

06;08

Изменение спектра акустической эмиссии дислокационного кремния при токовых и тепловых воздействиях

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

Ульяновский государственный университет

Поступило в Редакцию 12 июля 1999 г.

Исследовано изменение спектров акустической эмиссии дислокационного кремния при токовых и тепловых воздействиях. Объяснено и в рамках модели резких перегибов описано смещение частоты максимума спектра акустической эмиссии. Оценены константа торможения, скорость и подвижность дислокаций.

Влияние дислокаций на механические и электрические свойства полупроводников и изготовленных на их основе приборов общеизвестно. Линейные дефекты способствуют возникновению ловушек и центров рассеяния носителей заряда при протекании электрического тока. Более того, наличие электрических полей может приводить к движению дислокаций при достаточно низких температурах. Дрейфующая дислокация при пересечении активной области прибора может вывести его из строя. Особенно критичны к этому приборы с высокой степенью интеграции.

О перемещении дислокаций можно судить как по прямым (электронная микроскопия), так и косвенным (селективное травление) методам исследования. Весьма перспективным представляется анализ акустического шума, всегда сопровождающего движущуюся дислокацию [1]. Однако акустоэмиссия (АЭ) полупроводников во внешних электрических и тепловых полях изучена явно недостаточно. В частности, отсутствует информация о спектральном составе акустической эмиссии дислокационных полупроводников, ее температурной зависимости, влиянии упругих напряжений.

Поэтому данная работа и посвящена изучению спектров АЭ дислокационного кремния при токовом и тепловом воздействиях.

В качестве исходных образцов использовались легированные фосфором бездислокационные кремниевые пластины ($40 \times 10 \times 0.35$ mm) с удельным сопротивлением $\rho = 0.01 \Omega \cdot \text{cm}$ и ориентацией [111].

Последующий их 25-минутный отжиг (1273 К) в условиях трехточечной схемы нагружения способствовал появлению краевых дислокаций [2]. Плотность дислокаций оценивалась путем подсчета ямок травления, выявленных 35-секундной выдержкой в *CP*-травителе при комнатной температуре и составляли $(2-5) \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$.

Эксперимент проводился по методике, подробно описанной в работе [3]. Акустическая эмиссия возбуждалась внешним термическим нагревом ($T = 330-380 \text{ K}$) и пропусканием тока плотностью $j = (0.57-4.3) \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$. Для токоподводящих контактов использовалась жидкая *In-Ga*-эвтектика. Сигналы АЭ фиксировались пьезокристаллическим датчиком, лежащим на поверхности исследуемой пластины. Электрический отклик с датчика $U(t)$ фиксировался запоминающим осциллографом С9-8 и передавался в сопряженную с ним ЭВМ, где с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье восстанавливался спектральный состав акустических сигналов $U(\omega)$.

Основной цикл исследований проводился после перехода системы к равновесию. Это фиксировалось по выходу на насыщение энергии акустических колебаний

$$W \sim \sum_n U_n^2(\omega_n),$$

где U_n — амплитуды гармоник экспериментального спектра [3].

Результаты исследований показали разительное отличие в поведении дефектных и бездефектных структур при токовых и тепловых воздействиях. Обладая эффективным зарядом и массой, дислокации могут перемещаться под действием электронного ветра и электростатического воздействия, увеличивая акустический шум. Действительно, сравнительный анализ спектров исследуемых образцов при идентичных воздействиях указывает на значительное увеличение амплитуды спектра сигнала $U(f)$ от дислокационного кремния с ярко выраженным максимумом на частоте $f = 0.25 \text{ Hz}$ (1 и 2, рис. 1).

Перемещение дислокаций в полупроводниках описывается моделью резких перегибов [4], образующихся при закреплении плеча дислокации на новом дефектном центре. Возникшие перегибы преодолевают потенциалы Пайерлса второго рода, распространяясь перпендикулярно линии

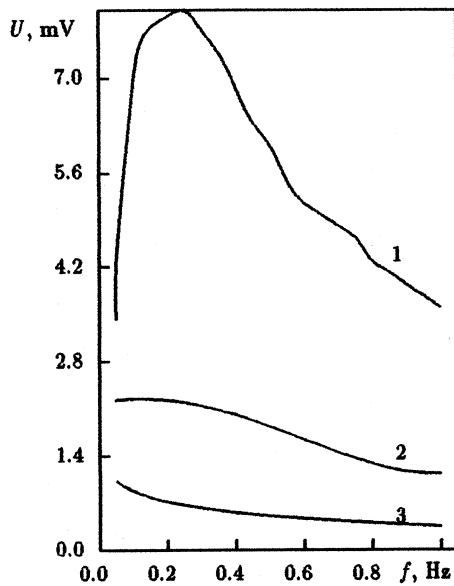


Рис. 1. Спектры АЭ: 1 и 2 — дислокационного и бездислокационного кремния при воздействии током плотностью $j = 2.9 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$ при $T = 360 \text{ K}$; 3 — дислокационного кремния при $T = 360 \text{ K}$ ($j = 0$).

