

Процессы долговременной релаксации в облученном протонами 4H-SiC

© А.А. Лебедев¹, Д.А. Малевский¹, В.В. Козловский², М.Е. Левинштейн^{1,¶}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: melev@nimis.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 22 июня 2023 г.

В окончательной редакции 6 декабря 2023 г.

Принята к публикации 6 декабря 2023 г.

Исследованы процессы долговременной (persistent) релаксации проводимости в карбиде кремния *n*-типа, облученном протонами в широком диапазоне температур облучения T_i от 23 до 500°C. Впервые продемонстрировано, что в результате облучения (дозой 10^{14} см⁻²) могут наблюдаться два „конкурирующих“ долговременных процесса релаксации проводимости, характеристики которых существенно зависят от температуры облучения и напряжения, при котором исследуется динамика изменения проводимости. При приложении относительно небольшого постоянного напряжения вслед за первоначальным долговременным падением тока наблюдается рост тока, который также характеризуется очень широким диапазоном постоянных времени. При облучении при комнатной температуре этот диапазон может лежать в пределах от миллисекунд до сотен секунд; при облучении при повышенных температурах — от миллисекунд до сотен миллисекунд. Динамика обоих долговременных процессов зависит от приложенного напряжения. Чем выше приложенное напряжение, тем быстрее спад тока сменяется нарастанием с последующим установлением стационарного состояния. Обсуждается возможная природа наблюдающихся эффектов.

Ключевые слова: карбид кремния, протонное облучение, высокотемпературное облучение, долговременная релаксация.

DOI: 10.61011/FTP.2023.09.56989.5778

1. Введение

Влияние протонного облучения на свойства полупроводников и полупроводниковых приборов важно как с прикладной точки зрения, так и с точки зрения исследования фундаментальных физических вопросов дефектообразования [1–4]. Такого рода исследования для карбида кремния и приборов на его основе были проделаны в целом ряде работ (см., например, [1,5–10] и ссылки в этих работах). Основное внимание в этих работах уделялось исследованию спектра дефектов, образующихся в SiC в зависимости от энергии протонов и дозы облучения, изменению концентрации исходных носителей вследствие образования локальных центров захвата, уменьшению жизни неосновных носителей.

В целом ряде полупроводников протонное облучение обуславливает возникновение долговременного (persistent) спада проводимости (см., например, [11–16] и соответствующие ссылки в этих работах). Такие процессы служат чрезвычайно чувствительным индикатором наличия структурных несовершенств в полупроводниках и полупроводниковых приборах и могут быть обусловлены возникшими в результате облучения уровнями прилипания [17], пространственно неоднородными энергетическими барьерами [18], формированием „хвоста“ плотности состояний, экспоненциально спадающего в глубь запрещенной зоны (см., например, [19]).

Во всех указанных работах процесс установления стационарной проводимости носил характер монотонного долговременного спада тока после приложения к образцу импульса напряжения. В настоящей работе в облученном протонами карбиде кремния *n*-типа впервые наблюдался немонотонный характер установления стационарного состояния. После приложения напряжения падение тока, характеризующегося очень широким диапазоном постоянных времени (persistent process), сменяется ростом тока, который также характеризуется очень широким спектром постоянных времени. В работе исследовано влияние температуры протонного облучения на процессы немонотонной долговременной проводимости в карбиде кремния *n*-типа. Обсуждается возможная природа наблюдающихся эффектов.

2. Условия эксперимента

Исследовались SiC-диоды Шоттки JBSCPW3-1700-S010B с блокирующим напряжением 1700 В, концентрацией носителей (электронов) в базе $n_0 \approx 3.4 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и толщиной базы $W \approx 20$ мкм. Облучение проводилось протонами с энергией 15 МэВ в импульсном режиме. Частота следования импульсов составляла 100 Гц; длительность импульсов равнялась 2.5 мс. Температура T_i , при которой осуществлялось облучение диодов, лежала в диапазоне 23–500°C. Точность поддержания темпера-

туры в процессе облучения составляла $\pm 5^\circ\text{C}$. При всех значениях T_i доза облучения Φ составляла 10^{14} см^{-2} .

Рассчитанная с помощью программы SRIM [20] средняя длина свободного пробега протонов с энергией 15 МэВ равняется 1 мм. Таким образом, при толщине базы диодов $W \approx 20\text{ мкм}$ плотность вводимых облучением дефектов с высокой точностью может считаться однородной.

Вольт-амперные характеристики и динамика изменения проводимости образцов исследовались при комнатной температуре в изотермическом режиме. При сопротивлении базы $R_b \geq 10^3\text{ Ом}$ измерения проводились на постоянном токе. При $R_b \leq 10^3\text{ Ом}$ измерения проводились в импульсном режиме при длительности и скважности импульсов, гарантировавших изотермический режим.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны статические прямые вольт-амперные характеристики структур, облученных протонами с энергией 15 МэВ дозой 10^{14} см^{-2} при четырех температурах.

Показанные на рис. 1 зависимости разумно согласуются с результатами, полученными в работе [15] при облучении при комнатной температуре протонами с той же энергией и той же дозой SiC-диодов Шоттки с блокирующим напряжением 1200 В, т.е. с несколько более высокой исходной концентрацией электронов.

Как было неоднократно показано ранее, облучение оказывает относительно слабое влияние на экспоненциальный участок вольт-амперных характеристик, когда большая часть приложенного напряжения U_F падает на прямосмещенном барьере Шоттки [22,23]. При значении прямого напряжения, превышающего так называемое „напряжение отсечки“ U_c (cutoff voltage), подавляющая часть приложенного напряжения падает на базе диода. Хотя величина U_c несколько зависит от дозы Φ и температуры T_i , она во всем диапазоне значений этих параметров не превосходит $\sim 1.0\text{ В}$ [23].

