

О ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ СОПРОТИВЛЕНИИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ $p-n$ -СТРУКТУР НА ОСНОВЕ $6H-SiC$

© А.М.Стрельчук, Б.Н.Грессеров

На основе карбида кремния уже изготовлен ряд приборов, основным структурным элементом которых является $p-n$ -переход. Это, в частности, высоковольтные диоды [1-3], тиристоры [4-6], стабилитроны [7,8]. Параметры приборов обычно лучше, если их слаболегированные (базовые) слои получены эпитаксиальными технологиями: CVD [3,5], сублимацией [2,6,8], жидкофазной эпитаксией [4,7]; некоторые приборы (тиристоры) реализованы только при использовании эпитаксиальных технологий. Сублимационная эпитаксия на подложках Лели позволяет выращивать слои с относительно невысоким уровнем дефектности [9] и, следовательно, позволяет рассчитывать на создание $p-n$ -структур одновременно и больших площадей, и с большими напряжениями пробоя. Диоды при этом могут характеризоваться достаточно малыми падениями напряжения при прямом смещении [2,10], что позволяет ставить вопрос об их использовании в качестве силовых выпрямителей. Между тем природа сопротивления, ограничивающего прямой ток, практически не изучалась. Ранее были представлены результаты исследования лишь малых токов в таких $p-n$ -структурах (см., например, [10]).

В данной работе исследовано последовательное сопротивление p - n -структур (p^+ -слой — n -слой — n^+ -подложка), изготовленных сублимационной эпитаксией структуры СЭ) и сублимационной эпитаксией с последующим ионным легированием (структуры ИЛ). Эпитаксиальные слои p - и n -типа проводимости структур СЭ и n -типа проводимости структур ИЛ выращивались методом сублимации в открытой ростовой ячейке [11]. Толщины n -слоев 1–5 мкм, p -слоев ~ 1 мкм. В n -слоях основная донорная примесь — азот, в p -слоях основная акцепторная примесь — алюминий. Концентрация нескомпенсированных доноров в n -слоях $N_d - N_a = 5 \cdot 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, концентрация нескомпенсированных акцепторов в p -слоях $N_a - N_d \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Структуры ИЛ формировались имплантацией ионов алюминия в эпитаксиальный n -слой и затем отжигались [2], $N_a - N_d$ в p -слоях $\sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; p - n -переходы структур СЭ — резкие, структур ИЛ — не резкие [10,2]. Подложками при эпитаксии n -слоев являлись пластины, вырезанные из монокристаллов 6H-SiC , выращенных методом Лели. Стандартные параметры таких подложек: площадь $\approx 1 \text{ см}^2$, толщина 450 мкм, $N_d - N_a \approx (1 - 5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эпитаксиальный рост производился на грани (0001)Si. Приведенные значения $N_a - N_d$ в p -слоях СЭ- и ИЛ-структур и $N_d - N_a$ в подложках являются средними или характеризуют диапазон разброса указанных величин в обсуждаемых структурах. Кроме описанных исследовались структуры с эпитаксиальным p -слоем, выращенным сублимацией непосредственно на подложке. Контакты к p -слоям создавались напылением или алюминия, или вольфрама, или последовательным напылением $\text{Al}(\text{Au-W})$. Контакты к подложке создавались напылением хрома или механическим нанесением индия после локального электрического пробоя подложки. Мезаструктуры формировались реактивным ионно-плазменным травлением (см. [2,10]) до появления выпрямительных характеристик с малым уровнем утечек и напряжением пробоя лучших структур, соответствующим расчетному при данной величине $N_d - N_a$. Площади мезаструктур лежали в диапазоне $10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$.* Вольт-амперные характеристики до токов 1–10 мА (плотности тока $J \sim 1 - 10 \text{ А/см}^2$) измерялись на постоянном токе, при больших токах (до $\sim 5 \text{ А}$) — в импульсном режиме (длительность прямоугольных импульсов 1–10 мкс, частота следования 10–30 Гц). Измерения прово-

* Структуры изготовлены технологическими группами М.М. Аникина (сублимация), А.В. Суворова (имплантация, отжиг), А.Л. Сыркина (напыление контактов, травление). Значения концентраций $N_d - N_a$ и $N_a - N_d$ сообщены М.М. Аникиным.

дидлись при использовании зондов с прижимными контактами.

