

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ И ЛАВИННОГО ПРОБОЯ В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ

Константинов А. О.

Исследованы температурные зависимости напряжения лавинного пробоя и коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в карбиде кремния политипов 6H и 15R в направлении электрического поля вдоль главной оси кристалла. Установлено, что температурная зависимость пробивного напряжения имеет сложное поведение из-за конкуренции вкладов падающего с ростом температуры дырочного коэффициента ионизации и резко растущего электронного. Установлено, что возрастание электронного коэффициента с ростом температуры есть следствие специфического для сверхструктуры усиления разогрева носителей в электрическом поле с ростом рассеяния. Предложена качественная модель электронного разогрева на основе представлений о локализации электронных состояний в естественной политипной сверхструктуре в сильном электрическом поле.

Ударная ионизация и лавинный пробой в политипах  $\alpha$ -модификации карбида кремния характеризуются рядом аномальных особенностей. Одной из них является усиление электронной ударной ионизации с ростом температуры, сопровождающееся падением пробивного напряжения [1-3]. Однако имеющиеся экспериментальные данные о температурной зависимости ударной ионизации и лавинного пробоя ограничиваются лишь качественными результатами [1, 2] и значениями температурного коэффициента лавинного пробоя [3].

В настоящей работе проведено детальное исследование температурной зависимости ударной ионизации и пробоя в карбиде кремния. В политипах 6H и 15R температурная зависимость пробивного напряжения существенно нелинейна, температурный коэффициент максимален в области 200-400 K и уменьшается по абсолютной величине в областях как низких, так и высоких температур. Показано, что основной вклад в температурную зависимость в этой области вносится изменением электронного коэффициента ионизации, который резко усиливается с ростом температуры. Дырочная ионизация имеет падающую, более слабую температурную зависимость. Установлено, что температурная зависимость электронной ионизации обусловлена взаимодействием с фононом с энергией  $\hbar\Omega \approx 100$  мэВ. Аномальные особенности электронной ионизации объясняются на основе качественной модели, учитывающей локализацию электронных состояний в электрическом поле.

1. *Лавинный пробой и умножение в  $p$ - $n$ -структурах.* Исследованные образцы представляли собой эпитаксиальные  $p^+$ - $n$ -переходы с однородным по площади лавинным пробоем. Плоскость  $p$ - $n$ -перехода была перпендикулярна главной оси кристалла. Базовый материал  $\alpha$ -SiC политипа 6H или 15R был легирован донорами (азотом) до концентрации  $N_D = 2 \cdot 10^{17} \div 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Методика выращивания  $p$ - $n$ -переходов и приготовления диодных структур описана ранее в [2, 4]. Профиль легирования контролировался по вольтемметрической характеристике и был близок к резкому. Вольтамперные характеристики измерялись на постоянном токе и на импульсах длительностью 0,1-1 мкс. Фотоумножение в  $p$ - $n$ -переходах регистрировалось по фототоку короткого замыкания, возбуждаемого УФ светом с  $\hbar\omega = 3,4$  эВ. При определении коэффициента умножения бралась поправка на расширение области объемного за-

ряда (ООЗ) с ростом обратного смещения. Определяемый таким способом коэффициент размножения близок к коэффициенту дырочно-иницированного размножения  $M_p$  [2]. Температурные зависимости пробивного напряжения  $V_{пр}$  для переходов с  $V_{пр}=45$  и 210 В (политип 6H) и  $V_{пр}=45$  В (политип 15R) показаны на рис. 1. Мы видим, что во всем температурном диапазоне пробивное напряжение падает с ростом температуры. На  $p-n$ -структуре с большим пробивным напряжением это падение значительно сильнее, что согласуется с ранее опубликованными данными [3]. Температурный коэффициент пробивного напряжения  $K_T=(1/V_{пр}) (dV_{пр}/dT)$  максимален в области температур 200–450 К.