Как можно видеть из рис. 1, при референтном значении прямого напряжения $U_F = 2\text{ В}$ величина тока в необлученном диоде составляет 14 А. Облучение дозой $\Phi = 10^{14}\text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре ($T_i = 23^\circ\text{C}$) уменьшает величину тока при $U_F = 2\text{ В}$ до значения $I \approx 3.4 \cdot 10^{-8}\text{ А}$, т.е. на ~ 9 порядков. С возрастанием T_i радиационная стойкость материала монотонно возрастает. Величина тока I при $U_F = 2\text{ В}$ и той же дозе составляет $5 \cdot 10^{-7}\text{ А}$ при $T_i = 150^\circ\text{C}$, $2.2 \cdot 10^{-4}\text{ А}$ при $T_i = 300^\circ\text{C}$ и $3.3 \cdot 10^{-2}\text{ А}$ при $T_i = 500^\circ\text{C}$. Представленные данные, очевидно, свидетельствуют об уменьшении с температурой облучения стационарной концентрации радиационных дефектов, обуславливающих компенсацию проводимости базы. Качественный анализ такой температурной зависимости проделан в работе [23].

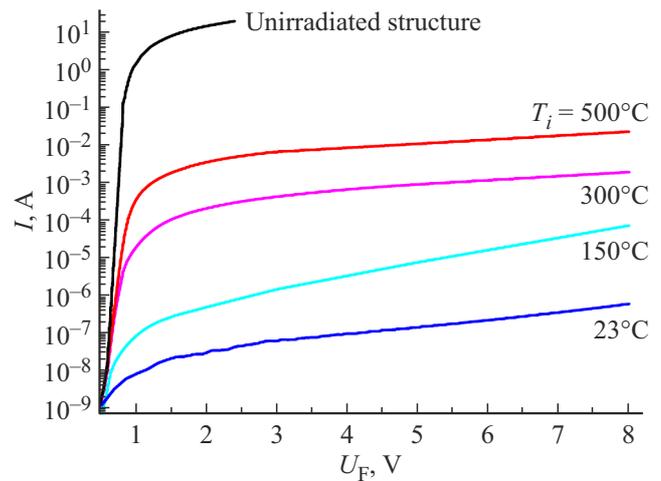


Рис. 1. Статические прямые вольт-амперные характеристики структур, облученных протонами с энергией 15 МэВ дозой 10^{14} см^{-2} при четырех температурах облучения T_i . Верхняя кривая соответствует вольт-амперной характеристике необлученного образца [21].

На рис. 2 показаны зависимости тока от времени при трех значениях постоянного прямого напряжения U_F , приложенного к структуре, облученной дозой $\Phi = 10^{14}\text{ см}^{-2}$ при 23°C . Скорость нарастания напряжения dU_F/dt в диапазоне от нуля до U_F составляла 10^2 В/с .

Спад проводимости может быть прослежен в диапазоне постоянных времени от миллисекунд до сотен секунд (ср. с данными в работе [15].) На рис. 2 показан наиболее важный временной интервал переходного процесса, позволяющий проследить появление с ростом смещения второго долговременного переходного процесса.

Как видно из рис. 2, *a*, при $U_F = 3\text{ В}$ ток спадает со временем вплоть до значения $t \approx 100\text{ с}$, после чего в представленном масштабе практически насыщается. В действительности, однако, при $t \geq 100\text{ с}$ начинается очень медленный рост тока. Значения тока I равняются $5.849 \cdot 10^{-8}$, $5.905 \cdot 10^{-8}$ и $5.94 \cdot 10^{-8}\text{ А}$ при $t = 100, 200$ и 300 с соответственно. Стационарное значение тока при $U_F = 3\text{ В}$ составляет $5.99 \cdot 10^{-8}\text{ А}$.

При $U_F = 5\text{ В}$ (рис. 2, *b*) спад тока при $t \approx 50\text{ с}$ сменяется очевидным процессом нарастания тока, который так же, как и процесс спада тока, носит долговременный (persistent) характер. Не экспоненциальный характер нарастания тока на рис. 2, *b* в ходе дополнительного эксперимента был прослежен вплоть до значения $t = 600\text{ с}$. Значения тока I составляли $1.322 \cdot 10^{-7}$ и $1.348 \cdot 10^{-7}\text{ А}$ при $t = 300$ и 600 с соответственно. Стационарное значение тока при $U_F = 5\text{ В}$ составляет $1.44 \cdot 10^{-7}\text{ А}$.

С дальнейшим ростом напряжения смещения время спада тока уменьшается. При $U_F = 8\text{ В}$ (рис. 2, *c*) ток достигает минимального значения при $t \approx 25\text{ с}$, после чего ток растет, стремясь к стационарной величине $I_{st} = 6.85 \cdot 10^{-7}\text{ А}$. При $t = 100, 200, 300$ и 600 с значе-

