

01;06.2

Аналитическая модель запираемого тиристора с немонотонным оттеснением остаточной плазмы

© А.В. Горбатюк

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 июня 2007 г.

Предложена модель механизма обратного восстановления запираемого тиристора, учитывающая диффузионное сглаживание и возможную немонотонность движения границы между остаточной плазмой и блокирующим полевым доменом в слабелегированной базе. Такой учет важен, в частности, при вынужденном введении избыточного запаса по электрической и тепловой перегрузке при частотной работе в индуктивных цепях. В подобных условиях динамические поля и напряжения могут намного превышать значения, достигаемые в состояниях статической блокировки, а усредненные за период переходные тепловые потери составляют, как правило, намного больше половины полных потерь. Возможности модели проиллюстрированы на примере 4H-SiC тиристора в режиме импульсного прерывателя источника тока.

PACS: 72.20.-i, 72.20.Ht, 85.30.-z, 85.30.Rs, 07.50.Ek

Успешные разработки силовых микросхем типа биполярных транзисторов с изолированными затворами (БТИЗ) привели к практическому вытеснению ими переключателей других типов из преобразовательной техники малой и средней мощности [1]. Однако переход на мощности вплоть до 10 MW увязывается с дальнейшим совершенствованием высоковольтных запираемых тиристориков (ЗТ) [2–4], обладающих лучшими, чем транзисторы, статическими характеристиками в интервале напряжений 2–6 kV. Кроме этого, открываются перспективы разработки SiC тиристориков [5] с напряжением в единицы киловольт, временами выключения менее 100 ns и способных работать при температурах 450–500 K. До настоящего времени, тем не менее, область безопасной работы ЗТ остается более узкой, чем у БТИЗ, что вынуждает вводить избыточный запас по электрической и тепловой перегрузке, особенно при частотной работе в индуктивных цепях. При этом выбор надлежащих

условий эксплуатации ЗТ весьма затруднен из-за многообразия схемотехнических решений и нехватки адекватных аналитических моделей, подобных тем, что были созданы в свое время для БТИЗ [6–8].

В настоящем сообщении предлагается улучшенная модель высоковольтного ЗТ, учитывающая как наиболее важные особенности инжекционно-экстракционных процессов в полупроводнике в сильных полях, так и связи по напряжению и току с внешней цепью.

Работа ЗТ основана на внешнем управлении двойной инжекцией. При этом один из эмиттеров (для кремния n^+ -эмиттер) управляется сторонним воздействием через распределенный затвор, а другой — за счет взаимной связи между электронными и дырочными потоками. Типичная ситуация, возникающая при выключении ЗТ, изображена на рис. 1, а. Конкретно рассматривается SiC-тиристор [5,9], отличающийся от кремниевого прототипа тем, что имеет „инвертированную“ $p^{++}n^+p^-p'n^{++}$ -структуру со слаболегированной p^- -базой и распределенным со стороны анода микронным затвором, открывающим или прерывающим инжекцию дырок. Перед началом процесса выключения ЗТ находится в проводящем состоянии при плотности тока $J = J_0$. Начальное распределение концентрации плазмы $p_0(x)$ вдоль базы имеет профиль вида

$$p_0(x) = p_{\min} \cosh \frac{x - x_{\min}}{L_h}, \quad (1)$$

который мы полагаем заданным; $L_h = \sqrt{D_h \tau_h}$ — диффузионная длина, $D_h = 2bD_p/(b+1)$ — коэффициент амбиполярной диффузии, D_p — коэффициент диффузии дырок, b — отношение подвижностей электронов и дырок, τ_h — время жизни в базе. Поскольку инжектирующая способность эмиттеров в ЗТ, как правило, невелика, далее считается, что диффузия ответственна только за форму $p_0(x)$, а перенос зарядов в плазме осуществляется в основном за счет дрейфа, поэтому $J_p \approx J/(b+1)$ и $J_n \approx bJ/(b+1)$.