Результаты измерений и их обсуждение. При плотностях тока до $J \sim 1 \text{ А/см}^2$ (до напряжений 2.2–2.4 В при комнатной температуре) зависимость тока от напряжения экспоненциальна. При увеличении тока эта зависимость начинает искажаться и при плотностях тока, больших $J \approx 10\text{--}100 \text{ А/см}^2$, обычно переходит в степенную. Ниже рассматриваются структуры, для которых показатель степени в вольт-амперной ($I-U$) характеристике близок 1 (характеристика $I-U$ близка к линейной) (рис. 1).

Наклон $J-U$ зависимостей характеризуется произведением последовательного сопротивления R_p - n -структур на их площадь S . Из рис. 1, 2 видно, что параметр RS при увеличении площади структур в среднем растет примерно от $4 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ при площади структур 10^{-4} см^2 (диаметр $\sim 100 \text{ мкм}$) до $(0.6\text{--}1.2) \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ при площади $(0.6\text{--}1.5) \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ (диаметр 900–1350 мкм).

Ранее было показано, что в исследуемых структурах экспоненциальная зависимость тока от напряжения обусловлена рекомбинационно-генерационными процессами в слое объемного заряда p - n -перехода (например, $[10]$) (внешнее напряжение при этих, относительно малых, токах приложено в основном к p - n -переходу). При больших плотностях тока ток определяется также, вероятно, рекомбинацией-генерацией в слое объемного заряда $[12]$, а кроме того, последовательным сопротивлением R_s p - n -структуры. Со-

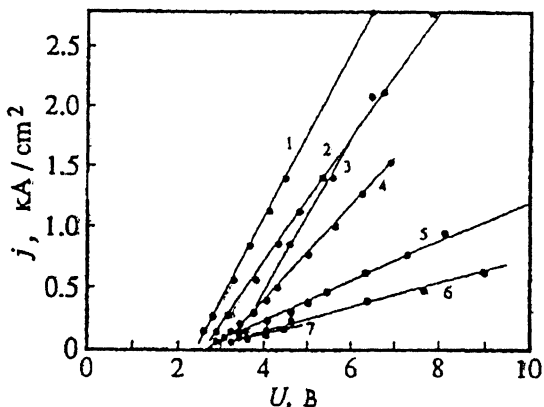


Рис. 1. Экспериментальные прямые вольт-амперные характеристики 6H-SiC p - n -структур разной площади S на разных подложках при комнатной температуре; площадь $S, \text{ см}^2$: 1, 2 — $7 \cdot 10^{-4}$, 3 — $9 \cdot 10^{-4}$, 4 — $2 \cdot 10^{-3}$, 5–7 — $6 \cdot 10^{-3}$ 1, 2 — структуры ИЛ, 3–6 — структуры СЭ.

ставляющими R являются сопротивления p - и n -слоев (соответственно R_p и R_n), подложки (R_s), и контактов (R_c) к p -слою и подложке. Оценим эти сопротивления.

Концентрации свободных носителей заряда как в p -, так и в n -SiC при комнатной температуре меньше регистрируемых по вольт-фарадным характеристикам концентраций некомпенсированных акцепторов и доноров вследствие достаточно большой глубины акцепторных и донорных уровней ≈ 0.2 эВ для Al и 0.1–0.15 эВ для N [13]) и неполной ионизации примеси, а также вследствие возможной компенсации примеси. Степень компенсации в эпитаксиальных слоях n -типа, выращенных рассматриваемым технологическим методом, оценивалась ранее методом нестационарной емкостной спектроскопии [14] и по температурной зависимости проводимости n -канала полевого транзистора [15] и составляет ~ 0.1 . Степень компенсации p -слоев неизвестна. Подвижность электронов μ_n можно принять примерно равной $200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [16] (см. также [15]), подвижность дырок — примерно $10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [16]. Если пренебречь компенсацией p - и n -эпитаксиальных слоев, то концентрации свободных носителей при комнатной температуре составят $\sim (1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в p -слое и $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ или более в n -слое (степень ионизации азота — около 50%). Таким образом, параметр RS как p -, так и n -эпитаксиальных слоев не превосходит $4 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, т. е. сопротивления p - и n -эпитаксиальных слоев вряд ли определяют даже минимальные экспериментально наблюдаемые значения RS . Сопротивление p -слоя, изготовленного имплантацией, по-видимому, меньше сопротивления эпитаксиального p -слоя.