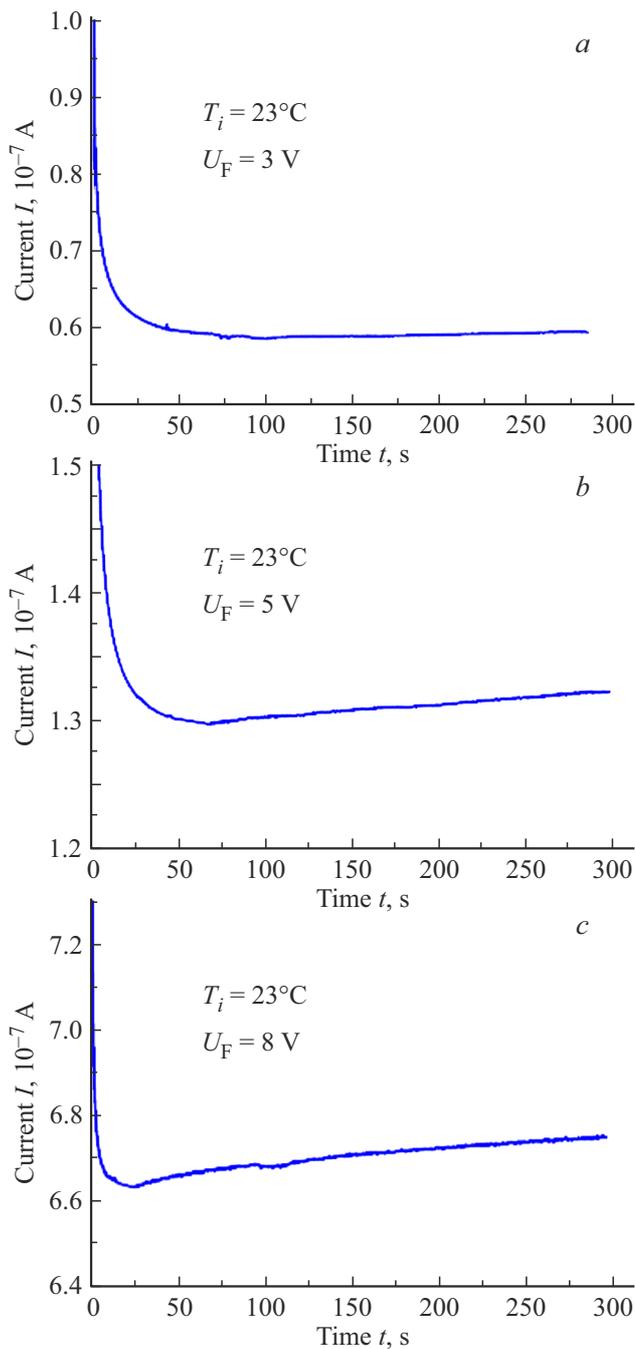


Рис. 2. Долговременный переходный процесс установления стационарного состояния при приложении импульсного напряжения амплитудой U_F к образцу, облученному дозой $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$ при $T_i = 23^\circ\text{C}$. Напряжение U_F , В: *a* — 3, *b* — 5, *c* — 8. Скорость нарастания напряжения $dU_F/dt = 10^2$ В/с.

ния тока I равняются $6.68 \cdot 10^{-7}$, $6.72 \cdot 10^{-7}$, $6.75 \cdot 10^{-7}$ и $6.80 \cdot 10^{-7}$ А соответственно.

Следует отметить, что несмотря на очень высокое удельное сопротивление облученного материала, наблюдающиеся времена долговременных переходных процессов на много порядков превосходят максвелловское время диэлектрической релаксации $\tau_d = \epsilon\epsilon_0/\sigma_x$,

где $\epsilon = 9.66$ — диэлектрическая постоянная SiC, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная вакуума, σ — удельная проводимость облученного материала.

Действительно, сопротивление образца до облучения равняется ≈ 0.1 Ом (рис. 1). При этом при концентрации электронов до облучения $n_0 \approx 3.4 \cdot 10^{21}$ м $^{-3}$ и подвижности $\mu_n = 0.8$ м 2 /(В · с) [24] величина удельной проводимости в необлученном образце составит $4.3 \cdot 10^2$ Ом $^{-1}$ м $^{-1}$. Такой ситуации соответствует величина $2 \cdot 10^{-13}$ с. Облучение увеличивает удельное сопротивление на 9 порядков. Таким образом, величина τ_d в облученном образце составит ≈ 0.2 мс. Учет зависимости подвижности от концентрации введенных дефектов [24] практически не влияет на результат.

Облучение при относительно невысокой температуре 150°C , не превышающей предельную рабочую температуру приборов [21], приблизительно на порядок уменьшает удельное сопротивление образца после облучения по сравнению со случаем облучения протонами той же дозой при комнатной температуре (рис. 1). (Величина прямого тока I при референтном значении $U_F = 2$ В в диоде, облученном при 23°C , составляет $\approx 3.4 \cdot 10^{-8}$ А; в диоде, облученном при 150°C , значение I равняется $\approx 5 \cdot 10^{-7}$ А). Однако характерные времена обоих процессов долговременной релаксации уменьшаются при этом практически на 3 порядка (рис. 3).

При $U_F = 3$ В (рис. 3, *a*) ток спадает со временем вплоть до значения $t \approx 60$ мс, после чего в представленном масштабе практически насыщается. В действительности, однако, ток продолжает очень медленно спадать. При $t \approx 300$ мс величина тока $I = 1.57 \cdot 10^{-6}$ А. Стационарное значение тока $I_{st} = 1.52 \cdot 10^{-6}$ А.

При $U_F = 5$ В (рис. 3, *b*) ток спадает до момента $t \approx 120$ мс, после чего начинается очень медленный рост тока, также носящий долговременный характер. Значение I в минимуме составило $7.76 \cdot 10^{-6}$ А. При $t = 300$ с значение тока I равнялось $\approx 7.77 \cdot 10^{-6}$ А. Стационарное значение тока при $U_F = 5$ В составляет $7.8 \cdot 10^{-6}$ А.

При $U_F = 8$ В (рис. 3, *c*) минимальное значение тока достигается при $t \approx 25$ мс. При $t \geq 25$ мс ток начинает возрастать. При $t = 100, 200, 300$ мс значения тока I составляют $7.36 \cdot 10^{-5}$, $7.38 \cdot 10^{-5}$ и $7.395 \cdot 10^{-5}$ А соответственно. Стационарное значение тока при $U_F = 8$ В составляет $7.4 \cdot 10^{-5}$ А.