В момент $t = 0$ на электрод управления подается запирающий импульс $U_G > 0$ предположительно такой амплитуды, что плотность тока экстракции электронов J_G на границе с p -базой достигает значения J_0 , а инжекция дырок анодом прекращается еще до появления обратного смещения коллектора с момента t_0 , когда на нем только зарождается область пространственного заряда (ОПЗ). Для $t > t_0$ ОПЗ коллектора расширяется в глубь базы и оттесняет левую границу плазмы $\xi(t)$, что в дальнейшем ведет к увеличению напряжения и

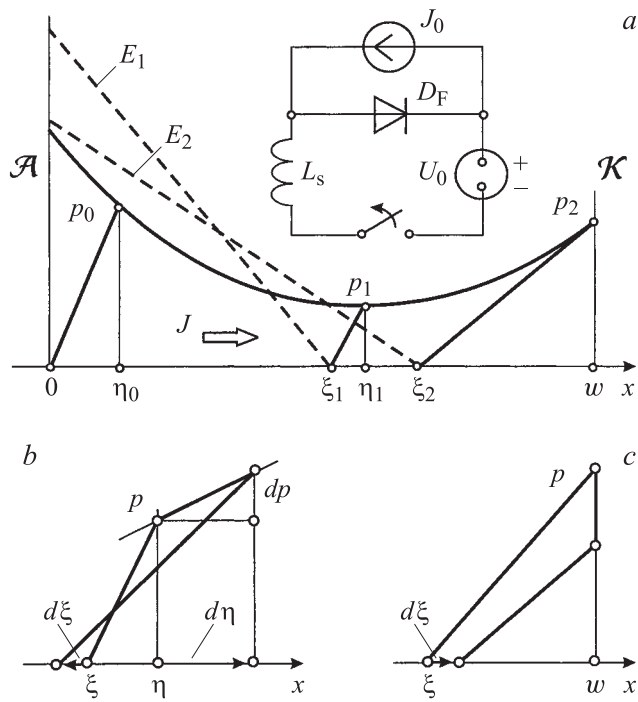


Рис. 1. *a* — геометрия модели; *к* вычислению дифференциала заряда; *b* — на стадии среза тока, *c* — на завершающей стадии. На вставке — эквивалентная схема прерывателя источника постоянного тока.

к ограничению тока. При этом взаимосвязь между величиной поля в максимуме $E_C(t)$, напряжением $U(t)$ на ОПЗ и положением $\xi(t)$ при мгновенной плотности тока $J(t)$ находится после интегрирования уравнения Пуассона с учетом насыщения скорости дрейфа электронов $v_n \rightarrow v_s$ и выражается формулами

$$E_C = \left(1 + \frac{J(t)}{qN_a v_s}\right) \frac{qN_a}{\epsilon_{\text{SiC}}} \xi(t), \quad U = \left(1 + \frac{J(t)}{qN_a v_s}\right) \frac{qN_a}{\epsilon_{\text{SiC}}} \frac{\xi(t)^2}{2}, \quad (2)$$

где ϵ_{SiC} — диэлектрическая проницаемость SiC.

Что касается динамики границы отгесняемой плазмы, то подобный процесс впервые описывался как часть процесса восстановления

PIN-диода [10] в простейшем приближении постоянства концентрации p_0 и экстракционного тока J . При построении нашей модели мы берем за основу саму идею работы [10], полагая применительно к SiC-структуре, что скорость изменения остаточного заряда дырок в плазме происходит за счет их полного выдавливания из участков, подлежащих захвату слоем ОПЗ, и их утечки в n^+ -эмиттер:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{d\xi} \frac{d\xi}{dt} - \frac{1}{b+1} J = -J. \quad (3)$$

Дополнительно мы учитываем диффузионное сглаживание отгесняемой плазмы и возникновение в ней переходного слоя D с лидирующим фронтом $\eta(t)$ и толщиной $d(t) = \eta(t) - \xi(t)$,¹ а кроме этого, также и немонотонное движение отстающей границы $\xi(t)$, весьма вероятное в режимах с индуктивной нагрузкой, когда динамические поля и напряжения могут заметно превысить свои значения в стационарных состояниях.

