

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НАПРЯЖЕНИЯ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ В КАРБИД-КРЕМНИЕВЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ

Аникин М. М., Левинштейн М. Е., Попов И. В.,
Растегаев В. П., Стрельчук А. М., Сыркин А. Л.

Впервые экспериментально обнаружен знакопеременный характер изменения температурного коэффициента напряжения (ТКН) лавинного пробоя β с температурой в $p-n$ -структурах на основе гексагональных $6H$ - и $4H$ -политипов карбида кремния при направлении поля E в переходе, параллельном гексагональной оси C ($E \parallel C$). На основании полученных результатов высказано предположение о том, что отрицательный знак β в SiC при $E \parallel C$ возникает за счет влияния глубоких примесей, а не в результате минизонной структуры зоны проводимости, как предполагалось ранее.

Вопрос о характере температурной зависимости напряжения лавинного пробоя в SiC важен как с физической, так и с практической точек зрения. В работах [1-3], где этот вопрос исследовался теоретически и экспериментально, был сделан вывод, что в гексагональных политипах SiC характер пробоя резко анизотропен. При направлении электрического поля E в переходе, перпендикулярном гексагональной оси C кристалла ($E \perp C$), температурный коэффициент напряжения пробоя (ТКН), так же как и в других полупроводниках, положителен. При $E \parallel C$ наблюдались отрицательные значения ТКН: напряжение лавинного пробоя уменьшалось с ростом температуры. Отрицательный знак ТКН в [1-3] связывается с наличием «минизонного» спектра в зоне проводимости гексагональных политипов SiC, обусловленного существованием в направлении $E \parallel C$ естественной сверхрешетки [4, 5]. С практической точки зрения отрицательный ТКН для ориентации $E \parallel C$ ставит под сомнение возможность создания на основе карбида кремния приборов, работающих в режиме лавинного пробоя (ЛПД, полевые СВЧ транзисторы в режиме предельного быстрого действия, лавинные ограничители и т. д.) из-за тепловой неустойчивости к самоподогреву.

В работе [6], однако, при исследовании лавинного пробоя в $p-n$ -переходах на основе $6H$ -SiC для случая $E \parallel C$ наблюдался положительный ТКН. В работе [7] в такой же ситуации наблюдались как положительные, так и отрицательные значения ТКН. Знак ТКН в соответствии с результатами [7] может зависеть также от того, измеряется напряжение пробоя на импульсах или на постоянном токе. Полученные в [7] результаты позволили предположить, что аномальный знак ТКН в SiC $p-n$ -переходах при $E \parallel C$ возникает из-за влияния глубоких примесей на напряжение пробоя [8, 9]. В настоящей работе, исследуя температурную зависимость напряжения пробоя ($E \parallel C$) в широком диапазоне токов, мы впервые наблюдали знакопеременный ход ТКН, что служит аргументом в пользу гипотезы о примесном происхождении отрицательных значений ТКН при пробое SiC $p-n$ -переходов в ориентации $E \parallel C$.

Условия эксперимента. Исследовался пробой $p-n$ -переходов, сформированных на основе карбида кремния политипов $6H$ и $4H$. $p-n$ -Структуры изготавливались существенно различающимися методами: сублимацией в вакууме в открытой ростовой системе [10] и бесконтейнерной жидкостной эпитаксией (БЖЭ) [11]. Сублимацией выращивались p^+-n -структуры на подложках $6H$ -SiC

с ориентацией (0001), полученных методом Лели, и $p^+ - n - n^+$ -структуры подложках, полученных методом, предложенным в работе [12], с ориентацией (1120). Концентрация примесей в эпитаксиальном слое n -типа ($N_d - N_a$) $\sim 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в n^+ -подложках — $(1 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина слоев обоих типов проводимости составила $3 \div 5 \text{ мкм}$. БЖЭ были получены $p^+ - n - n^+$ -структуры на подложках SiC политипов 6H и 4H, выращенных методом Лели. Величина ($N_d - N_a$) в n -слое $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, ($N_a - N_d$) в p -слое $\sim 10^{18} - 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Толщины слоев $\sim 5 \text{ мкм}$. Реактивным ионно-плазменным травлением изготавливались меза-структуры диаметром 300 мкм. С помощью стандартных $C-U$ -измерений установлено, что полученные переходы были резкими. Измерения вольтамперных характеристик проводились на постоянном токе.