Таким образом, процессы долговременной релаксации оказываются значительно более чувствительными к сравнительно небольшому повышению температуры облучения, чем проводимость базы (рис. 1).

Повышение температуры облучения до 300°C приводит при той же дозе $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$ к значительному росту стационарного тока. При референтном значении $U_F = 2$ В значение I_{st} возрастает в ~ 400 раз по сравнению со случаем облучения при $T_i = 150^\circ\text{C}$ (рис. 1). При этом временной масштаб долговременных процессов изменяется относительно незначительно: характерный

масштаб этих процессов остается в диапазоне десятков миллисекунд. Однако при неизменном по сравнению с данными, представленными на рис. 3, значении скорости нарастания напряжения $dU_F/dt = 2 \cdot 10^3$ В/с амплитуда и временные зависимости тока в процессах спада и нарастания тока меняются весьма существенно (рис. 4).

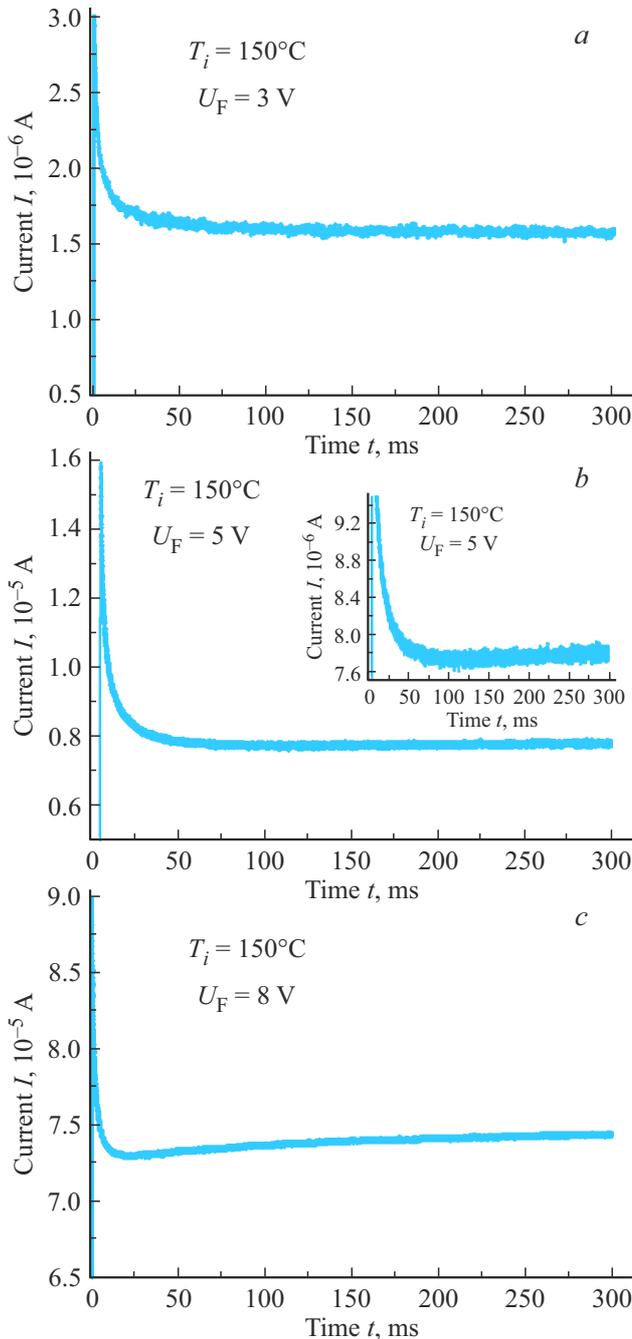


Рис. 3. Долговременный переходный процесс установления стационарного состояния при приложении импульсного напряжения амплитудой U_F к образцу, облученному дозой $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$ при $T_i = 150^\circ\text{C}$. Напряжение U_F , В: *a* — 3, *b* — 5, *c* — 8. На вставке к рис. 3, *b* зависимость $I(t)$ показана с большим разрешением по току I . Скорость нарастания напряжения $dU_F/dt = 2 \cdot 10^3$ В/с.

