

07.2

Параметры карбид-кремниевых диодных обострителей импульсов пикосекундного диапазона

© М.С. Иванов, П.Б. Родин, П.А. Иванов, И.В. Грехов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

E-mail: rodin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 8 апреля 2015 г.

Теоретически оценены параметры сверхбыстрого лавинного переключения высоковольтных диодных структур на основе $4H$ -SiC. Для расчета применялась аналитическая теория волны ударной ионизации TRAPATT-типа, позволяющая определить основные характеристики волны для произвольных зависимостей коэффициентов ударной ионизации и дрейфовой скорости носителей от электрического поля. Показано, что для высоковольтной (1–10 kV) структуры $4H$ -SiC время переключения из блокирующего в проводящее состояние составляет ~ 10 ps, что на порядок меньше, чем для структуры Si с таким же напряжением стационарного пробоя, а концентрация созданной волной электронно-дырочной плазмы больше на два порядка. Пикосекундные времена переключения могут быть достигнуты для структур $4H$ -SiC с напряжением стационарного пробоя более 10 kV.

Одно из главных направлений развития современной силовой электроники связано с переходом от кремния к новым широкозонным материалам, среди которых лидирующее положение занимает $4H$ -SiC. В настоящее время на основе $4H$ -SiC уже созданы аналоги практически всех силовых кремниевых приборов [1]. Сделаны также первые успешные шаги в разработке быстродействующих высоковольтных структур $4H$ -SiC для субнаносекундной импульсной полупроводниковой электроники [2,3]. В настоящем сообщении приведены теоретические расчеты параметров перспективных $4H$ -SiC лавинных обострителей импульсов, относящихся к пикосекундному диапазону. Исследуемые приборы являются аналогами основанных на явлении задержанного ударно-ионизационного пробоя [4] кремниевых диодных обострителей импульсов — уникальных приборов, способных формировать киловольтные перепады напряжения со временем нарастания около 100 ps

и нашедших широкое применение в мощной импульсной электронике [5,6]. Переход от Si к 4H-SiC обещает выигрыш в быстродействии, мощности, частоте повторения импульсов и надежности.

При задержанном ударно-ионизационном пробое время переключения диода из блокирующего в проводящее состояние на порядок меньше пролетного времени носителей через базу. Наиболее распространенной физической моделью такой сверхбыстрой модуляции проводимости структуры является ударно-ионизационная волна [7], аналогичная волне ионизации в микроволновых лавинно-пролетных диодах с захваченной плазмой (TRApped Plasma Avalanche Triggered Transit) [8]. Математически плоская волна ионизации TRAPATT-типа представляет собой решение нелинейной системы уравнений, состоящей из уравнений непрерывности для электронов и дырок и уравнения Пуассона. Приближенное аналитическое описание TRAPATT-волны было впервые построено в классической работе [8]. Однако теория [8] основана на предположении о пороговой зависимости коэффициентов ударной ионизации от электрического поля $\alpha_{n,p}(E) = \alpha_0 \Theta(E - E_{th})$ (здесь E_{th} — эффективный порог ионизации, $\Theta(x)$ — функция Хэвисайда), а также на предположении о том, что коэффициенты ударной ионизации и дрейфовые скорости электронов и дырок зависят от поля одинаковым образом. Эти упрощения делают теорию [8] малоприменимой для количественных предсказаний. Для первой оценки параметров сверхбыстрого лавинного переключения структуры 4H-SiC применялась элементарная модель TRAPATT-волны [9], основанная на адаптации к плоской волне модели нитевидного стримера [10]. Модель [9] опирается на такие же упрощающие предположения, что и теория [8]. Только в 2007 г. были независимо предложены свободные от грубых упрощений аналитические теории [11,12], что впервые открыло возможность количественного описания TRAPATT-волны в реальных полупроводниковых материалах с помощью аналитических расчетов. Теория [12] применима при произвольных полевых зависимостях коэффициентов ударной ионизации $\alpha_{n,p}(E)$ и дрейфовых скоростей носителей $v_{n,p}(E)$ и предлагает явные аналитические выражения, связывающие скорость v_f распространения волны и концентрацию σ_{pl} электронно-дырочной плазмы за ее фронтом с максимальной напряженностью поля E_m , концентрацией примеси N_d в n -базе и концентрацией начальных затравочных носителей $\sigma_0 \ll N_d$. Следуя [12], мы определяем σ как сумму концентраций электронов и дырок.