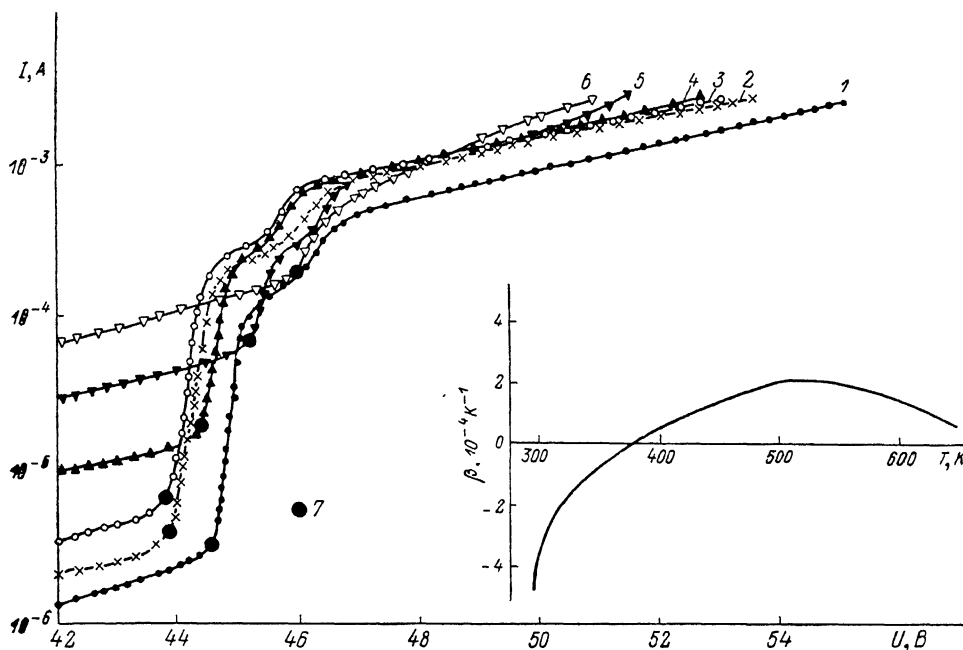


Рис. 1. Обратные вольтамперные характеристики SiC $p-n$ -структуры в области пробоя при $E \parallel C$ для различных температур.

T, K : 1 — 293, 2 — 335, 3 — 390, 4 — 480, 5 — 590, 6 — 670; точки 7 — ВАХ, в которых наблюдаются микроплазменные шумы. На вставке — температурная зависимость $\beta(T)$.

Результаты эксперимента и обсуждение. Для $p-n$ -переходов на основе 6H-SiC, изготовленных обоими методами, и для $p-n$ -переходов на основе 4H-SiC результаты были качественно одинаковыми. Во всех исследованных случаях пробой носил микроплазменный характер. Обратная вольтамперная характеристика $p-n$ -переходов в условиях лавинного пробоя, измеренная в достаточно широком диапазоне токов и температур, демонстрирует знакопеременный ход ТКН пробоя.

На рис. 1 показан типичный ход вольтамперных характеристик (ВАХ) для одного из образцов (6H, p -слой, на n^+ -подложке) при различных температурах. Точкам 7 соответствуют точки ВАХ, на которых впервые фиксируются микроплазменные шумы. Амплитуда микроплазменных импульсов ΔI слабо зависит от напряжения и составляет при комнатной температуре (кривая 1) $\Delta I \sim 10^{-4} \text{ А}$. С ростом напряжения частота появления и длительность микроплазменных импульсов растут [13]. Именно с этим связано быстрое возрастание тока с увеличением напряжения.

При токе $I \sim 10^{-4} \text{ А}$ (кривая 1), как видно из рисунка, дифференциальное сопротивление резко возрастает. Этой точке ВАХ соответствуют прекращение микроплазменных шумов и стабильное существование первой микроплазмы, которая наблюдается в микроскоп через n^+ -подложку. Область стабильности ВАХ составляет примерно 1 В. При дальнейшем увеличении напряжения, как

видно из рисунка, дифференциальное сопротивление вновь падает. Этой точке ВАХ соответствует появление шумов второй микроплазмы. При $I \geq 5 \cdot 10^{-4}$ А в образце существуют две стабильные микроплазмы.

Из рис. 1 ясно видно, что по мере увеличения температуры напряжение зажигания первой микроплазмы вначале уменьшается (кривые 1—3), а затем монотонно растет (кривые 4—6). Такое поведение характерно и для напряжения зажигания второй микроплазмы.