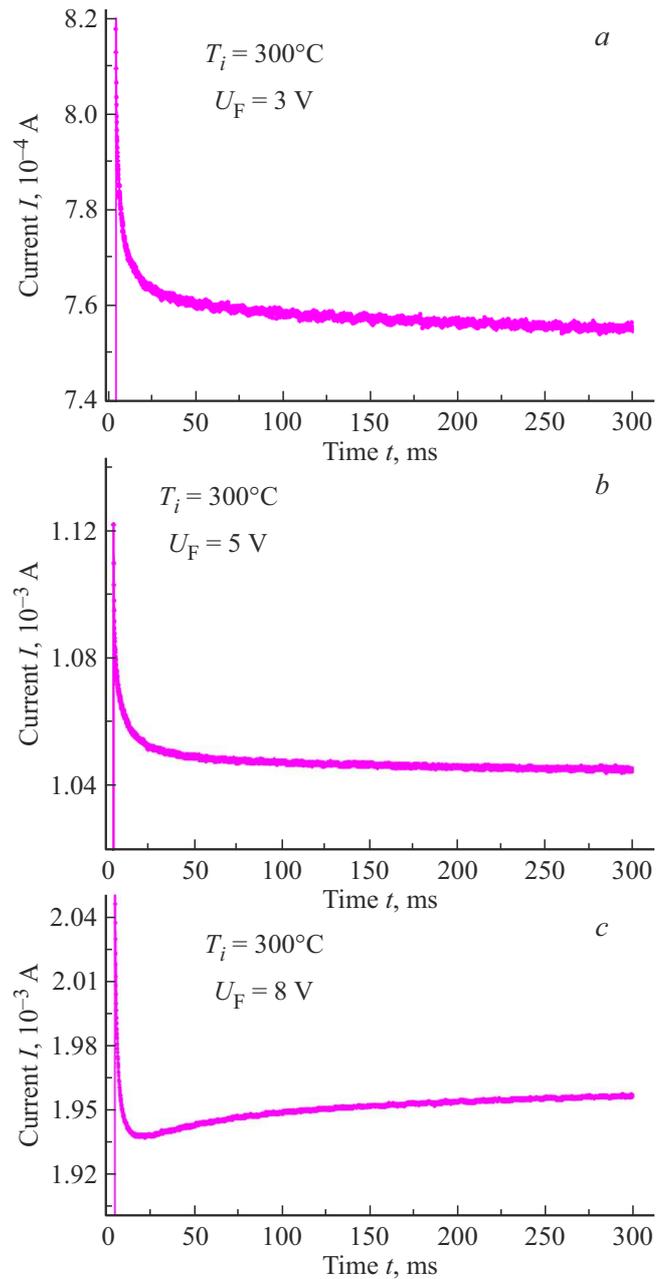


Рис. 4. Долговременный переходный процесс установления стационарного состояния при приложении импульсного напряжения амплитудой U_F к образцу, облученному дозой $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$ при $T_i = 300^\circ\text{C}$. Напряжение U_F , В: *a* — 3, *b* — 5, *c* — 8. Скорость нарастания напряжения $dU_F/dt = 2 \cdot 10^3$ В/с.

Сравнивая рис. 3, *a* и 4, *a*, легко заметить, что если на рис. 3, *a* заметное падение тока наблюдалось при $t \geq 60$ мс, а затем ток практически насыщался, то на рис. 4, *a* заметное падение тока прослеживается вплоть до $t = 300$ мс. Стационарное значение тока $I_{st} = 7.5 \cdot 10^{-4}$ А.

При $U_F = 5$ В (рис. 4, *b*) ток монотонно падает к стационарному значению $I_{st} = 1.04 \cdot 10^{-3}$ А. И только при

$U_F = 8$ В (рис. 4, *c*) проявляется второй долговременный процесс: нарастание тока со временем. Интересно, что при $U_F = 8$ В и $T_i = 300^\circ\text{C}$ минимум тока наблюдается даже несколько раньше, чем при том же значении U_F при $T_i = 150^\circ\text{C}$ (рис. 3, *c*).

При температуре облучения 500°C процесс долговременного нарастания тока не наблюдается даже при $U_F = 8$ В (рис. 5).

Представленные экспериментальные данные позволяют сформулировать гипотезу о физической природе наблюдающихся долговременных процессов. Как отмечалось во Введении, появление долговременного монотонного спада проводимости после протонного облучения наблюдалось во многих случаях. Возможные механизмы этого эффекта обсуждались, в частности, в работах [17–19]. Общим условием, позволяющим интерпретировать эффект возникновения долговременного спада проводимости, является образование в результате облучения участка сплошного спектра уровней захвата, характеризующихся экспоненциально широким набором времен захвата τ . Максимальные значения τ могут быть чрезвычайно большими (см., например, [19,25]).

Представленные результаты, однако, убедительно демонстрируют, что в обсуждаемой ситуации возникает не одна, а две области сплошного спектра уровней с экспоненциально широким набором времен релаксации τ_1 и τ_2 . Возникающие в достаточно высокоомном материале под влиянием быстро нарастающего напряжения dU_F/dt неравновесные электроны [26] „распределяются“ между этими двумя областями.

Прежде чем анализировать динамику поведения этих неравновесных электронов, заметим прежде всего, что при приложении прямого напряжения к исследуемым JBS структурам, облученным протонами, каким-либо влиянием дырок можно пренебречь, несмотря на то что значительную часть площади таких структур занимают „встроенные“ p -области. В необлученных структурах наличие таких областей при прямом смещении приводит к эффективной инжекции дырок в базу структуры (при смещениях, превышающих $U_F \approx 1$ В). Однако такая ситуация реализуется только при условии $W/L_p \approx 1$, где L_p — диффузионная длина дырок в базе структуры.

Облучение протонами дозой $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ радикально уменьшает время жизни и диффузионную длину дырок. Зависимость времени жизни дырок от дозы электронного облучения в JBS структурах, аналогичных исследованным в настоящей работе, изучалась в работе [27]. Уменьшение времени жизни под влиянием облучения описывается выражением $1/\tau_p = 1/\tau_0 + K_T\Phi$, где τ_0 — исходное время жизни дырок до облучения, τ_p — время жизни дырок после облучения, K_T — коэффициент, описывающий деградацию времени жизни под влиянием облучения. При облучении электронами с энергией 4.5 МэВ $K_T = 3 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^2$ [27]. Эффективность введения основных рекомбинационных акцепторных центров $Z_{1/2}$ и $\text{EH}_{6/7}$ при облучении SiC-протонами с энергией 15 МэВ