Основная идея выбранного здесь подхода состоит в сравнении параметров переключения структур $4H\text{-SiC}$ с одинаковым напряжением стационарного пробоя U_b . Чтобы оставить этот важнейший параметр единственным, длину n -базы структуры W полагаем равной размеру области пространственного заряда в n -базе, отвечающего напряжению U_b . Таким образом, при напряжении U_b база полностью обеднена, а напряженность электрического поля на $n^+ - n$ -переходе равна нулю. Рассматривались структуры $4H\text{-SiC}$ с напряжением $U_b = 2, 5, 7, 10, 16 \text{ kV}$ и структуры Si с напряжением пробоя $U_b = 1, 2, 5, 7 \text{ kV}$. Из стандартного условия стационарного лавинного пробоя [7] при дополнительном условии нулевого поля на $n^+ - n$ -переходе по заданной величине U_b определялись толщина базы $W(U_b)$, пробойная напряженность поля $E_b(U_b)$ и концентрация примеси $N_d(U_b)$. Эти значения в дальнейшем использовались при вычислении скорости фронта v_f , времени переключения $\Delta t \approx W/v_f$ и концентрации плазмы за фронтом σ_{pl} по результатам аналитической теории ТРАПАГТ-волны [12]. Предположение о постоянной скорости плоского фронта отвечает режиму заданного полного тока.

Задержанный лавинный пробой начинается при напряжении U_m , существенно превосходящем напряжение стационарного пробоя U_b . В силу этого максимальная напряженность поля в волне ионизации E_m всегда превосходит напряженность поля на $p^+ - n$ -переходе E_b , отвечающую напряжению U_b . Отношение E_m/E_b представляет собой параметр, характеризующий „перенапряженность“ структуры при задержанном лавинном пробое. Для диодов Si [13] и GaAs [14] типично соотношение $U_m \approx 2U_b$, т.е. $E_m/E_b \approx 1.5$. Поскольку теория, позволяющая предсказать значения E_m и U_m , до сих пор отсутствует, мы рассматриваем E_m/E_b как свободный параметр. Результаты расчетов приведены для значений $E_m/E_b \approx 1.5$ и $E_m/E_b \approx 2$, что оказывается вполне достаточным для сравнения перспективных карбид-кремниевых диодов с существующими кремниевыми структурами.

Расчет проведен для $4H\text{-SiC}$ $p^+ - n - n^+$ -структур, плоскость переходов которых нормальна к направлению гексагональной оси кристалла. Коэффициенты ударной ионизации $\alpha_{n,p}(E)$ моделируются зависимостями

$$\alpha_{n,p}(E) = \alpha_{n0,p0} \exp(-E_{n0,p0}/E), \quad (1)$$

где $\alpha_{n0} = 1.76 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$, $E_{n0} = 3.3 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$, $\alpha_{p0} = 3.41 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$, $E_{p0} = 2.5 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ для $4H\text{-SiC}$ [15] и $\alpha_{n0} = 7.4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $E_{n0} =$