В первом приближении будем считать, что концентрация в слое D на интервале $\xi < x < \eta$ нарастает от нуля до уровня $p_0(x = \eta)$ по линейному закону (рис. 1, *b*). Тогда можно связать положения лидирующей и отстающей границ с $J(t)$ через соотношение

$$\xi = \eta - \frac{2qbD_p p_0(\eta)}{J(t)}. \quad (4)$$

Привлекая простые геометрические соображения о динамической перестройке переходного слоя (рис. 1, *b*) и выделяя результирующие положительные и отрицательные вклады в полный дифференциал заряда, можем записать:

$$dQ = \frac{q}{2} \left\{ \left[p_0 - (\eta - \xi) \frac{dp_0}{dx} \right] d\eta + p_0 d\xi \right\}_{x=\eta}. \quad (5)$$

Далее, дифференцируя (4), установим связь между скоростями границ слоя D

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{d\eta}{dt} \left(1 - \frac{2qbD_p}{J} \frac{dp_0}{dx} \Big|_{\eta} \right) + \frac{2qbD_p p_0(\eta)}{J^2} \frac{dJ}{dt}. \quad (6)$$

¹ Количественные оценки подобного эффекта были даны еще в теории высоковольтного ЗТ [11], а в работе [8] он даже был интегрирован в аналитическую, хотя и весьма громоздкую, теорию БТИЗ.

Затем, исключая переменную $d\xi/dt$ из уравнения (5) и используя общую формулировку (3), в итоге приходим к следующему дифференциальному закону движения границы η :

$$qp(\eta) \left(1 - \frac{2qbD_p}{J} \frac{dp}{dx} \Big|_{\eta} \right) \frac{d\eta}{dt} + \frac{q^2 p(\eta)^2 b D_p}{J^2} \frac{dJ}{dt} = \frac{1}{b+1} J. \quad (7)$$

По мере оттеснения плазмы рассасывание остаточного заряда замедляется. При этом уменьшается также и градиент концентрации плазмы в слое D. Когда его лидирующая граница η достигнет правой границы p -базы, динамика остаточного заряда слоя D теряет связь с начальным профилем. Именно этот момент следует считать переходом к завершающей стадии процесса, которую можно описать в рамках зарядового приближения

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau_h} - (1 - \alpha_{K2})J. \quad (8)$$

Последний член в (8) учитывает продолжающуюся утечку дырок через границу $x = w$, которая автоматически учитывалась ранее через полевую составляющую в плазме $J_p = J(b+1)$. Здесь $\alpha_{K2} > b/(b+1)$ — новое значение коэффициента передачи катодного транзистора, несколько увеличенное из-за спада тока. Исходя из графического представления для дифференциала заряда на рис. 1, с, можем записать

$$J_n = J = \frac{b}{b+1} J + \frac{Q}{\theta_D}, \quad \theta_D = \frac{(w - \xi)^2}{2D_h}. \quad (9)$$

Подставив в (8) зависимость $Q[J, \theta_D(\xi)]$ из (9) с учетом связи (2), получим новое дифференциальное уравнение для переменной ξ на завершающей стадии:

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{w - \xi}{2\tau_h} + \frac{D_h(b+1)(1 - \alpha_{K2})}{w - \xi} + \frac{(w - \xi)}{2J} \frac{dJ}{dt}. \quad (10)$$

Входящие в уравнения (7) и (10) переменные $J(t)$ и $U(t)$ связаны между собой законами конкретной цепи. Рассмотрим пример применения ЗТ в прерывателе источника постоянного тока, эквивалентная схема которого показана на вставке рис. 1. Кроме индуктивной нагрузки, представляемой источником тока силой J_0 , она содержит