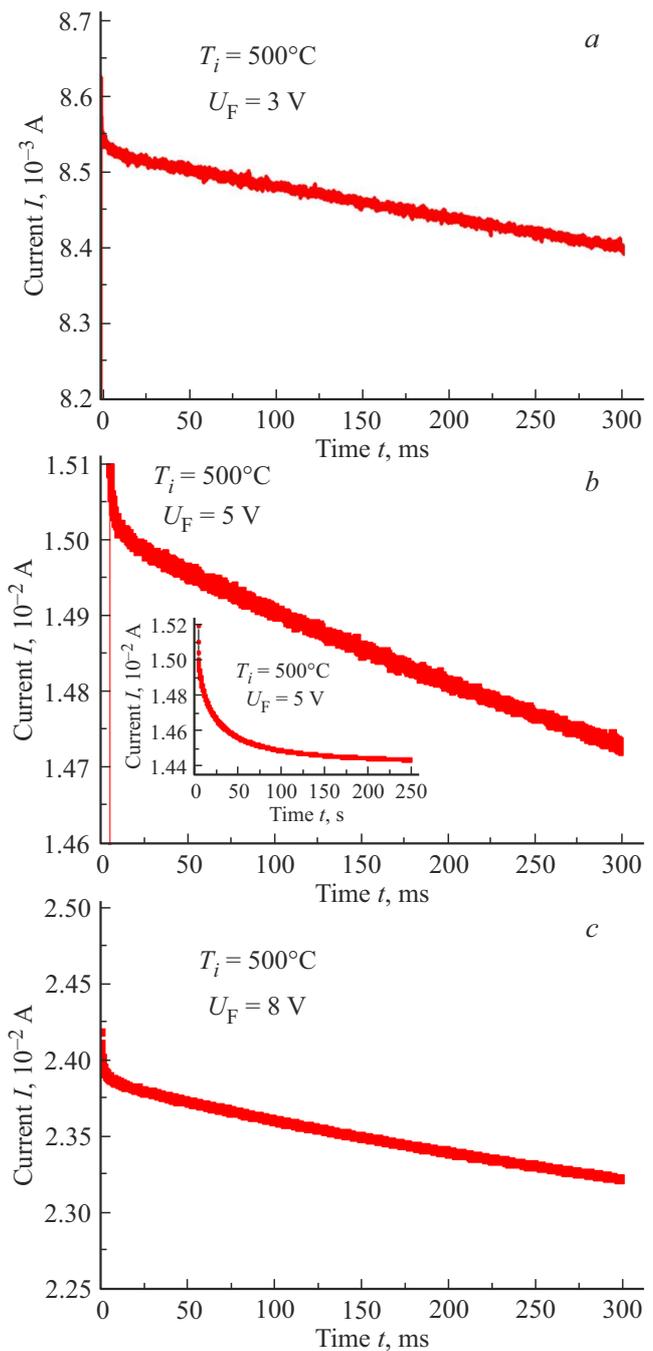


Рис. 5. Долговременный переходный процесс установления стационарного состояния при приложении импульсного напряжения амплитудой U_F к образцу, облученному дозой $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при $T_i = 500^\circ\text{C}$. Напряжение U_F , В: *a* — 3, *b* — 5, *c* — 8. На вставке к рис. 5, *b* зависимость $I(t)$ прослежена во временном диапазоне сотен секунд. Скорость нарастания напряжения $dU_F/dt = 2 \cdot 10^3 \text{ В/с}$.

в ~ 400 раз выше, чем при облучении электронами с указанной энергией [15]. Таким образом, в рассматриваемом случае $K_{Tp} \approx 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^2$, и при дозе $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ время жизни дырок после облучения составит $\tau_p \approx 1/K_{Tp}\Phi \approx 10^{-10} \text{ с}$. При этом диффузионная

длина дырок $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2} \approx 1.6 \cdot 10^{-5}$ см = 0.16 мкм (здесь D_p — коэффициент диффузии дырок, принятый для оценки равным 10^2 см²/с [24]). Таким образом, в исследуемых облученных структурах отношение W/L_p составляет ≈ 125 .

Кроме того, отсутствие какого-либо влияния дырок непосредственно усматривается из вольт-амперных характеристик облученных диодов (рис. 1). Никаких особенностей в вольт-амперных характеристиках облученных диодов не наблюдается даже при смещениях U_F , значительно превышающих 1 В. Таким образом, наблюдаемые долговременные процессы обусловлены только неравновесными электронами, инжектируемыми в базу при больших значениях dU_F/dt [26].

Часть „избыточных“ неравновесных электронов, возникших при относительно больших значениях dU_F/dt , достаточно быстро захватывается на уровни одной из областей сплошного спектра уровней. Этот процесс не выявляется в описанных выше экспериментах. Избыточные электроны, для которых не нашлось свободных состояний в этой области, медленно релаксируют к равновесному состоянию с экспоненциально широким набором времен релаксации τ_1 . Этому процессу соответствует первоначальный спад тока, наблюдающийся во всех экспериментах (рис. 2–5, см. также работы [11–16]). Следует подчеркнуть, что в отличие от процессов долговременной релаксации фотопроводимости, для которых существует несколько адекватных моделей (см., например, [18]), для случая монополярной релаксации проводимости, насколько нам известно, в литературе высказывались только качественные соображения.

Часть избыточных неравновесных электронов, быстро захваченных после приложения импульса, начинает постепенно „высвобождаться“. Этому процессу, который также характеризуется экспоненциально широким набором времен релаксации τ_2 , соответствуют участки нарастания тока, убедительно наблюдающиеся на рис. 2, *b, c*; 3, *b, c* и 4, *c*. Во всех случаях, чем выше приложенное напряжение U_F , тем быстрее спад тока сменяется нарастанием с последующим установлением стационарного состояния, соответствующего статической вольт-амперной характеристике, показанной на рис. 1.