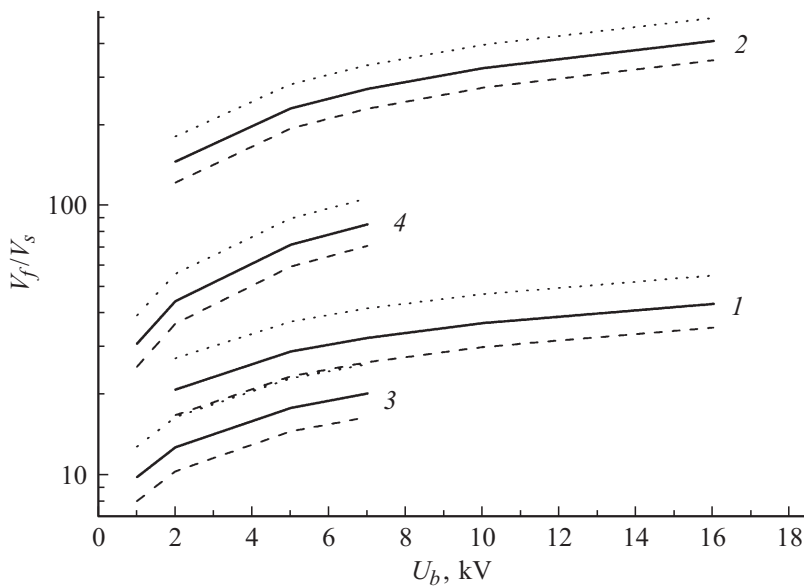


Рис. 1. Скорость фронта ионизации v_f , отнесенная к насыщенной дрейфовой скорости v_s , в $4H$ -SiC (кривые 1 и 2) и Si (кривые 3 и 4) p^+n-n^+ -структурах с различным напряжением стационарного пробоя U_b . Кривые 1, 3 и 2, 4 отвечают значениям $E_m/E_b = 1.5$ и $E_m/E_b = 2.0$ соответственно при $\sigma_0 = 10^{-3}N_d$. Пунктирные и штриховые линии-спутники отвечают значениям $\sigma_0 = 10^{-2}N_d$ и $\sigma_0 = 10^{-4}N_d$ соответственно.

$= 1.1 \cdot 10^6$ V/cm, $\alpha_{p0} = 7.25 \cdot 10^5$ cm $^{-1}$, $E_{p0} = 2.2 \cdot 10^6$ V/cm для Si [16]. Подвижности приняты равными $\mu_n = 850$ cm 2 /(V·s), $\mu_p = 100$ cm 2 /(V·s) для $4H$ -SiC и $\mu_n = 1250$ cm 2 /(V·s), $\mu_p = 430$ cm 2 /(V·s) для Si, насыщенные скорости электронов и дырок считаются равными $v_{ns} = 10^7$ cm/s в обоих материалах.

Результаты расчетов приведены на рис. 1–3. Скорость фронта ионизации в карбид-кремниевой структуре при равном уровне „перенапряженности“ E_m/E_b оказывается в 3–5 раз большей, чем в кремниевой (рис. 1). Разница в быстродействии более значительна: время переключения структуры $4H$ -SiC в 10–20 раз меньше, чем кремниевой структуры (рис. 2). Расчетное время переключения высоковольтных