Для кремния, в котором явление ударной ионизации исследовано наиболее детально, установлено, что характеристики микроплазменного пробоя аналогичны характеристикам однородного пробоя на образцах малой площади. Аналогичный вывод для SiC p - n -переходов сделан недавно в работе [14]. В условиях микроплазменного пробоя появление первых микроплазменных импуль-

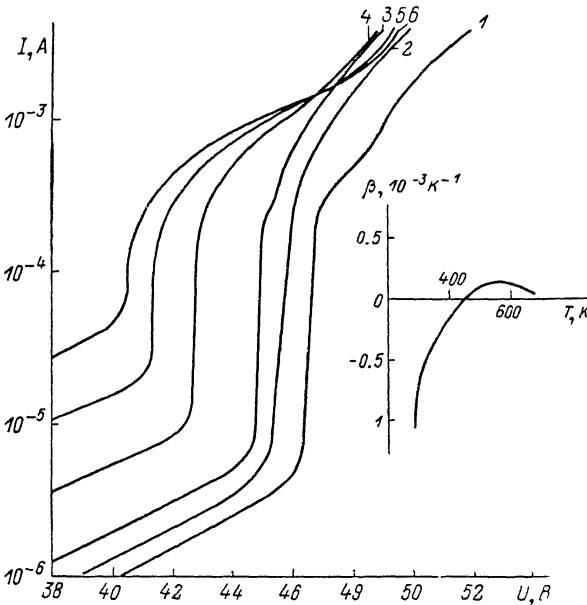


Рис. 2. Обратные ВАХ SiC p - n -структуры ($E \parallel C$).

T , К: 1 — 293, 2 — 335, 3 — 390, 4 — 490, 5 — 590, 6 — 680. На вставке — зависимость $\beta(T)$.

сов свидетельствует о том, что в некоторой области p - n -перехода впервые выполнено условие пробоя

$$\int_{-W_p}^{W_n} \alpha(E) dx = 1. \quad (1)$$

Здесь W_p , W_n — длины области объемного заряда в p - и n -области соответственно, α — эффективный коэффициент умножения, $E(x)$ — напряженность поля. Поэтому именно температурная зависимость напряжения, при котором появляются микроплазменные шумы, позволяет наиболее достоверно судить о величине и знаке ТКН пробоя.

Иногда принимается [15], что напряжение на структуре U_0 , при котором выполняется условие (1), можно более точно определить с помощью следующей процедуры. В точке ВАХ, где существует стабильная первая микроплазма, с помощью любой малосигнальной методики измеряется значение дифференциального сопротивления микроплазмы $R_d = dU/dI$. Затем из выбранной точки ВАХ в координатах I - U проводится прямая под углом к оси U , соответствующим величине R_d . Значение U , отсекаемое этой прямой на оси абсцисс, принимается равным U_0 . На вставке к рис. 1 показана зависимость ТКН β :

$$\beta = d \ln U_0 / dT, \quad (2)$$

измеренная таким способом. Видно, что в данном случае разница в определенных U_0 не существенна. Величина β отрицательна в области температур $T \leq 370$ К и становится положительной при $T \geq 370$ К.

Установленный ход зависимости $\beta(T)$ качественно противоречит гипотезе о сверхрешеточном характере пробоя в $6H$ -SiC при $E \parallel C$. Однако он может быть объяснен на основе гипотезы о влиянии глубоких уровней на ТКН в SiC [16].

Действительно, в запрещенной зоне такого широкозонного полупроводника, как SiC, синтезируемого при весьма высоких температурах ($T > 1600$ °C), всегда существует набор глубоких уровней, соответствующих остаточным концентрациям примесей $N \geq 10^{15}$ см⁻³. При относительно низких температурах основной вклад в ТКН пробоя дает перестройка объемного заряда из-за термической ионизации глубокого уровня. Этот вклад, как правило, приводит к отрицательным значениям ТКН [8, 17].

При достаточно высокой температуре реализуется ситуация, соответствующая примесному истощению, и наличие данного уровня перестает влиять на

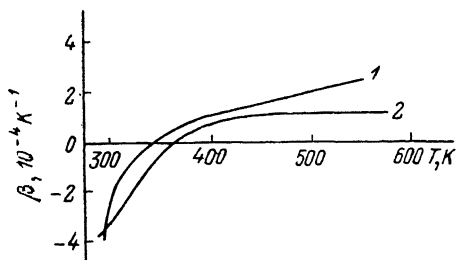


Рис. 3. Зависимость $\beta(T)$ для структур $6H$ -SiC (1) и $4H$ -SiC (2).