2. Дырочная ударная ионизация. Зависимости коэффициента дырочно-иницированного умножения  $M_p$  от обратного смещения для образца с  $V_{пр}=210$  В в области малых полей показаны на рис. 2. Дырочный коэффициент ионизации можно определить по соотношению [5]

$$\beta = E \frac{1}{M_n} \frac{d \ln M_p}{dV}, \quad (1)$$

где  $M_n$  — коэффициент электронно-иницированного умножения,  $E$  — величина максимального поля в  $p-n$ -переходе. Исследование электронно-иницированного умножения по лавинному усилению туннельного тока обратно смещенного  $p-n$ -перехода [2] показало, что это умножение наблюдается лишь в непосредственной близости от пробоя. Это связано с тем, что коэффициенты ионизации электронов и дырок в SiC асимметричны, дырочный коэффициент  $\beta$  существенно превосходит электронный  $\alpha$ .

Зависимости  $\beta(E)$ , полученные в пренебрежении электронным умножением на образцах с  $V_{пр}=45$  и 210 В, показаны на рис. 3 (кривые 1, б). Мы видим, что зависимости имеют близкий наклон, но несколько расходятся по абсолютной величине. Возможно, это связано с погрешностями определения контактного поля по вольтёмкостным измерениям. Характеристическое поле  $E_1$  экспоненциальной зависимости

$$\beta = \beta_{\infty} \exp(-E_1/E) \quad (2)$$

составляет  $E_1=1.9 \cdot 10^7$  В/см и близко к полученным ранее результатам. С ростом температуры лавинное умножение в области малых обратных смещений падает, что соответствует уменьшению  $\beta$ . Зависимости  $\beta(E)$  для температур 200, 300 и 400 °С также показаны на рис. 3, а температурная зависимость  $\beta(T)$  для  $E=3.2 \cdot 10^6$  В/см приведена на рис. 4.

Критерии перехода от монополярного дырочного умножения к биполярному можно определить [5] в приближении пропорциональных коэффициентов ионизации

$$K = \beta/\alpha = \text{const}. \quad (3)$$

В этом случае

$$M_n = 1 + \frac{M_p - 1}{K}. \quad (4)$$

При коэффициентах умножения  $M_p \geq K$ , как следует из (3), вклад электронов в лавинное размножение становится существенным.

3. Электронная ударная ионизация. Для оценки величины  $\alpha$  сопоставим экспериментальные зависимости  $M_p(V)$ , измеренные в предпробойной области,

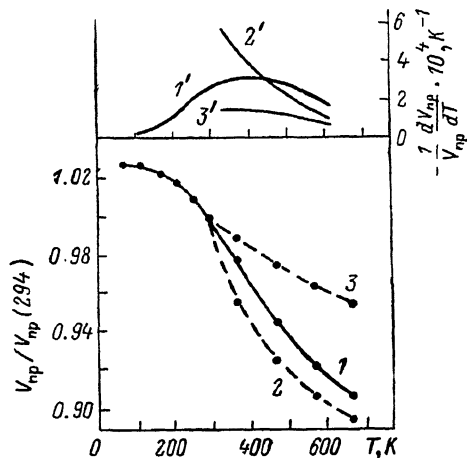


Рис. 1. Температурные зависимости пробивного напряжения (1–3) и температурного коэффициента пробивного напряжения (1'–3') для образцов 6H-SiC (1, 1', 2, 2') и 15R-SiC (3, 3').

$V_{пр}$ , В: 1, 1', 3, 3' — 45, 2, 2' — 210.

с расчетными. Используя выражение зависимости умножения от коэффициентов ионизации [5]

$$\frac{1}{M_p} = 1 - \int_0^w \beta \exp \left[ - \int_0^x (\beta - \alpha) dx' \right] dx, \quad (5)$$

для резкого  $p^+ - n$ -перехода, пропорциональных коэффициентов ионизации и экспоненциальной зависимости  $\beta$  ( $1/E$ ) получим

$$\frac{1}{M_p} = \frac{1}{K-1} \left\{ K \exp \left[ - \ln K \frac{E}{E_{np}} \exp \left( \frac{E_1}{E_{\pi^d}} - \frac{E_1}{E} \right) \right] - 1 \right\}. \quad (6)$$