дислокации. Скорость этого перемещения описывается уравнением [4]:

$$v = d' f_0 \left[\exp \left\{ -\frac{E_{p2} - \tau b d d' / 2}{kT} \right\} - \exp \left\{ -\frac{E_{p2} + \tau b d d' / 2}{kT} \right\} \right], \quad (1)$$

где E_{p2} — потенциал Пайерлса второго рода; d' — его период; τ — механическое напряжение; b — длина вектора Бюргерса; d — длина дислокации; f_0 — частота колебаний перегибов.

При тепловом равновесии образующиеся по термоактивационному механизму парные перегибы распадаются на разноименные, диффундируют вдоль дислокационной линии и аннигилируют при встрече. Именно поэтому при термодинамическом равновесии в отсутствие тока сигнал АЭ от дислокационных образцов очень мал (3, рис. 1).

При наложении электрического поля напряжения, возникающее вследствие взаимодействия носителей заряда с дислокацией [5],

$$\tau = \frac{Bj}{enb} \quad (2)$$

нарушают установившееся равновесие и перегибы начинают смещаться направленно (здесь B — константа торможения; e — заряд электрона; n — концентрация свободных носителей). В этом случае скорость перемещения дислокаций определяется разностью частот переходов при движении перегибов в противоположных направлениях. Характерная частота их перескоков в установившемся режиме характеризует собой переход дислокаций из одного метастабильного состояния в другое. Этим, очевидно, и объясняется наличие ярко выраженного максимума в спектре акустической эмиссии дислокационного кремния при возмущении полем постоянного тока (I , рис. 1).

Учитывая (1) и (2), а также то, что скорость перемещения дислокаций v может быть определена произведением частоты перескоков дислокаций f на длину одного скачка l , получим:

$$f = \frac{v}{l} = f_0 \frac{d'}{l} \left[\exp \left\{ -\frac{E_{p2} - Bjdd'/2en}{kT} \right\} - \exp \left\{ -\frac{E_{p2} + Bjdd'/2ne}{kT} \right\} \right]. \quad (3)$$

Для последующего упрощения представим выражение (3) в виде:

$$f = f_0 \frac{d'}{l} \exp \left(\frac{E_{p2}}{kT} \right) \exp \left(\frac{Bjdd'}{2nekT} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{Bjdd'}{nekT} \right) \right]. \quad (4)$$

Последний член в квадратных скобках с учетом численных значений $B = 10^{-6}$ [Pa · s]; $d = 10^{-4}$ [m]; $d' = 5 \cdot 10^{-10}$ [m] [4,6], $j = (0.57-4.3)$ A/m²; $n = 5 \cdot 10^{24}$ m⁻³:

$$\exp \left(-\frac{Bjdd'}{nekT} \right) \approx (3-10) \cdot 10^{-3}$$

оказывается существенно меньше единицы, и им можно пренебречь. Это позволяет по максимумам экспериментальных спектров (рис. 2) и

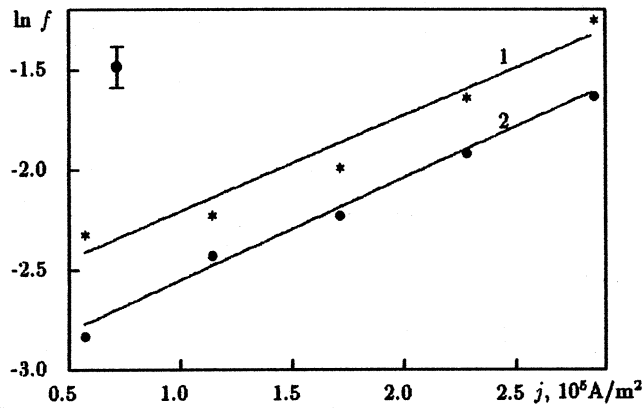


Рис. 2. Зависимость логарифма частоты максимума спектра АЭ от плотности тока через образец: 1 — до, 2 — после отжига при $T = 1273 \text{ K}$ в течение 1 часа.