U_0 , В ($T=300$ К): 1 — 23.4, 2 — 30.2.

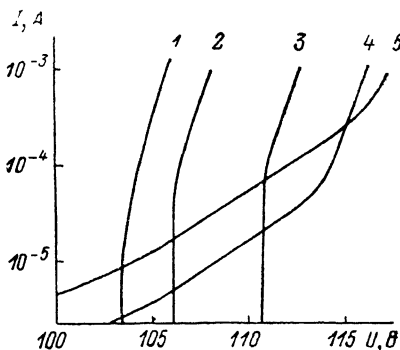


Рис. 4. ВАХ SiC p - n -структуры ($E \perp C$).

T , К: 1 — 293, 2 — 405, 3 — 510, 4 — 600, 5 — 640.

ТКН пробоя. Тогда величина ТКН возвращается к своему решеточному значению, обусловленному уменьшением с температурой длины свободного пробега носителей. Это значение, как и у других полупроводников, положительно.

При дальнейшем увеличении температуры вновь возможна смена знака ТКН на отрицательный, если в материале существует более глубокий примесный уровень. Разумеется, в случае наличия в материале спектра достаточно близко расположенных друг к другу глубоких уровней ТКН пробоя может быть отрицательным в широком диапазоне температур.

При обсуждении параметров ТКН пробоя определение напряжения пробоя в форме (1) необходимо и достаточно только в том случае, если ТКН определяется температурной зависимостью длины свободного пробега носителей. Если же величина ТКН контролируется наличием глубоких примесей, ситуация качественно меняется. Как известно, в условиях пробоя плотность тока в канале пробоя может изменяться на много порядков при небольшом изменении напряжения на p - n -переходе. При этом, как ясно из простых физических соображений, зарядовое состояние глубоких центров зависит от плотности свободных носителей (электронов и дырок) в канале пробоя, т. е. от плотности тока (подробный анализ см. в [16]). Поэтому в случае, если ТКН определяется глубокими примесями, величина и даже знак ТКН могут зависеть от уровня тока, на котором измеряется ТКН.

Как видно из рис. 1, именно такая ситуация реализуется в рассматриваемом случае. Величина и знак ТКН зависят от уровня тока. Видно, например, что в области относительно больших токов ($I \geq 10^{-3}$ А) величина β для данного образца отрицательна во всем диапазоне температур ($300 < T < 670$ К) (в действительности при токах $I \sim 10^{-3}$ А температура в канале микроплазмы заметно превышает температуру окружающей среды, однако наличие саморазогрева никак не влияет на качественную картину наблюдающихся эффектов).

Зависимость ТКН от уровня тока характерна для большинства исследованных образцов, хотя характер этой зависимости от образца к образцу сильно меняется. На рис. 2 показаны ВАХ $p-n$ -структуры, расположенной на той же пластине, что и структура, данные для которой показаны на рис. 1. Видно, что в области малых токов ТКН для структуры 2 отрицателен во всем диапазоне исследованных температур. Напротив, в области относительно больших токов ($I > 10^{-3}$ А) ТКН меняет знак с отрицательного на положительный при $T \sim \sim 450$ К (см. вставку на рис. 2). Если считать, что температурный ход контролируется наличием глубоких уровней, такая качественная разница в температурной и токовой зависимостях β не вызывает удивления, поскольку для реальных карбид-кремниевых структур даже в пределах одной пластины может наблюдаться значительный разброс в спектре примесных уровней от точки к точке.

На рис. 3 показаны температурные зависимости $\beta(T)$ для образцов политипов $6H$ и $4H$, выращенных методом бесконтейнерной жидкостной эпитаксии (p^+ -слой на n -базе). Для политипа $4H$ (кривая 2) приведенная зависимость построена для тока $I=10^{-4}$ А. Однако качественно зависимость $\beta(T)$ в этом случае практически одинакова во всем измеренном диапазоне токов вплоть до значений, соответствующих началу микроплазменных шумов ($I \sim 10^{-8}$ А для 300 К и $I \sim 2 \cdot 10^{-7}$ А для 535 К). Для политипа $6H$ (кривая 1) зависимость $\beta(T)$ построена по характеристикам первой микроплазмы (аналогично вставке на рис. 1).

Из рис. 1--3 видно, что зависимость $\beta(T)$ при $E \parallel C$ носит знакопеременный характер.

