

Глубокие центры и отрицательный температурный коэффициент напряжения пробоя $p-n$ -структур на основе SiC

© А.А. Лебедев, С. Ортоланд*, К. Реноуд*, М.Л. Локателли*, Д. Плансон*, Ж.П. Шант*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
*CEGELY-INSA, Lyon, France

(Получена 28 ноября 1996 г. Принята к печати 25 декабря 1996 г.)

Исследован температурный коэффициент напряжения пробоя $p-n$ -структур на основе $6H$ -SiC. Показано, что температурная зависимость напряжения пробоя может быть объяснена перезарядкой глубоких акцепторных уровней в слое объемного заряда. Результаты проведенных расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными для легированных бором $p-n$ -структур на основе $6H$ -SiC.

Введение

Известно, что в $p-n$ -структурах на основе $6H$ -SiC, в которых электрическое поле параллельно направлению кристаллической оси C , напряжение пробоя имеет, как правило, отрицательный температурный коэффициент (β_t) [1]. В ряде работ это связывалось с кристаллической структурой гексагональных политипов SiC, наличием естественной сверхрешетки [2,3]. В других работах [4,5] высказывалось предположение, что отрицательное значение β_t может быть связано с перезарядкой глубоких центров, как это было показано для кремния [6,7]. В настоящей работе была сделана попытка связать наблюдавшуюся температурную зависимость β_t в $p-n$ -структурах на основе $6H$ -SiC с глубокими центрами.

Образцы

Были исследованы $p-n$ -структуры на основе $6H$ -SiC, полученные сублимационной эпитаксией в открытой системе [8], в которые до формирования меза-структур проводилась диффузия бора. Диффузионная обработка позволяла решать две технические задачи [9]: 1) увеличение напряжения пробоя относительно сильно легированных слоев SiC за счет компенсации базовой области; 2) уменьшение вероятности поверхностного пробоя за счет создания на периферии меза-структур слабо легированных областей.

Исследовавшиеся структуры имели отрицательный температурный коэффициент напряжения пробоя, величина которого при комнатной температуре составляла $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Абсолютная величина температурного коэффициента напряжения пробоя также зависела от температуры и уменьшалась примерно на порядок при нагреве структур до 600 K (рис. 1).

Расчетная модель

При анализе экспериментальных данных мы вслед за авторами [4–7] учли влияние глубоких центров. Как было показано ранее, диффузия бора приводит к образованию

двух акцепторных уровней в SiC — мелкий уровень бора и уровень D -центра. Наша модель базируется на учете перезарядки глубоких акцепторных уровней (D -центров) предпробойным током в слабо легированной прослойке p -типа проводимости вблизи металлургической границы $p-n$ -перехода.

Было сделано два предположения: 1) область лавинного размножения находится в слабо легированной области p -типа проводимости около металлургической границы $p-n$ -перехода; 2) концентрация глубоких акцепторов в этой области сопоставима с концентрацией мелких акцепторов. Появление такой области может быть обусловлено перекомпенсацией материала n -типа проводимости за счет диффузии акцепторных примесей (например, бора). Существование подобной области в исследовавшихся образцах было ранее показано экспериментально [9].

Хорошо известно выражение для величины напряжения пробоя резкого $p-n$ -перехода

$$U_{br} = \varepsilon_a E_{cr}^2 / 2qN_i, \quad (1)$$

где E_{cr} — критическая напряженность электрического поля, N_i — концентрация примеси в базе, q — заряд электрона, $\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon_s$, ε_0 — электрическая постоянная, ε_s — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Перепишем выражение (1) с учетом наличия глубоких акцепторов в слабо легированной p -базе:

$$U_{br} = \varepsilon_a E_{cr}^2 / 2q(N_s + KM) = U_{br0} / (1 + KM/N_s), \quad (2)$$

где N_s — концентрация мелких акцепторов, $K = (M - m)/M$ — степень заполнения глубоких акцепторов электронами, M — полная концентрация глубоких акцепторов, m — концентрация глубоких акцепторов, заполненных дырками, U_{br0} — напряжение пробоя $p-n$ -перехода при отсутствии глубоких акцепторов.

Когда $U \ll U_{br}$, ток через $p-n$ -переход практически отсутствует и все глубокие акцепторы в материале p -типа проводимости заполнены электронами ($K = 1$).