источник напряжения с ЭДС U_{st} , диод свободного хода D_F , запираемый тиристор и паразитную индуктивность L_s . Если тиристор открыт, диод смещен в обратном направлении и весь ток нагрузки проходит через тиристор. Если тиристор заперт, ток нагрузки проходит через диод. В переходном процессе переключения ответвление тока в диод возможно только в случае $U(t) > U_{st} = U_0$. До этого ток через ЗТ постоянен $J = J_0$, $dJ/dt = 0$ и уравнение (7) самостоятельно описывает динамику восстановления ЗТ. В противном случае избыточное напряжение $\Delta U = U - U_{st} > 0$ прикладывается к последовательной цепочке $L_s - D_F$. Ее работа в пренебрежение сопротивлением диода описывается уравнением для $J = J_0 - J_D$:

$$L_s \frac{dJ}{dt} = U_{st} - U(t). \quad (11)$$

Теперь динамика ЗТ определится системой (7), (10) и (11), причем в правую часть уравнений (7) и (10) необходимо ввести явную зависимость $dJ/dt = [U_{st} - U(t)]/L_s$. Заметим, что подключение $L_s - D_F$ цепочки начинается в момент t_1 и длится до полного завершения процесса восстановления, включая переходный момент от среза тока к стадии установления состояния блокировки t_2 . Соответствующие наборы параметров слоя D в эти моменты обозначены на рис. 1, *a* индексами 1 и 2.

Далее использованы следующие параметры материала 4H-SiC и структуры ЗТ: $\epsilon_{SiC} = 0.855 \cdot 10^{-12}$ F/cm, $D_p = 3.22$ cm²/s, $v_s = 1.5 \cdot 10^7$ cm/s, $b = \mu_n/\mu_p = 7.7$, $N_a = 8 \cdot 10^{14}$ cm⁻³, $w = 50$ μm, $\tau_h = 0.5$ μs.

На рис. 2 показана динамика лидирующей η и отстающей границ ξ слоя D, плотности тока $J(t)$, напряжения $U(t)$, максимального поля $E_C(t)$ и мгновенной величины интеграла потерь $W(t)$ при ЭДС источника $U_{st} = 1200$ V, $J_0 = 1000$ A/cm² и приведенной к единице площади ЗТ индуктивности $L_s = 10$ nH · cm². Как и ожидалось, SiC-тиристор демонстрирует быстрый срез импульса тока всего за 25 ns, а наблюдаемые характеристики $U(t)$ и $J(t)$ имеют типичную форму с пропорциями, характерными для кремниевого ЗТ. При этом сохраняется достаточно большой запас по пороговому полю пробоя, а также по техническим нормам для W_m . Обращает на себя внимание, однако, некоторая немонотонность движения отстающей границы ξ/w_{st} , четко коррелированная со срезом тока.