В точке лавинного пробоя правая часть обращается в нуль и  $M_p \rightarrow \infty$ . Как видно из рис. 2, экспериментальные графики хорошо согласуются с расчетными

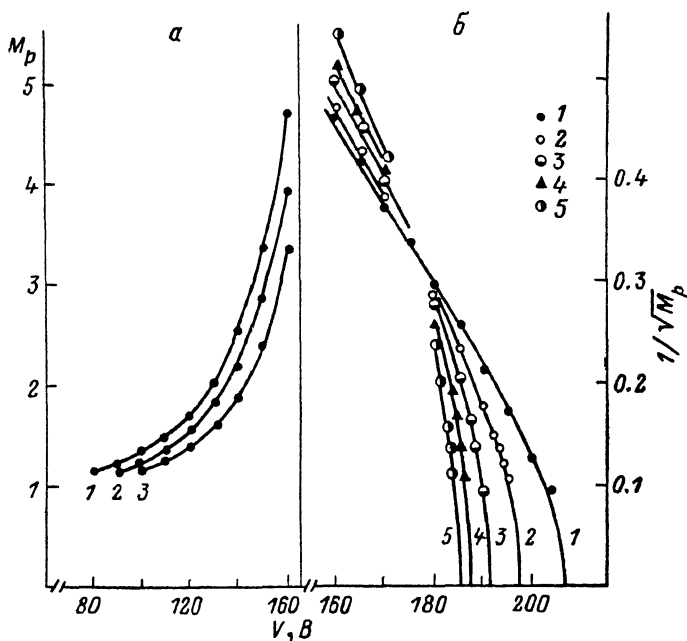


Рис. 2.

$a$  — экспериментальные зависимости  $M_p(V)$ .  $T, \text{°C}$ : 1 — 21, 2 — 200, 3 — 400.  $b$  — экспериментальные (точки) и расчетные (сплошные линии) зависимости  $M_p(V)$ .  $T, \text{°C}$ : 1 — 21, 2 — 100, 3 — 200, 4 — 300, 5 — 400.

при значениях  $K=20, 10, 4.5, 2.7, 1.8$  для 294, 373, 473, 573, 673 К соответственно. Теперь становится ясным, что происходит с лавинным умножением и пробоем с ростом температуры. Резкий рост электронного коэффициента ионизации (уменьшение  $K$ ) приводит к тому, что биполярное умножение и пробой происходят при более низких обратных смещениях. На рис. 3 отчетливо видно, что снижение пробивного напряжения в SiC с ростом температуры есть следствие специфики лавинного размножения в этом материале. Для уточнения величины  $\alpha$  можно воспользоваться методом экстраполяции [2, 4]. Будем полагать, что во всей области полей  $\beta(E)$  описывается экспоненциальной зависимостью вида (2). Далее рассчитаем величину  $\tilde{\beta} = \beta M_p$  по соотношению (1) и найдем  $M_n$  в приближении (3). Достоинством этого способа является возможность проследить за изменением отношения  $\beta/\alpha$  с изменением поля. Обратим внимание на то, что расчетная модель пропорциональных коэффициентов ионизации дает примерно на 1/3 меньшие значения. Это, по-видимому, является следствием того, что приближение пропорциональных коэффициентов является достаточно грубым. Температурные зависимости  $\beta(T)$  и  $\alpha(T)$ , полученные из рис. 2, приведены на рис. 3.

4. Зависимость  $\alpha(T)$  в области низких температур. Для определения  $\alpha(T)$  в области низких температур воспользуемся температурной зависимостью пробивного напряжения. Дело в том, что рассмотренные выше способы в низко-температурной ( $T < 300$  К) области не дают необходимой точности. В области низких температур резко снижаются диффузионные длины, что уменьшает точность определения  $M_p$ . Дополнительную трудность, особенно на слабо легированных образцах, представляет вымораживание носителей в  $n$ -базе. Доста-