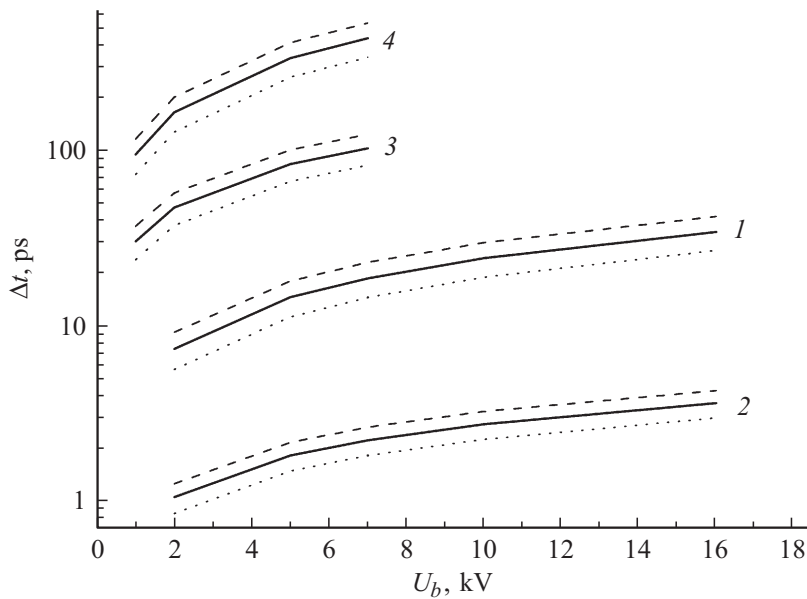


Рис. 2. Время переключения 4H-SiC (кривые 1 и 2) и Si (кривые 3 и 4) $p^+ - n - n^+$ -структур с различными напряжениями стационарного пробоя U_b . Кривые 1, 3 и 2, 4 отвечают значениям $E_m/E_b = 1.5$ и $E_m/E_b = 2.0$ соответственно при $\sigma_0 = 10^{-3}N_d$. Пунктирные и штриховые линии-сателлиты показывают расчетное время переключения при $\sigma_0 = 10^{-2}N_d$ и $\sigma_0 = 10^{-4}N_d$ соответственно.

карбид-кремниевых структур может быть грубо оценено как ~ 10 ps, тогда как для кремниевых структур характерна величина ~ 100 ps (рис. 2). Концентрация созданной пробегом фронта плазмы в структуре 4H-SiC достигает 10^{19} cm^{-3} , что более чем на два порядка больше, чем в кремниевой (рис. 3). Время оже-рекомбинации при такой концентрации может быть оценено как ~ 15 ns [17]. Эта величина намного больше не только времени переключения, но и времени рассасывания электронно-дырочной плазмы, которое ограничивает длительность коммутируемого диодным обострителем импульса тока.

Оценки параметров обострителей, основанные на элементарной модели TRAPATT-волны [9], сильно зависят от выбора численного зна-

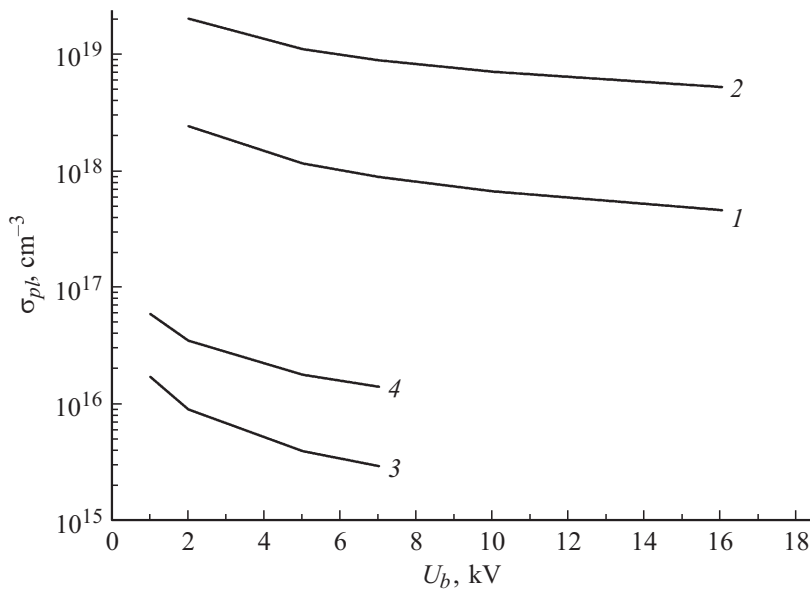


Рис. 3. Концентрация электронно-дырочной плазмы σ_{pl} в $4H$ -SiC (кривые 1 и 2) и Si (кривые 3 и 4) $p^+ - n - n^+$ -структурах с различным напряжением стационарного пробоя U_b при $\sigma_0 = 10^{-3}N_d$. Разброс расчетного значения σ_{pl} при изменении σ_0 в интервале $10^{-2}N_d$ до $10^{-4}N_d$ не превышает 6%.