На рис. 4 показаны обратные ВАХ $p-n$ -структуры, изготовленной на основе $6H$ -SiC в ориентации $E \perp C$ сублимационным сэндвич-методом. Как видно из рисунка, в полном согласии с результатами работ [1-3] ТКН пробоя во всем исследованном диапазоне температур и токов положителен (аналогичные данные были получены для структур, изготовленных методом БЖЭ, в ориентации $E \perp C$ [18]). Никакой зависимости ТКН от тока не наблюдается.

В связи с этим возникает естественный вопрос, почему в образцах в ориентации $E \perp C$ того же самого политипа карбида кремния, полученных практически при тех же условиях, что и образцы с ориентацией поля в переходе $E \parallel C$, глубокие примеси либо отсутствуют, либо почему-то не оказывают влияния на знак и величину ТКН пробоя. В рамках нашей модели, предполагающей решающее влияние на ТКН пробоя глубоких примесей, на этот вопрос удовлетворительного ответа в настоящий момент не существует.

Однако, как нам кажется, знакопеременный характер зависимости β от температуры и тока при $E \parallel C$ представляет собой аргумент в пользу предположения о примесном, а не сверхрешеточном характере отрицательного ТКН пробоя при $E \parallel C$ в SiC.

Авторы искренне признательны А. С. Кюрегяну за ценные обсуждения, В. А. Дмитриеву, В. И. Левину, В. Ф. Цветкову за предоставленные образцы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Константинов А. О., Литвин Д. П., Санкин В. И. — Письма ЖТФ, 1981, т. 7, в. 21, с. 1335—1339.
- [2] Константинов А. О. — ФТП, 1983, т. 17, в. 12, с. 2124—2128.
- [3] Дмитриев А. П., Константинов А. О., Литвин Д. П., Санкин В. И. — ФТП, 1983, т. 17, в. 6, с. 1093—1098.
- [4] Верма А., Кришна П. Политипы и полиморфизм в кристаллах. М., 1969. 318 с.
- [5] Дубровский Г. Б. — В кн.: Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников. Л., 1980, с. 150—164.
- [6] Аникин М. М., Лебедев А. А., Попов И. В., Стрельчук А. М., Суворов А. В., Сыркин А. Л., Челноков В. Е. — ФТП, 1986, т. 20, в. 5, с. 844—848.
- [7] Аникин М. М., Вайнштейн С. Н., Левинштейн М. Е., Стрельчук А. М., Сыркин А. Л. — Письма ЖТФ, 1988, т. 14, в. 6, с. 545—547.
- [8] Коршунов Ф. П., Марченко И. Г. — ФТП, 1983, т. 17, в. 12, с. 2201—2203.
- [9] Акимов П. В., Грехов И. В., Сережин Ю. Н. — ФТП, 1975, т. 9, в. 4, с. 764—767.
- [10] Аникин М. М., Дмитриев В. А., Гусева Н. Б., Сыркин А. Л. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1984, т. 10, с. 1768—1770.
- [11] Дмитриев В. А., Иванов П. А., Коркин И. В., Морозенко Я. В., Попов И. В., Сидорова Т. А., Стрельчук А. М., Челноков В. Е. — Письма ЖТФ, 1985, т. 11, в. 4, с. 238—241.

- [12] Tairov Y. M., Tsvetkov V. F. — *J. Cryst. Growth*, 1978, v. 52, p. 830—833.
- [13] Грехов И. В., Сerezкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [14] Водаков Ю. А., Демаков К. Д., Калинина Е. В., Мохов Е. Н., Рамм М. Г., Холуянов Г. Ф. — *ФТП*, 1987, т. 21, в. 9, с. 1686—1689.
- [15] Hantz R. H. — *J. Appl. Phys.*, 1964, v. 35, N 5, p. 1370—1376.
- [16] Кюрегян А. С. — *ФТП*, 1987, т. 21, в. 5, с. 941—944.
- [17] Астрова Е. В., Волле В. М., Воронков В. Б., Козлов В. А., Лебедев А. А. — *ФТП*, 1986, т. 20, в. 11, с. 2122—2125.
- [18] Дмитриев В. А., Иванов П. А., Левин В. И., Попов И. В., Стрельчук А. М., Таиров Ю. М., Цветков В. Ф., Челноков В. Е. — *Письма ЖТФ*, 1987, т. 13, в. 19, с. 1168—1171.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 15.01.1988
Принята к печати 14.03.1988