положительному электроду. При рассмотрении дислокационного *p*-Si наблюдается инверсия скорости линейных дефектов и их транспорт осуществляется к отрицательному электроду. Типичные результаты этих исследований приведены на рис. 4. Увеличение токовых нагрузок приводит к ускоренному перемещению краевых дислокаций в кремнии, что не может не отразиться на акустической эмиссии образцов [11].

Проведенные акусто-эмиссионные исследования изучаемых образцов продемонстрировали закономерное смещение спектра акустической эмиссии в сторону больших частот и увеличение амплитуды эмиссионного отклика (рис. 5) при возмущении системы электрическим током. Причем электростимулированные изменения средней скорости направленного перемещения дислокаций и характерной частоты спектра АЭ хорошо коррелируют между собой. К примеру, увеличение  $j$  в *n*-кремнии ( $0.05 \Omega \cdot \text{cm}$ ) с  $4 \cdot 10^5$  до  $6 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$  приводит к 1.5 кратному увеличению как  $V$ , так и  $f_{\text{max}}$ . Такая согласованность позволяет связать максимум спектра сигналов АЭ с характерной частотой переходов дислокаций из одного метастабильного состояния в другое

$$V = af_{\text{max}}, \quad (17)$$

здесь  $a$  — величина одного скачка. Кроме того, само наличие акустоэмиссионного отклика свидетельствует о прыжковом характере движения дислокаций [18]. Действительно, используя экспериментальные значения скорости дислокаций  $V = 0.5 \cdot 10^{-10} \text{ m/s}$ , характерные



**Рис. 5.** Токсовая зависимость максимума спектра акустической эмиссии в кремнии: точки — эксперимент, непрерывная линия — результаты расчета. 1 — *n*-типа ( $N_d = 5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ); 2 — *p*-типа ( $N_a = 2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ).

$f_{\text{max}} = 0.15 \text{ Hz}$  при  $j = 0.5 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$ , нетрудно рассчитать период Пайерлса  $a \sim 0.3 \text{ nm}$ , согласующийся со значениями для ковалентных кристаллов, и подвижность дислокаций  $\mu_d = 1.4 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ .

Таким образом, проходящий через образец электрический ток вытесняет дислокации даже при комнатных температурах. При этом возрастание ”токовых нагрузок” способствует ускорению темпа дислокационных переходов, следовательно, и скорости дрейфа дислокации, что непосредственно отражается на спектрах акустоэмиссионных откликов. Таким образом, регистрация эмиссионных процессов позволяет *in situ* отслеживать динамику дислокаций в полупроводнике.

Проанализируем взаимосвязь  $f_{\text{max}}$  с плотностью тока, протекающего через образец. Для этого с учетом (13) и (16) перепишем уравнение (17), представив его вначале в виде соотношения

$$f_{\text{max}} a = V_0 \exp\left(-\frac{E_{p2}}{kT}\right) \times \exp\left(\frac{\left(eZ_{\text{eff}}N_a \rho j - \frac{\pi c_0 \gamma L}{2D_d kT} f_{\text{max}} a \ln\left(\frac{f_{\text{max}} a r_0}{D_d}\right)\right) b}{kT}\right), \quad (18)$$

а затем для удобства последующего графического анализа в виде

$$j = \frac{1}{\Phi_1} \left( \frac{E_{p2}}{kT} + \ln(\Phi_2 f_{\text{max}}) + \Phi_3 f_{\text{max}} \left( \ln \frac{f_{\text{max}}}{\Phi_4} \right) \right), \quad (19)$$

где размеры константы

$$\Phi_1 = \frac{eZ_{\text{eff}}N_a b \rho}{kT}; \quad \Phi_2 = \frac{a}{V_0}; \quad \Phi_3 = \frac{\pi c_0 \gamma L b a}{2D_d (kT)^2}; \quad \Phi_4 = \frac{D_d}{a r_0}.$$

Видно, что увеличение токовых нагрузок должно сопровождаться смещением максимума спектра АЭ по оси частот. Наглядной иллюстрацией этого для донорного и акцепторного кремния является рис. 5, где наблюдается хорошее согласование эксперимента с уравнением (19) при найденных значениях  $\Phi_i$  (см. таблицу),  $r_0 = 6 \text{ nm}$  и значении барьера Пайерлса II рода ( $E_{p2} \approx 0.5 \text{ eV}$ ) [11]. Это позволяет определить величину эффективного заряда  $Z_{\text{eff}}$ , коэффициента диффузии  $D_d$  и предэкспоненциальный множитель  $V_0$  в уравнении (15). Найденные значения основных параметров электропереноса сведены в таблицу.