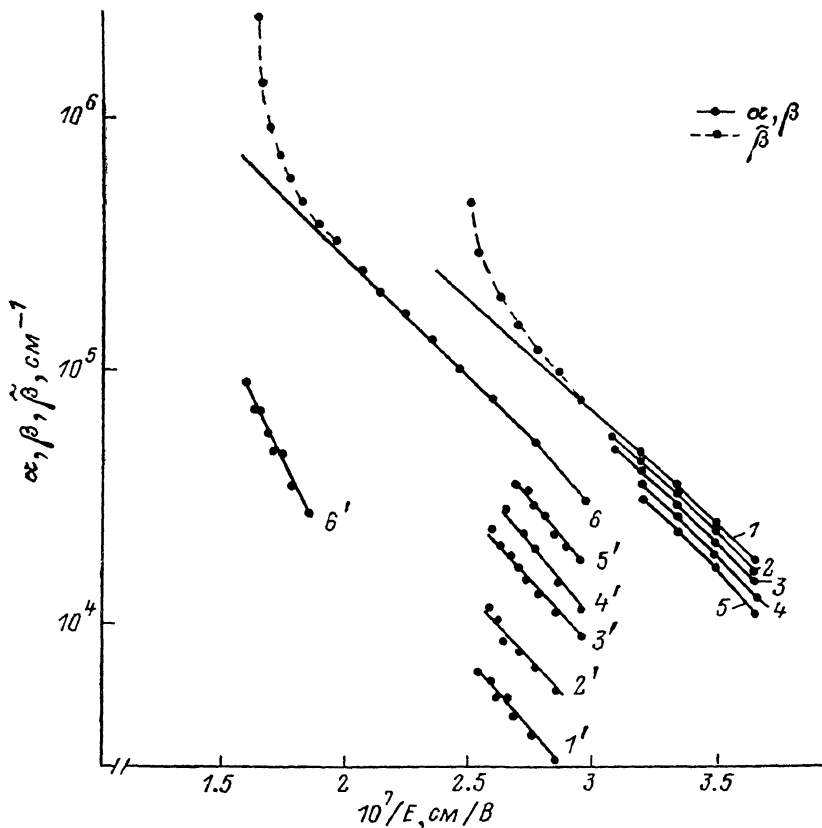


Рис. 3. Зависимости коэффициентов ионизации электронов ( $1' - 6'$ ) и дырок ( $1 - 6$ ) от электрического поля в  $6H-SiC$ .

$T, ^\circ C$ : 1,  $1'$  — 21, 2,  $2'$  — 100, 3,  $3'$  — 200, 4,  $4'$  — 300, 5,  $5'$  — 400. Зависимости 6,  $6'$  — для 21  $^\circ C$ .  
 $V_{пр}, В$ : 1—5,  $1'-5'$  — 210, 6,  $6'$  — 45. Штриховые кривые —  $\beta$ .

точно точно может быть определено лишь изменение напряжения лавинного пробоя. Условие лавинного пробоя можно представить [5] соотношением

$$\frac{\beta w \left(1 - \frac{1}{K}\right)}{n_1 \ln K} = 1, \quad (7)$$

где  $n_1 = E_1/E_{пр}$ . Анализ показывает, что в области  $T < 400$  К основной вклад в зависимость  $V_{пр}(T)$  вносит температурная зависимость электронного коэффициента ионизации. Поэтому для оценки мы можем вообще пренебречь вкладом дырочного коэффициента. Нетрудно показать, что в этом случае

$$\Delta \ln \alpha = \frac{1}{2} \frac{\Delta V_{пр}}{V_{пр}} [A + n_\alpha], \quad (8)$$

где  $A = K(n_1 + 2) - n_1$ ,  $n_\alpha = (E/\alpha)(\partial\alpha/\partial E)$ . Полученная температурная зависимость  $\alpha(T)$  показана на рис. 3 (кривая 3).