Когда $U \approx U_{br}$, начинается лавинное умножение в области пространственного заряда и образующиеся дырки захватываются глубокими акцепторами. Поскольку

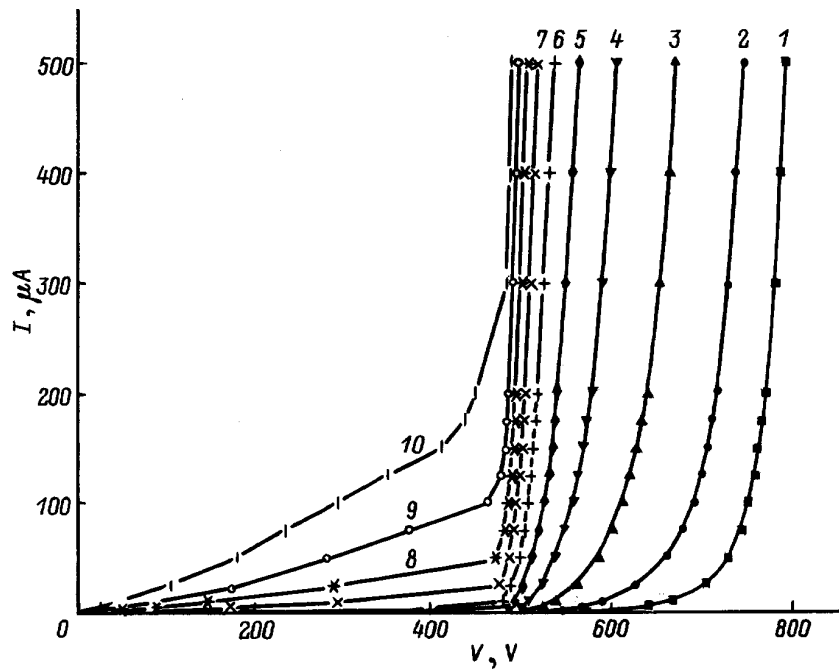


Рис. 1. Температурная зависимость обратных вольт-амперных характеристик $p-n$ структур. T , К: 1 — 298, 2 — 323, 3 — 348, 4 — 373, 5 — 398, 6 — 423, 7 — 448, 8 — 473, 9 — 498, 10 — 523.

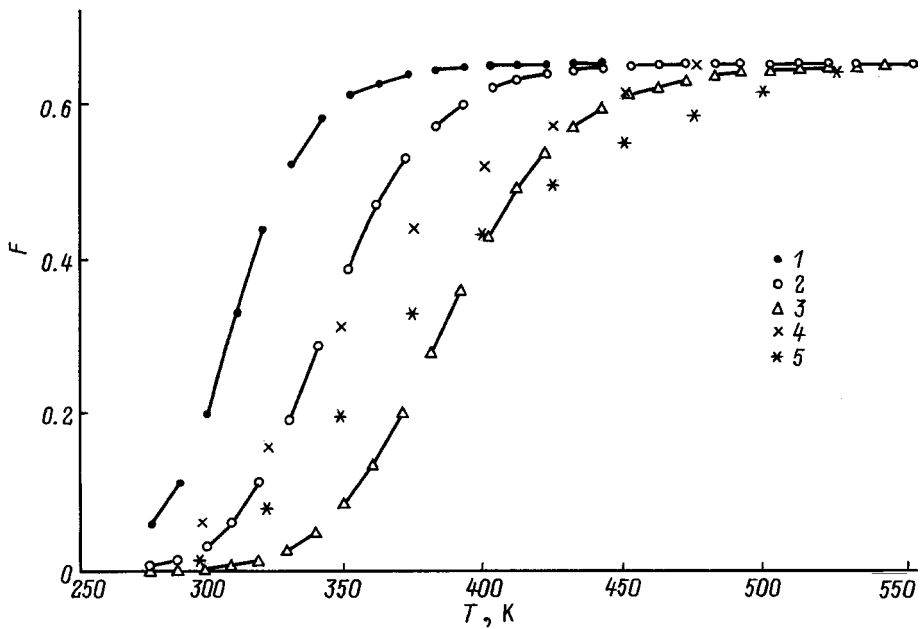


Рис. 2. Температурная зависимость расчетных (1-3) и экспериментальных (4-5) значений F . Расчетный параметр Δp , см^{-3} : 1 — 10^{10} , 2 — 10^{11} , 3 — 10^{12} . Экспериментальные значения U_{br} соответствуют предпробойным токам 100 (4) и 500 (5) мА.

акцепторы, захватившие дырки, нейтральны, величина K уменьшается и, соответственно, уменьшается напряженность электрического поля. Это приводит к увеличению наблюдаемого значения U_{br} . Следует отметить, что степень заполнения уровней (при постоянной концентрации дырок) зависит от температуры и уменьшается с нагревом. По этой причине величина U_{br} уменьшается

с температурой, т. е. мы имеем отрицательный температурный коэффициент напряжения пробоя.

На основе статистики Шокли-Рида можно записать для скорости перезарядки глубоких акцепторов в нашем случае

$$dm/dt = (M - m)\Delta p\alpha_p - m\alpha_n\Delta n - \alpha_p\beta_1 m, \quad (3)$$

где $\Delta n = \Delta p$ — концентрация носителей в слое объемного заряда; $\alpha_{n(p)} = \sigma_{n(p)}v_t$; $\sigma_{n(p)}$ — сечение захвата электронов (дырок) на центр; $\beta_i = N_v \exp(-E_i/kT)$; v_t — тепловая скорость носителей; N_v — плотность состояний в валентной зоне; E_i — энергия ионизации уровня; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Для равновесного случая ($dm/dt = 0$) с учетом того, что $\alpha_p \gg \alpha_n$, мы получаем из (3) выражение для K :

$$K = \beta_i(\Delta p + \beta_i)^{-1}. \quad (4)$$

Теперь из (4) и (2) получаем выражение для U_{br} :

$$U_{br} = U_{br0}[1 + M\beta_i/N_s(\Delta p + \beta_i)]. \quad (5)$$

Проанализируем выражение (5) для области больших и малых температур.