чения множителя α_0 в пороговой зависимости коэффициента ударной ионизации $\alpha_{n,p}(E) = \alpha_0 \Theta(E - E_{th})$. Для принятых в [9] значений α_0 скорость фронта в $4H$ -SiC по предсказанию элементарной модели оказывается практически такой же, как в структуре Si с той же величиной U_b . Модель [9] также в несколько раз занижает скорость фронта в $4H$ -SiC при $E_m/E_b \approx 2$. При $E_m/E_b \approx 1.5$ предсказания [9] завышены при больших значениях $U_b > 7$ кВ и занижены при меньших значениях.

Выявленные в нашем расчете потенциальные преимущества структур $4H$ -SiC перед структурами Si связаны в первую очередь с большей напряженностью поля лавинного пробоя E_b . Вследствие этого при одной и той же величине стационарного напряжения пробоя $4H$ -SiC-диод имеет на порядок меньшую толщину базы W и на два

порядка большую концентрацию легирующей примеси в базе N_d . Более чем десятикратный выигрыш во времени переключения по сравнению с кремниевыми структурами является совокупным эффектом большей скорости волны ионизации и меньшей толщины базы. Более чем стократный выигрыш по концентрации, созданной пробегом фронта электронно-дырочной плазмы N , обусловлен в первую очередь большей концентрацией легирующей примеси N_d , поскольку отношение $\sigma/N_d \sim 100$ для структур 4H-SiC и Si практически одинаково. Отметим, что расчетное время переключения ~ 10 ps может быть достигнуто для 4H-SiC-диодов с напряжением стационарного пробоя более 10 kV, что принципиально невозможно для кремниевых структур.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00094).

Список литературы

- [1] *Kimato T., Cooper J.A.* Fundamentals of Silicon Carbide Technology, Growth, Characterization, Devices and Applications. Singapore: Wiley, 2014.
- [2] *Grekhov I.V., Ivanov P.A., Khristyuk D.V., Konstantinov A.O., Korotkov S.V., Samsonova T.P.* // Solid-State Electron. 2003. V. 47. P. 1769–1774.
- [3] *Иванов П.А., Грехов И.В.* // ФТП. 2012. Т. 46. N 4. P. 544–547.
- [4] *Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 15. С. 950–953.
- [5] *Focia R.J., Schamiloghu E., Fleddermann C.B., Agee F.J., Gaudet J.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. P. 138–144.
- [6] *Kardo-Sysoev A.F.* // Ultra-Wideband Radar Technol. Ed. Taylor J.D. Boca Raton, London, New York, Washington: CRS Press, 2001.
- [7] *Levinshtein M., Kostamovaara J., Vainshtein S.* // Breakdown phenomena in semiconductors and semiconductor devices. London: World Scientific, 2005.
- [8] *Deloach B.C., Schargfetter D.L.* // IEEE Trans. Electron. Dev. 1970. V. ED-17. N 1. P. 9–21.
- [9] *Rodin P., Ivanov P., Grekhov I.* // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 044 503 (1–5).
- [10] *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 321.
- [11] *Кюрегян А.С.* // ФТП. 2007. Т. 41. В. 6. С. 762–767.
- [12] *Rodin P., Ebert U., Minarsky A., Grekhov I.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 034 508 (1–5).
- [13] *Брылевский В.И., Смирнова И.А., Родин П.Б., Грехов И.В.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 8. С. 80–87.

- [14] *Брылевский В.И., Рожков А.В., Смирнова И.А., Родин П.Б., Грехов И.В.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 7. С. 1–7.
- [15] *Hatakeyama T., Watanabe T., Shinohe T., Kojima K., Arai K., Sano N.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. N 8. P. 1380–1382.
- [16] *Кузьмин В.А., Крюкова Н.Н., Кюрегян А.С., Шуман В.Б.* // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 735–739.
- [17] *Galeskas A., Linnros J., Grivickas V., Lindefelt U., Hallin C.* // Material Sci. Forum. 1998. V. 264–268. P. 533.