Удельное сопротивление подложки изменяется примерно от $0.2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ($N_d - N_a \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n \approx 50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), до $0.4-0.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ($N_d - N_a \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n \approx 100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) [16]. Расчет параметра $R_s S$ подложки для цилиндрической p - n -структуры (площадь подложки равна площади p - n -перехода) показывает, что он должен лежать в диапазоне $(1-2) \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. т. е. превосходит расчетное значение RS p - и n -эпитаксиальных слоев и в большинстве случаев (особенно для структур малой площади), превосходит экспериментально наблюдаемые значения RS p - n -структуры. Последнее обстоятельство, а также наличие зависимости параметра RS от площади p - n -структуры и отсутствие зависимости RS (в условиях нашего эксперимента) от степени легирования n -слоя позволяют предположить, что расчет должен учитывать нецилиндричность структуры (реальная структура является цилиндрической практически лишь в пределах p - и n -областей, характерный размер подложки

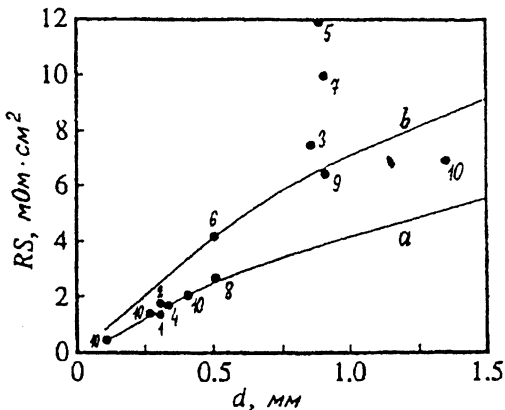


Рис. 2. Зависимость произведения последовательного сопротивления R на площадь S для p - n -структур разной площади от диаметра d этих структур; сплошные линии — расчет с учетом растекания в подложке толщиной 450 мкм, площадью второго контакта, много большей площади S p - n -структуры, и удельным сопротивлением ρ , Ом·см: a — 0.3, b — 0.5; точки — эксперимент: 1, 2 — структуры ИЛ, 3-9 — структуры СЭ, 10 — структуры с эпитаксиальным p -слоем на подложке Лели (без эпитаксиального n -слоя), 1-9 — структуры на разных подложках, 10 — структуры на одной подложке, концентрации нескомпенсированных доноров в n -слоях $N_d - N_a$, см $^{-3}$: 1, 2 — $(0.5-0.7) \cdot 10^{17}$, 3, 4, 6, 7 — $\sim 10^{17}$, 5 — $0.5 \cdot 10^{17}$, 8 — $5 \cdot 10^{17}$, 9 — 10^{18} .

много больше диаметра структуры), т. е. необходим учет эффекта растекания в подложке.

Известно, что формально задача о протекании тока аналогична соответствующей задаче электростатики. Поэтому вычисление сопротивления растекания в рассматриваемом случае сводится к вычислению емкости двух соосных дисков радиусов R_1 и R_2 , находящихся на расстоянии H друг от друга [17]:

$$\varphi(x) + \frac{H}{\pi} \int_0^{R_2} [G(t+x) + G(t-x)] \psi(t) dt = \frac{4V_1}{\pi}, \quad 0 \leq x < R_1;$$

$$\psi(x) + \frac{H}{\pi} \int_0^{R_1} [G(t+x) + G(t-x)] \varphi(t) dt = \frac{4V_2}{\pi}, \quad 0 \leq x < R_2,$$

где

$$G(y) = \frac{1}{y^2 + H^2};$$

$$Q_1 = \frac{1}{2} \int_0^{R_1} \varphi(t) dt;$$

$$Q_2 = \frac{1}{2} \int_0^{R_2} \psi(t) dt.$$

Найдя последовательно распределение потенциалов φ и ψ и накопленные заряды Q , используем соотношение для взаимной емкости C системы из двух проводников с противоположными зарядами [8]:

$$C = (C_{11}C_{22} - C_{12}^2)/(C_{11} + 2C_{12} + C_{22}),$$

где

$$C_{11} = Q_1 \Big|_{V_1=V_2=1} \quad C_{22} = Q_2 \Big|_{V_1=V_2=1}$$

$$C_{12} = Q_1 \Big|_{V_1=0, V_2=-1} = Q_2 \Big|_{V_2=0, V_1=-1}.$$

Система интегральных уравнений решалась численно. Результаты расчета показаны сплошными линиями на рис. 2. Часть экспериментальных точек достаточно хорошо соответствует расчету (с учетом возможного разброса удельного сопротивления подложки). Выпадение же некоторых точек из области между расчетными кривыми, по-видимому, следует связывать со значительным сопротивлением контактов к p -слою и (или) к подложке (иногда определяющим полное сопротивление p - n -структуры).