В случае, если $T \rightarrow 0$, $\beta_i \rightarrow 0$ и $U_{br} \approx U_{br0}$. В случае, если $T \rightarrow \infty$, $\beta_i \rightarrow 1$, а поскольку $N_v \gg \Delta p$, получаем $U_{br}/U_{br0} - 1 = M/N_s$.

Обсуждение результатов

Таким образом, для исследовавшихся p - n -структур величины U_{br0} и M/N_s (рис. 1) оказались следующими: $U_{br0} = 800$ В; $M/N_s = 0.65$. С учетом этих значений, а также литературных данных для N_v и параметров D -центра ($E_v + 0.58$ эВ; $\sigma_n = 10^{-20}$ см²; $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-16}$ см⁻²) был сделан расчет температурной зависимости $F = \{U_{br0}/U_{br} - 1\}$.

Расчетные и экспериментальные значения F представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, лучшее соответствие расчета и эксперимента было получено для значений Δp порядка $10^{11} \div 10^{12}$ см⁻³. Однако величина Δp , определенная из значения предпробойного тока как $\Delta p = J/v_s q$ (где J — плотность тока через p - n -переход и v_s — скорость насыщения), составила $10^{10} \div 10^{11}$ см⁻³. Такое расхождение может быть объяснено, с нашей точки зрения, если учесть, что пробой в SiC обычно имеет место в локальных областях (микроплазменный пробой), площадь которых более чем на порядок меньше общей площади p - n -перехода. Однако при расчете плотности тока через p - n -переход мы используем значение всей площади структуры. Другими словами, в областях, где имеет место микроплазменный пробой, будет существенно большая плотность тока и большое значение Δp , как это и требуется согласно предложенной модели.

Заключение

Таким образом, отрицательная величина температурного коэффициента напряжения пробоя может быть связана с перезарядкой D -центров, образующих наиболее глубокие уровни в SiC, легированном бором. Сделанные на основе этого предположения и параметров D -центра расчеты температурной зависимости β_i находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Поскольку диффузия бора часто используется для защиты периферии меза-структур на основе SiC от поверхностного пробоя, а сам бор (D -центр) является характерной фоновой примесью в SiC, полученном по различным технологиям [10], то, с нашей точки зрения, вопрос о знаке β_i может быть окончательно решен только при учете или исключении влияния перезарядки D -центров на величину напряжения пробоя p - n -структур на основе SiC.

Часть работы была выполнена при поддержке Arizona University (США) и Исследовательского Центра Schneider Electric S.A. (Франция).

Список литературы

- [1] А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. Письма в ЖТФ, 7, 1335 (1981).
- [2] Ю.А. Водаков, А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. Письма ЖТФ, 7, 705 (1981).
- [3] А.П. Дмитриев, А.О. Константинов, Д.П. Литвин. ФТП, 17, 1093 (1983).
- [4] М.М. Аникин, С.Н. Вайнштейн, М.Е. Левинштейн, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, 22, 545 (1988).
- [5] М.М. Аникин, М.Е. Левинштейн, И.В. Попов, В.П. Растегаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, 22, 1574 (1988).
- [6] А.С. Кюрегян, П.Н. Шлыгин. ФТП, 23, 1164 (1989).
- [7] Е.В. Астрова, В.М. Волле, В.Б. Воронков, В.А. Козлов, А.А. Лебедев. ФТП, 20, 2122 (1986).
- [8] М.М. Anikin, A.A. Lebedev, S.N. Pyatko, A.M. Strel'chuk, A.L. Syркин. Mater. Sci. Eng., 11, 113 (1992).
- [9] А.А. Лебедев, А.Н. Андреев, А.А. Мальцев, М.Г. Растегаев, Н.С. Савкина, В.Е. Челноков. ФТП, 29, 1635 (1995).
- [10] M.S. Mazzola, S.E. Sadow, P.G. Neudeck, V.K. Lakdawala, S. We. Appl. Phys. Lett., 64, 2730 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

The deep centers and negative temperature coefficient of the breakdown voltage of SiC p - n structures

A.A. Lebedev, S. Ortolland*, C. Raynaud*, M.L. Locatelli*, D. Planson*, J.P. Chante*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institution, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

*CEGELY-INSA-Bat. 401-20,

av. A. Einstein—F. 69621 Villerbanne Cedex, France

Abstract Negative temperature coefficient of the breakdown voltage is considered. It is shown that the temperature dependence of the breakdown voltage can be explained in terms of recharging of deep centers in the space charge region of the diode. Experimental results obtained on boron doped 6H-SiC diodes are in good agreement with calculation.