

## О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ КИНЕТИКИ ФОРМИРОВАНИЯ И ПОДВИЖНОСТИ ПЕРЕГИБОВ НА ДИСЛОКАЦИОННОЙ ЛИНИИ

В.И. Никитенко, Б.Я. Фарбер, Ю.Л. Иунин

Обнаружены эффекты радикального изменения характера распределения дислокаций по длинам пробегов при изменении длительности и скважности периодической импульсной нагрузки, позволяющие получать сведения о характеристиках процессов формирования и эволюции нелинейных возбуждений, лимитирующих подвижность дислокаций в рельефе Пайерлса.

Трансляционная симметрия кристалла неизбежно определяет вырожденность его основного состояния и периодическую зависимость энергии дислокации от ее положения в плоскости скольжения, т. е. наличие потенциальных барьеров Пайерлса, которые дислокация вынуждена преодолевать при скольжении по кристаллу. Время  $\tau_t$  перехода дислокации в соседнюю долину потенциального рельефа складывается из времени  $\tau_f$  образования двойного перегиба критического размера  $\lambda_c$  и времени  $\tau_m$  его расширения до аннигиляции с движущимися навстречу антикинками на расстояние  $L_k$  (рис. 1). Величина  $\lambda_c$  определяется равенством силы взаимного притяжения перегибов, образующих пару, которая стимулирует ее схлопывание, внешней силе, расталкивающей кинки.

Для достаточно длинных дислокаций ( $L > L_k = \sqrt{2v_k J}$ ) скорость их стационарного движения в потенциальном рельефе  $v = a/\tau_t = a\sqrt{2Jv_k}$ , где  $a$  — параметр решетки в направлении скольжения дислокации,  $J$  — вероятность образования двойных перегибов на единице длины дислокационной линии в единицу времени и  $v_k$  — скорость бокового перемещения кинка. Теория движения дислокаций в пайерлсовском рельефе достаточно подробно и глубоко разработана <sup>1-3</sup>. Однако при сопоставлении экспериментальных данных о подвижности индивидуальных дислокаций в монокристаллах полупроводников с ее предсказаниями был выявлен ряд парадоксальных противоречий <sup>4-6</sup>. Для их разрешения необходимо раздельно изучать характеристики процессов, лимитирующих формирование и подвижность солитонов на дислокационной линии. В настоящей работе описаны результаты экспериментального исследования динамики индивидуальных дислокаций в монокристаллах кремния при нагружении периодическими импульсными нагрузками со временем действия одиночного импульса, соизмеримым с  $\tau_t$ , открывающие перспективы решения этой задачи.

Измерения скоростей дислокаций осуществляли на образцах в форме четырехгранных призм с размерами ребер  $1,5 \times 4 \times 35$  мм<sup>3</sup>, ориентированных вдоль  $[1\bar{1}1]$ ,  $[\bar{1}12]$  и  $[110]$ , которые вырезались из бездислокационных слитков Si, выращенных бестигельной зонной плавкой. Сначала в образец при четырехопорном изгибе вокруг оси  $[\bar{1}12]$  при  $T = 600^\circ\text{C}$  вводили дислокационные полупетли полугексагональной формы диаметром 800 — 1000 мкм. Места выхода на поверхность  $\{111\}$   $60^\circ$ -ных и винтовых сегментов полупетель выявляли с помощью избирательного химического травления по методике <sup>7</sup>.

Отличительной особенностью настоящей работы является то, что для получения характеристик подвижности кинков и формирования нелинейных возбуждений на дислокационной линии наряду с традиционным статическим нагружением <sup>7</sup> использовалось импульсное нагружение в тех же экспериментальных условиях с длительностью импульсов напряжения  $t_n$ , сопоставимой со временем  $\tau_t$  перехода дислокации в соседнюю долину потенциального рельефа. Образец деформировался серией прямоугольных импульсов, подаваемых с заданной скважностью (т. е. импульсы нагрузки были разделены соответствующими временами пауз  $t_n$ , когда приложенное напряжение  $\sigma = 0$ ) от генератора прямоугольных импульсов через электромагнитный силовой преобразователь. Причем, время активного

нагружения, т. е. суммарное время действия импульсов нагрузки, равнялось времени статического нагружения, в течение которого дислокации смещались на расстояние  $l \approx 30$  мкм.

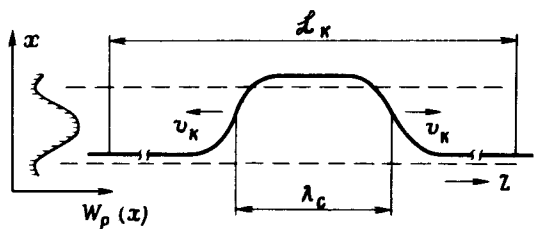


Рис. 1. Схема преодоления дислокацией барьера Пайерлса при напряжениях меньше, чем напряжение Пайерлса  $\tau_p = |dW_p(x)/dx|_{max}$

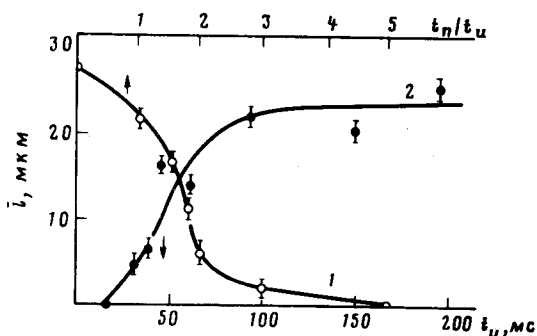


Рис. 3

Рис. 2. Распределение  $60^\circ$ -ных дислокаций по длинам пробегов в Si  $n$ -типа, выращенном бестигельной зонной плавкой с удельным сопротивлением  $150 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , при статическом нагружении (1)  $T = 600^\circ \text{C}$ ,  $\sigma = 0,7 \text{ кг/мм}^2$ ,  $t_c = 7200 \text{ с}$  и импульсном нагружении (2–5) при  $t_n = 94 \text{ мс}$ ,  $\Sigma t_n = t_c$ ,  $t_n/t_n = 1,8$  (2); 2 (3); 3 (4); 5 (5)