Таким образом, можно заключить, что в исследованных p - n -структурах, изготовленных на основе стандартных $6H$ - SiC подложек и при стандартных для сублимационной эпитаксии и ионной имплантации параметрах p - и n -слоев, последовательное сопротивление структур определяется главным образом сопротивлением подложки с учетом эффекта растекания (при условии достаточной низкоомности контактов). Для уменьшения размеров и веса корпусированных приборов, а также для уменьшения их стоимости при промышленном производстве площадь подложки одной p - n -структуры выгодно уменьшать (в пределах до площади одной мезаструктуры). Однако, учитывая вышеизложенное, в рассматриваемых структурах при этом следует ожидать увеличения последовательного сопротивления и прямых падений напряжения (а следовательно, увеличения разогрева) при использовании структур в качестве высокоточных диодов.

Ряд проблем при решении задачи о растекании обсуждался одним из авторов с Я.Ф. Уфляндом, о чем авторы с благодарностью к Я. С. Уфлянду вспоминают. Авторы благодарят В.Е. Челнокова за поддержку.

Работа выполнена при частичной поддержке Аризонского университета США.

Список литературы

- [1] Павличенко В.И., Рыжиков И.В., Кмита Т.Г. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л.: Наука, 1969. С. 101.
- [2] Аникин М.М., Лебедев А.А., Попов И.В., Севостьянов В.Е., Сыркин А.Л., Суворов А.В., Челноков В.Е., Шпынев Г.П. // Письма в ЖТФ. 1984. В. 10. С. 1053.
- [3] Neudeck P.G., Larkin D.J., Salupo C.S., Powell J.A., Matus L.G. // Pros. of the Fifth Conf. Silicone Carbide and Related Materials // Ed. by M.G. Spencer et al. Institute of Physics Conf. 1994. Series Number 137. P. 475.
- [4] Дмитриев В.А., Вайнштейн С.Н., Сыркин А.Л., Челноков В.Е. // Письма в ЖТФ. 1987. В. 13. С. 16.
- [5] Palmour J.W., Lipkkin L.A. // Trans. of the Second Intern. High Temperature Electronics Conference. USA, 1994. XI-7.
- [6] Андреев А.Н., Стрельчук А.М., Савкина Н.С., Снегов Ф.М., Челноков В.Е. // ФТП. 1995. В. 29. С. 1083.
- [7] Дмитриев В.А., Иванов П.А., Попов И.В., Стрельчук А.М., Сыркин А.Л., Челноков В.Е. // Письма в ЖТФ. 1986. В. 12. С. 773.
- [8] Стрельчук А.М., Аникин М.М., Андреев А.Н., Зеленки В.В., А.А. Лебедев, Растегаева М.Г., Савкина Н.С., Сыркин А.Л., Челноков В.Е., Шестопалова Л.Н. // ЖТФ. 1995. В. 65. С. 98.
- [9] Anikin M.M., Ivanov P.A., Lebedev A.A., Pytko S.N., Strel'chuk A.M., Syrkin A.L. // Semiconductor Interfaces and Microstructures / Ed. Z. C. Feng. World Scientific. 1992. P. 280.
- [10] Аникин М.М., Лебедев А.А., Попов И.В., Растегаев В.П., Стрельчук А.М., Сыркин А.Л., Тауров О.М., Цветков В.Ф., Челноков В.Е. // ФТП. 1988. В. 22. С. 298.
- [11] Аникин М.М., Гусева Н.Б., Дмитриев В.А., Сыркин А.Л. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1984. Т. 10. С. 1768.
- [12] Аникин М.М., Евстропов В.В., Попов И.В., Стрельчук А.М., Сыркин А.Л. // ФТП. 1989. В. 23. С. 1813.
- [13] Hagen S.H., van Kemenade A.W.C., van der Does de Bye J.A.W. // J. Lumin. 1973. V. 8. P. 18.
- [14] Lebedev A.A., Chelnokov V.E. // Diamond and Related Materials. 1994. V. 3. P. 1393.
- [15] Иванов П.А. // ФТП. 1994. В. 28. С. 1161.
- [16] Справочник по электротехническим материалам / Под ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева. Л.: Энергоатомиздат. 1988. 728 с.
- [17] Уфлянд Я.С. Метод парных уравнений в задачах математической физики. Л.: Наука, 1977. 220 с.
- [18] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.

Поступило в Редакцию
8 февраля 1996 г.