5. Обсуждение результатов. Причина существенного различия электронной и дырочной ионизации, по нашему мнению [1, 2], связана с особенностями зон-

ной структуры политипов карбида кремния. Согласно расчетам [6] и результатам исследования оптического поглощения, энергетический спектр электронов расщеплен на одномерные мини-зоны благодаря существованию естественно одномерной сверхструктуры. Расщепление характеризуется наличием довольно широких разрывов (до 1 эВ) и относительно узких разрешенных зон. Расщепление же валентной зоны либо отсутствует, либо очень мало [6]. Поэтому разогрев дырок происходит так же, как и в обычных полупроводниках, в которых отсутствует сверхструктура. Обычным образом происходит и разогрев электронов, если они разгоняются электрическим полем вдоль слоев сверхструктуры (т. е. перпендикулярно главной оси). Если же электрическое поле разгоняет электроны перпендикулярно слоям, то разогрев может существенно затрудняться вследствие брегговских отражений от границ мини-зоны. При этом рассеяние на фононах может оказаться благоприятным фактором для разогрева.

Обратим внимание на низкотемпературную область зависимости  $\alpha(T)$ . Как известно, коэффициент ионизации пропорционален значению функции распределения по энергии на пороге ионизации  $\epsilon_i$ , т. е. при энергии, близкой к ширине запрещенной зоны. Высокоэнергетическая асимптотика функции распределения во многих случаях может быть представлена экспонентой вида  $f(\epsilon) \sim \exp(-\epsilon/kT_e)$ , где  $kT_e$  — энергетическая электронная температура. Таким образом, температурная зависимость логарифма коэффициента ионизации с точностью до постоянного множителя дает зависимость электронной температуры от температуры кристалла. В частности, при разогреве по механизму Шокли

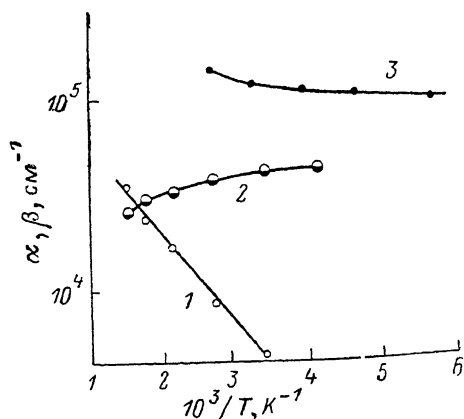


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициентов ионизации в 6H-SiC. 1 —  $\beta$ , 2, 3 —  $\alpha$ .  $E \cdot 10^{-4}$ , В/см: 1 — 3.2, 2 — 3.7, 3 — 6.5.

$$f(\epsilon) = \exp \left[ -\frac{\epsilon}{eE\lambda_0} \operatorname{cth} \left( \frac{\hbar\Omega}{2kT} \right) \right],$$

где  $\lambda_0$  — длина свободного пробега при 0 К,  $\hbar\Omega$  — энергия оптического фонона. При низких температурах

$$\ln [a(0)/a(T)] \sim \exp(-\hbar\Omega/kT). \quad (9)$$

Зависимость вида (9) имеет место и для более общей модели Бараффа [7]. На рис. 5 показана зависимость  $\ln [a(T)/a(77 \text{ К})]$ . Мы видим, что и в нашем случае результаты хорошо описываются экспонентой с энергией 0.1 эВ, т. е. близкой к энергии оптического фонона в SiC. Однако в нашем случае взаимодействие с фононами не ослабляет, а усиливает разогрев. Этот результат можно пояснить на основе простой качественной модели. В сильном электрическом поле в кристалле со сверхструктурой образуется лестница связанных состояний Ванье—Штарка с переходом, равным периоду сверхструктуры [8]. Энергия электрона определяется величиной  $\epsilon = \epsilon_n + \hbar^2 k_1^2 / 2m^*$ , где  $\epsilon_n$  — энергия электрона, локализованного на узле с номером  $n$ , а  $\hbar^2 k_1^2 / 2m^*$  — энергия перпендикулярного поля движения. Разогрев связан с увеличением энергии перпендикулярного движения. Отметим, что в отсутствие рассеяния перенос и разогрев также отсутствуют. В результате рассеяния на фононе электрон совершает прыжок на соседний уровень, приобретая при этом энергию  $\Delta(\hbar^2 k_1^2 / 2m^*) = eEa - \hbar\Omega$  ( $a$  — период сверхструктуры). Вполне очевидно, что появление процессов с поглощением фононов с ростом температуры кристалла способствует разогреву, так как увеличивает выигрыш энергии на величину  $2\hbar\Omega$  (рис. 6).