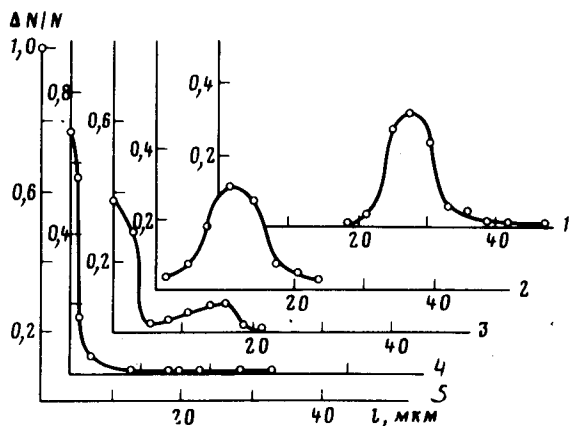


Рис. 2

На рис. 2 (кривая 1) показано распределение  $60^\circ$ -ных дислокаций по длинам пробегов под действием статически приложенного напряжения  $\sigma = 0,7 \text{ кг/мм}^2$  при  $T = 600^\circ \text{C}$  за время нагружения  $t_c = 7200 \text{ с}$ . Кривые (2–5) соответствуют случаю импульсного нагружения при постоянных как времени действия одиночного импульса ( $t_n = 94 \text{ мс}$ ), так и суммарного времени нагружения  $\Sigma t_n = t_c$ . Они отличаются длительностями пауз между нагрузками. Видно, что с ростом времени  $t_n$  нахождения кристалла в ненагруженном состоянии происходит не только уменьшение среднего пробега дислокаций, но и качественное изменение вида гистограмм (появляются не сдвинувшиеся дислокации) и при  $t_n/t_n = 5$  движение дислокаций полностью прекращается (кривая 5).

Обработка гистограмм, представленная на рис. 3 (кривая 1), показала, что средний пробег дислокаций  $\bar{l}$  уменьшается с ростом длительности пауз от значения, измеренного в статическом эксперименте  $l_{ст}$ , до нуля. Причем, на кривой 1 имеется точка перегиба при  $t_n/t_n \approx 2$ .

При исследовании зависимости среднего пробега дислокаций от длительности импульса при  $t_n = t_n$  и  $\Sigma t_n = t_c$  (рис. 3, кривая 2) было обнаружено, что по мере увеличения  $t_n$  средний пробег дислокаций возрастает от 0 до значений, примерно соответствующих  $l_{ст}$  (при  $t_n > 100 \text{ мс}$ ).

Описанные эффекты могут быть объяснены при учете процессов, происходящих при преодолении дислокацией барьера Пайерлса. Если время действия импульса нагрузки меньше чем время образования двойного перегиба критического размера ( $t_n < t_f$ ), то двойные перегибы с  $\lambda > \lambda_c$  не образуются за все время нагружения и  $\bar{l} = 0$  (начальный участок кри-

вой 2, рис. 3). Если  $\tau_f < t_n < \tau_t = \tau_f + \tau_m$ , то за время действия импульса дислокация не успевает полностью перейти в следующую долину потенциального рельефа и на ней останутся двойные перегибы, которые будут стягиваться за время паузы под действием сил притяжения перегибов, образующих пару. Если при этом время паузы будет больше, чем время обратного движения перегиба, то к началу действия следующего импульса нагружения, образующие пару перегибы аннигилируют и средний пробег дислокации за время  $t_c$  тоже будет равен 0 (конечный участок кривой 1, рис. 3). Так как обсуждаемые процессы имеют статистический характер, то критическим значениям  $t_n$  или  $t_n$  будет соответствовать не скачкообразный переход от (или к)  $\bar{l} = 0$ , а точки перегиба на кривых рис. 3. По ним можно независимо определить времена образования кинков и их движения.

Эксперименты, проведенные в настоящей работе, показали, что движение перегибов вдоль дислокационной линии носит термоактивируемый характер. Обработка полученных результатов в рамках модели <sup>1</sup> дала значение для энергии активации движения перегиба  $\sim 1,5$  эВ. Было установлено, что она зависела от примесного состава кристалла. Это свидетельствует о необходимости развития существующих теорий в направлении учета особенностей одномерного движения перегиба в поле случайных сил.

#### Литература

1. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972.
2. Петухов Б.В., Покровский В.Л. ЖЭТФ, 1972, **63**, 634.
3. Büttiker M., Landauer R. Phys. Rev., 1981, **A23**, 1397.
4. Никитенко В.И. Кн. Динамика дислокаций, К.: Наукова думка, 1975, 7.
5. Никитенко В.И., Фарбер Б.Я., Бондаренко И.Е. ЖЭТФ, 1982, **82**, 1539.
6. Nikitenko V.I., Farber B.Ya. Abstract of Yamada Conference IX on Dislocations in Solids, Tokyo, 1984, p. 127.
7. Ерофеев В.Н., Никитенко В.И. ЖЭТФ, 1971, **60**, 1780.