Видно, что численные значения  $V_0$ ,  $D_d$  и  $Z_{\text{eff}}$ , найденные по акустоэмиссионному отклику и по смещению дислокационных ямок травления в возмущающих

электрических полях, принимают разумные значения. Завышенные значения  $D_d$  по отношению к объемной диффузии [19] могут свидетельствовать об облегченной диффузии в области ядра дислокации при наличии электрического поля и поля дальнедействующих внутренних напряжений в деформированном кристалле, но по порядку величины они типичны для зернограничной диффузии при  $T_R$  [20]. К сожалению, мы не располагаем литературными сведениями по электростимулированному дрейфу дислокационно-примесных структур, которые позволили бы провести сравнительный анализ.

Таким образом, в работе исследовано движение краевых дислокаций в кремнии при комнатных температурах (300–450 К). Показано, что при электрическом воздействии определяющим механизмом перемещения является сила электронного (для  $n$ -Si) или дырочного (для  $p$ -Si) ветра, определяющего знак эффективно заряда краевой дислокации, окруженной примесным облаком. Полученные результаты указывают на невозможность отрыва дислокации от примесного облака при рассматриваемых токовых и тепловых нагрузках, хотя их движение лимитируется диффузией атомов к ядру в электрическом поле и поле внутренних напряжений дислокации. Предполагаемый механизм перемещения связан с переходом дислокации (или ее фрагмента) в соседнее метастабильное состояние с диффузионным увлечением атомов примеси к ее новому положению.

## Список литературы

- [1] Т. Судзуки, Х. Есинага, С. Такеути. Динамика дислокаций и пластичность. Мир, М. 1989. 296 с.
- [2] В.Б. Шикин, Ю.В. Шикина. УФН **165**, 8, 887 (1995).
- [3] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [4] Н.К. Нечволод. Ползучесть кристаллических тел при низких температурах. Вища школа, Киев. (1980). 184 с.
- [5] Ж. Фридель. Дислокации. Мир, М. (1987). 626 с.
- [6] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Наука, М. (1990). 688 с.
- [7] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). 471 с.
- [8] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Физматлит, М. (1961). 204 с.
- [10] К.Е. Никитин. ФТТ **36**, 12, 3587 (1994).
- [11] А.М. Орлов, А.А. Скворцов, В.А. Фролов. Письма в ЖТФ **25**, 3, 28 (1999).
- [12] Л.Б. Зуев. Физика электропластичности щелочно-галогидных кристаллов. Наука, Новосибирск (1990). 120 с.
- [13] Мл. Марпл. Цифровой спектральный анализ и его применение. Наука, М. (1990). 387 с.
- [14] В.И. Спицин, О.А. Троицкий. Электропластическая деформация металлов. Наука, М. (1985). 160 с.
- [15] В.Б. Фикс. Ионная проводимость в металлах и полупроводниках (электроперенос). Наука, М. (1969). 295 с.
- [16] В.Я. Кравченко, ЖЭТФ **51**, 1676 (1966).

- [17] М.А. Алиев, Х.О. Алиева, В.В. Селезнев. ФТТ **41**, 6, 1028 (1991).
- [18] В.Д. Нащик, К.А. Чишко. ФТТ **14**, 11, 3126 (1972).
- [19] Б.И. Болтакс. Диффузия в полупроводниках. Физматлит, М. (1961). 462 с.
- [20] Л.Н. Лариков, В.И. Исайчев. Диффузия в металлах и сплавах. Справочник. Наук. думка, Киев (1987). 509 с.