При облучении, проведенном при 23°C (рис. 2), долговременный спад и последующее нарастание проводимости прослеживаются в масштабе сотен секунд. Это означает, что в процессе нарастания тока „высвобождение“ носителей происходит с достаточно глубоких уровней или достаточно глубоких ям потенциального рельефа, возникших в результате облучения [18,19]. То обстоятельство, что чем больше приложенное напряжение, тем быстрее спад проводимости сменяется нарастанием, может быть обусловлен хорошо известным эффектом Пула-Френкеля [28]. При приложении электрического поля высота энергетического барьера, удерживающего электрон в потенциальной яме, понижается, облегчая тепловую эмиссию с глубокого уровня. Заметим, что напряжению смещения $U_F = 8$ В при толщине базы

$W = 20$ мкм соответствует средняя напряженность электрического поля ~ 4 кВ/см.

С другой стороны, при облучении, проведенном при $T_i = 500^\circ\text{C}$ (рис. 5) даже при самом большом приложенном напряжении никакого процесса нарастания тока не наблюдается. Ток монотонно падает со временем. Это может означать, что при $T_i = 500^\circ\text{C}$ образующийся в результате облучения потенциальный рельеф либо вовсе не образуется, либо характеризуется малой высотой потенциальных барьеров. Как видно из рис. 5, *b*, в этом случае даже при максимально высокой температуре облучения процесс спада проводимости может быть прослежен до постоянных времени порядка сотен секунд.

Как отмечалось в работах [23,29], в которых впервые было исследовано влияние температуры облучения T_i на процессы дефектообразования в SiC при повышенных температурах („горячее облучение“), имеется два возможных сценария, объясняющих эффекты горячего облучения на проводимость облученных образцов. Первый сценарий предполагает, что спектры радиационных дефектов одни и те же, как при достаточно хорошо изученном облучении при комнатной температуре („холодное“ облучение, см., например, [15,30]), так и при горячем облучении. Тогда с ростом T_i просто уменьшается доля первичных пар Френкеля, которые в дальнейшем диссоциируют на отдельные компоненты, формирующие уровни $Z_{1/2}$ и $\text{EH}_{6/7}$.

Альтернативный сценарий предполагает, что высокие температуры облучения кардинально изменяют спектр вторичных радиационных дефектов. Именно такой сценарий реализуется при горячем облучении GaAs и InP [31].

Представляется, что сравнение процессов долговременной релаксации, наблюдающихся при температурах облучения 23 и 500°C, является серьезным аргументом в пользу второго сценария. Еще одним аргументом в пользу реализации этого сценария служит сравнение процессов долговременной релаксации при комнатной температуре и $T_i = 150^\circ\text{C}$ (ср. рис. 2 и 3). Относительно небольшое изменение T_i приводит к уменьшению характерных времен обоих процессов долговременной релаксации на 3 порядка.

4. Заключение

В карбиде кремния *n*-типа, облученном протонами с энергией 15 МэВ, впервые наблюдались два долговременных (persistent) процесса релаксации проводимости. Процессы долговременной релаксации прослежены в диапазоне температур облучения T_i от 23 до 500°C. При приложении к облученным образцам относительно небольшого напряжения U_F вслед за первоначальным падением тока, характеризующимся очень широким диапазоном постоянных времени, наблюдается последующее нарастание тока, также имеющее долговременный

(persistent) характер и заканчивающееся установлением стационарного состояния. Характеристики обоих релаксационных процессов критически зависят от T_i . При $T_i = 23^\circ\text{C}$ диапазон постоянных времени процессов спада и последующего нарастания тока может быть прослежен в диапазоне от миллисекунд до сотен секунд. Это означает, что за процесс нарастания тока ответственно „высвобождение“ носителей с достаточно глубоких уровней, образующих сплошной спектр состояний, или высвобождение носителей из достаточно глубоких ям потенциального рельефа.

Облучение при $T_i = 150^\circ\text{C}$ приблизительно на порядок уменьшает удельное сопротивление по сравнению со случаем облучения при $T_i = 23^\circ\text{C}$. При этом характерные времена обоих долговременных процессов уменьшаются на ~ 3 порядка. Увеличение T_i до 300°C , напротив, приводит к весьма значительному росту стационарного тока. При этом характерные времена обоих процессов по сравнению со случаем $T_i = 150^\circ\text{C}$ изменяются незначительно. Наконец, при $T_i = 500^\circ\text{C}$ наблюдается только первый из долговременных процессов: ток монотонно спадает со временем.

Во всех случаях, когда наблюдаются два долговременных процесса релаксации тока, чем больше приложенное напряжение U_F , тем быстрее спад тока сменяется нарастанием. Такой результат может быть обусловлен эффектом Пула–Френкеля. Отсутствие процесса нарастания тока при $T_i = 500^\circ\text{C}$ может означать, что спектр уровней, ответственных за нарастание тока, либо имеет малую энергию активации, либо не образуется вовсе.

Полученные результаты служат весомым аргументом в пользу вывода о том, что высокие температуры облучения кардинально изменяют спектр вторичных радиационных дефектов.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 22-12-00003.