Рассмотрим теперь, почему этот механизм специфичен для карбида кремния и не наблюдается в сверхструктурах на основе  $A^{III}B^V$ . Для проявления штарковского квантования необходимо, чтобы расстояние между штарковскими уровнями  $\hbar\omega_s = eEa$  было больше уширения столкновениями  $\hbar\nu/\lambda$ , где  $\nu$  — скорость горячего электрона,  $a$  — период сверхструктуры. Кроме того, необходимо, чтобы длина свободного пробега была больше постоянной сверхструктуры. Таким образом, для постоянной  $a$  существует двойное неравенство

$$\hbar\nu/eE\lambda < a < \lambda. \quad (10)$$

Если нижний и верхний пределы приравнять друг другу, получим условие на минимальное пробивное

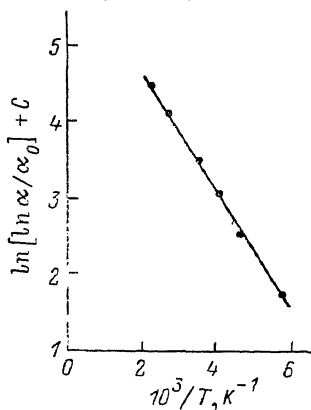


Рис. 5. Изменение электронного коэффициента ионизации в области низких температур.

Начало отсчета по оси ординат произвольное.

поле  $E_{\min} = \hbar\nu/e\lambda^2$ . Если задаться характерными значениями для горячего электрона  $\nu = 10^8$  см/с и  $\lambda = 30$  Å, то получим  $E_{\min} = 0.76 \cdot 10^6$  В/см. Для того чтобы возник минимальный интервал в соотношении (10), значение поля сле-

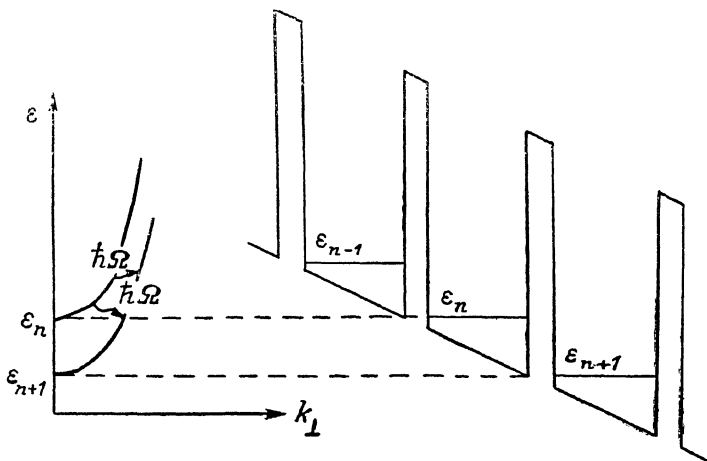


Рис. 6. Потенциальная энергия и переходы при разогреве электронов в сверхструктуре в сильном электрическом поле.

дует увеличить по крайней мере в 4 раза. Требуемое значение поля будет составлять  $3 \cdot 10^6$  В/см, что превосходит пробивное поле в  $A^{III}B^V$  и как раз соответствует случаю SiC. Период потенциала сверхструктуры  $6H$ -SiC  $7.5$  Å также удовлетворяет условию (10).

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Дмитриев А. П., Константинов А. О., Литвин Д. П., Санкин В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1093—1098.
- [2] Константинов А. О. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 12. С. 2124—2128.
- [3] Водаков Ю. А., Литвин Д. П., Санкин В. И., Мохов Е. Н., Роевков А. Д. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 5. С. 814—819.
- [4] Конников С. Г., Константинов А. О., Литманович В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1556—1560.
- [5] Stillman G. E. // Semiconductors and Semimetals / Ed. by R. K. Willardson, A. Beer. N. Y., 1977. P. 291—393.
- [6] Дубровский Г. Б. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 8. С. 2505—2507.
- [7] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [8] Wannier G. H. // Phys. Rev. 1960. V. 117. N 2. P. 432—439.