упрощенному выражению (4), переписанному в виде

$$\ln f = \left[\ln \left(f_0 \frac{d'}{l} \right) - \frac{E_{p2}}{kT} \right] + \frac{Bdd'}{2nekT} \cdot j, \quad (5)$$

оценить константу торможения B и частоту колебаний перегибов f_0 . Оказалось, что 60-минутный изотермический отжиг при $T = 1273 \text{ K}$ приводит к увеличению константы торможения B с 10^{-7} до $8 \cdot 10^{-7} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ и уменьшению частоты колебаний перегибов f_0 с $6 \cdot 10^6$ до $4 \cdot 10^6 \text{ Hz}$. Подобные изменения связаны как со снятием упругих напряжений в процессе термообработки, так и с перераспределением примеси вблизи дислокационной линии, следовательно, увеличением массы дислокаций.

Полученные данные позволяют определить механизм торможения дислокаций в кремнии в исследованном диапазоне температур и напряжений. Известно [7], что торможение дислокаций в кристаллах описывается двумя различными механизмами. Первый из них связывает торможение с термоупругим демпфированием за счет теплового потока от передней стороны к задней стороне дислокации при ее движении через кристалл. Для краевых дислокаций константа торможения в этом

случае:

$$B = \frac{\mu b^2}{2\pi} \frac{9\alpha^2 T \chi}{10K} \ln \frac{K}{\rho c_p \omega l'^2} \approx 6 \cdot 10^{-5} [\text{Pa} \cdot \text{s}], \quad (6)$$

где μ — модуль сдвига; α — коэффициент теплового расширения; K — теплопроводность; χ — модуль объемной упругости; ω — частота релаксации, для неметаллических кристаллов $\omega = 2\pi \cdot 12 \cdot 10^6$ Hz; $l' \approx 10^{-9}$ m — длина отрыва.

Другой механизм учитывает рассеяние фононов при движении дислокации через кристалл. Для этого механизм

$$B = \frac{a}{10v_s} \left(\frac{3ZkT}{a^3} \right) \approx 10^{-6} [\text{Pa} \cdot \text{s}], \quad (7)$$

где Z — число атомов на элементарную ячейку; $3kT$ — их тепловая энергия; v_s — скорость сдвиговой волны; a — параметр решетки.

Сопоставление экспериментальных и расчетных (уравнения (6) и (7)) значений констант торможения позволяет сделать вывод, что наиболее вероятным механизмом торможения дислокаций в кремнии является механизм рассеяния фононов. Для термоупругого демпфирования B почти на два порядка превышал экспериментально найденные значения.

Экспериментальные данные акустической эмиссии и сделанные при этом выводы нашли дополнительное подтверждение в результатах непосредственного наблюдения (по ямкам травления) за перемещением дислокаций. Для этого использовался метод повторного селективного травления. Образцы дислокационного кремния с предварительно вытравленными дислокациями подвергались 72-часовому воздействию тока плотностью $j = 2.9 \cdot 10^5$ A/m² и температуры $T = 350$ K. После этого проводилось повторное выявление дислокаций. Металлографические исследования одних и тех же участков образцов до и после токовой обработки показали наличие новых ямок травления, являющихся прямым подтверждением перемещения дислокаций под действием постоянного электрического тока. Их перемещение к положительному электроду со скоростью $v_d = 5 \cdot 10^{-8}$ cm/s свидетельствует об отрицательном эффективном заряде дислокаций и позволяет определить подвижность $\mu_d = v/E = 4 \cdot 10^{-8}$ cm²/(V · s). Это подтверждает сделанное выше предположение об увеличении дислокаций электронным ветром.

Таким образом, наблюдаемая акустическая эмиссия полупроводников при токовых и тепловых воздействиях определяется движением

дислокаций. В рамках модели резких перегибов объяснено изменение спектров АЭ при увеличении плотности тока, связанное с перераспределением потоков положительных и отрицательных перегибов. Обнаружено, что изотермический отжиг приводит к увеличению константы торможения B , следовательно, уменьшению подвижности дислокаций. Сделан вывод о механизме торможения дислокаций. Вычислим скорость и подвижность дислокаций.

Список литературы

- [1] *Грешников В.А., Дробот Ю.Е.* Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976. 272 с.
- [2] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 688 с.
- [3] *Орлов А.М., Скворцов А.А., Фролов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 3. С. 28–32.
- [4] *Судзуки Т., Ёсинага Х., Такеути С.* Динамика дислокаций и пластичность. М.: Мир, 1989. 296 с.
- [5] *Спицын В.И., Троцкий О.А.* Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985. 160 с.
- [6] *Фридель Ж.* Дислокация. М.: Мир, 1967. 644 с.
- [7] *Мэзон У.* Фононная вязкость и ее влияние на поглощение акустических волн и движение дислокаций. В сб. Ультразвуковые методы исследования дислокаций. М.: ИИЛ, 1963. С. 327–371.