Благодарности

Авторы искренне признательны А.П. Дмитриеву за стимулирующее обсуждение.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.A. Lebedev. *Radiation Effects in Silicon Carbide* (Material Research Forum LLC, Millersville, PA 17551, USA, 6, 2017).
- [2] S.J. Pearton, J. Yang, P.H. Cary, F. Ren, J. Kim, M.J. Tadjer, M.A. Mastro. *Appl. Phys. Rev. B*, **5**, 011301 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5006941>
- [3] A.Y. Polyakov, S.J. Pearton, P. Frenzer, Fan Ren, Lu Liu, J. Kimd. *J. Mater. Chem. C*, **1**, 877 (2013). DOI: 10.1039/c2tc00039c
- [4] C. Claeys, E. Simoen. *Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices* (Springer Verlag, 2002).
- [5] H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, I. Vickridge, G. Battistig. *Phys. Rev. B*, **62**, 10126 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.10126>
- [6] L. Henry, M.-F. Barthe, C. Corbel, P. Desgardin. *Phys. Rev. B*, **67**, 115210 (2003). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.115210>
- [7] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti. *Semicond. Sci. Technol.*, **21**, 724 (2006). <https://doi.org/10.1088/0268-1242/21/6/002>
- [8] V. Emtsev, A. Ivanov, V. Kozlovski, A. Lebedev, G. Oganessian, N. Strokan, G. Wagner. *ФТП*, **46**, 473 (2012). <https://doi.org/10.1134/S1063782612040069>
- [9] J. Vobecky, P. Hazdra, V. Záhlava, A. Mihaila, M. Berthou. *Solid-State Electron.*, **94**, 32 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.sse.2014.02.004>
- [10] V.V. Kozlovski, A.A. Lebedev, V.V. Emtsev, G.A. Oganessian. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **384**, 100 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2016.08.003>
- [11] H. Amekura, N. Kishimoto, K. Kono. *Mater. Sci. Forum*, **258–263**, 599 (1997). <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.258-263.599>
- [12] C.V. Reddy, K. Balakrishnan, H. Okumura. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 244 (1998). <https://doi.org/10.1063/1.121769>
- [13] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, E.A. Kozhukhova, V.I. Vdovin, K. Ip, M.E. Overberg, Y.W. Heo, D.P. Norton, S.J. Pearton, J.M. Zavada, V.A. Dravin. *J. Appl. Phys.*, **94**, 2895 (2003). <https://doi.org/10.1063/1.1597944>
- [14] W. Jianmin, X. Yiyong, Y. Jingdong, Y. Dezhuang, Z. Zhongwei. *Sol. Energy Mater. Solar Cells*, **92**, 1652 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2008.07.017>
- [15] V.V. Kozlovski, A.A. Lebedev, M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, J.W. Palmour. *J. Appl. Phys.*, **123**, 024502 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5018043>
- [16] L. Zhao, Y. Tang, Yun Bai, M. Qiu, Zh. Wu, Yu Yang, C. Yang, X. Tian, X. Liu. *Electronics*, **11**, 1341 (2022). <https://doi.org/10.3390/electronics11091341>
- [17] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М.-Л., Физматгиз, 1962).
- [18] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. *ФТП*, **10**, 209 (1976).
- [19] Н.В. Дьяконова, М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев. *ФТП*, **25**, 2065 (1991).
- [20] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Matter* (N.Y., Pergamon Press, 1985).
- [21] Details, datasheet, quote on part number: CPW3-1700-S010B-WP. <https://www.digchip.com/datasheets/parts/datasheet/2101/CPW3-1700-S010B-WP.php>; (2021)
- [22] J. Vobecký, P. Hazdra, S. Popelka, R.K. Sharma. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **62**, 1964 (2015). DOI: 10.1109/TED.2015.2421503
- [23] A.A. Lebedev, V.V. Kozlovski, M.E. Levinshtein, A.E. Ivanov, K.S. Davydovskaya. *Solid-State Electron.*, **181–182**, 1008009 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.sse.2021.108009>
- [24] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur. *Properties of advanced semiconductor materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe* (John Wiley & Sons, Inc, N.Y., 2001).

- [25] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, R. Gaska, M. Asif Khan. IEE Proc. Circuits, Devices and Systems (Special Issue „Selected Topics on noise in semiconductor devices“) **149**, 32 (2002). ISBN-13: 978-1588830050
- [26] M. Lampert, P. Mark. *Current Injection in Solids* (Academic Press, N.Y.–London, 1970).
- [27] P. Hazdra, J. Vobecký. Phys. Status Solidi A, **216**, 1900312 (2019). DOI: 10.1002/pssa.201900312
- [28] J. Frenkel. Phys. Rev., **54**, 647 (1938).
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.54.647>
- [29] В.В. Козловский, О. Корольков, К.С. Давыдовская, А.А. Лебедев, М.Е. Левинштейн, Н. Слепчук, А.М. Стрельчук, J. Тоомруу. Письма ЖТФ, **46**, 35 (2020).
DOI: 10.21883/PJTF.2020.06.49163.18072
- [30] H. Kaneko, T. Kimoto. Appl. Phys. Lett., **98**, 262106 (2011).
<https://doi.org/10.1063/1.3604795>
- [31] V.V. Kozlovski, T.I. Kolchenko, V.M. Lomako, L.F. Zakharov. Rad. Eff. Def. Solids, **138**, 63 (1996).
DOI: 10.31857/S1028096022060097

Редактор Г.А. Оганесян

Persistent relaxation processes in proton-irradiated 4H-SiC

A.A. Lebedev¹, D.A. Malevsky¹, V.V. Kozlovski²,
M.E. Levinshtein¹

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

² Department of Experimental Physics,
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract The processes of long-term (persistent) conductivity relaxation in *n*-type silicon carbide irradiated with protons in a wide range irradiation temperatures T_i from 23 to 500°C are studied. It is shown for the first time that as a result of the proton irradiation with the fluence of 10^{14} cm⁻², two „competing“ long-term processes of conductivity relaxation can be observed. The characteristics of both processes significantly depend on the irradiation temperature and bias, at which the dynamics of conductivity changes is studied. After applying a relatively small constant voltage to the sample, the decrease in current during persistent relaxation process is replaced by persistent increase in current and establishing of the steady state. Both processes are characterized by a very wide range of time constants. When irradiation is performed at room temperature ($T_i = 23^\circ\text{C}$), the time constants range from milliseconds to hundreds of seconds. When the samples are irradiated at elevated temperatures, the time constants are in the range from milliseconds to hundreds of milliseconds. The higher the bias applied, the faster the decrease in current is replaced by its increase. The possible nature of the observed effects is discussed.