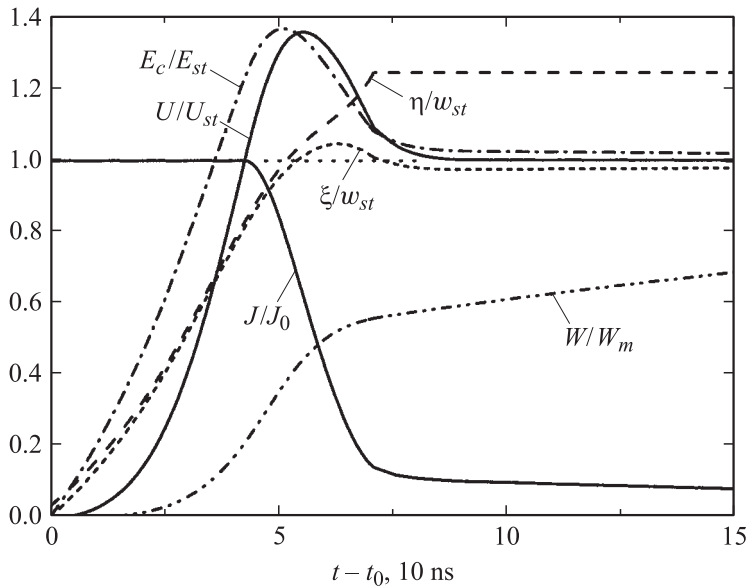


Рис. 2. Динамика времязависимых переменных (в нормированных единицах) при запираании $4H$ - SiC тиристора для $t > t_0$ при $J_0 = 1000 \text{ A/cm}^2$, $U_{st} = 1200 \text{ V}$ и $L = 10 \text{ nH} \cdot \text{cm}^2$. При этом $w_{st} = 40.05 \text{ }\mu\text{m}$, $E_{st} = 6 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, $W_m = 0.069 \text{ J/cm}^2$. Считается, что параметры эмиттеров таковы, что положение минимума профиля $\rho_0(x)$ лежит при $x = x_{\min} = 0.5w$, а часть прямого напряжения, падающего на плазме $U_\varphi = 3 \text{ V}$.

На рис. 3 иллюстрируется та же структура, но в цепи с увеличенной индуктивностью $L_s = 50 \text{ nH} \cdot \text{cm}^2$ и уменьшенными значениями $U_{st} = 600 \text{ V}$ и $J_0 = 550 \text{ A/cm}^2$. Теперь длительность среза тока увеличивается до 50 ns , а степень переброса максимального динамического поля $E_C(t)$, напряжения $U(t)$ и немонотонность движения границы $\xi(t)$ выражены намного сильнее, хотя нарастание интеграла потерь $W(t)$ происходит медленнее.

Фактически предлагаемая модель ЗТ иллюстрирует те же возможности, что и лучшие аналитические модели, используемые для БТИЗ [6–8]. Дополнительно она учитывает также и немонотонность оттеснения плазмы, возникающую в цепях с индуктивностями. Заметим, что

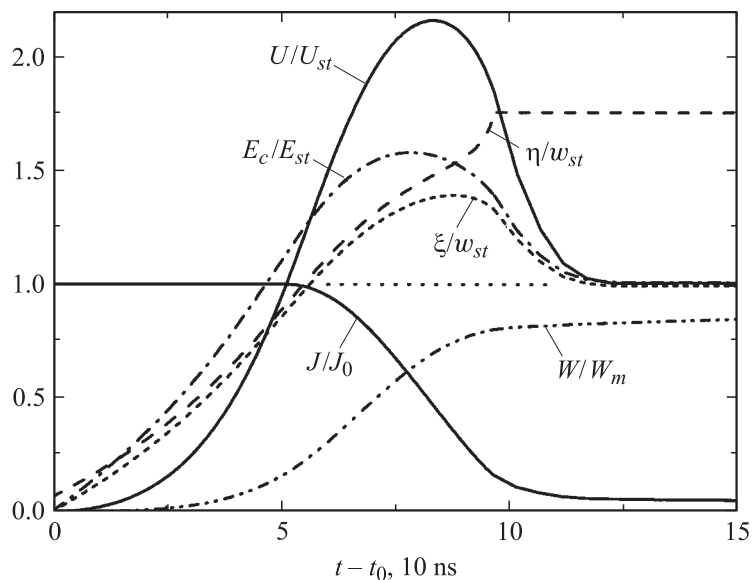


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но при $J_0 = 550 \text{ A/cm}^2$, $U_{st} = 600 \text{ V}$, $L_s = 50 \text{ nH} \cdot \text{cm}^2$. При этом $w_{st} = 28.32 \mu\text{m}$, $E_{st} = 4.2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, $W_m = 0.016 \text{ J/cm}^2$. Считается также, что $x_{\min} = 0.5w$, но теперь $U_{\varphi} = 2 \text{ V}$.

это явление, влияющее количественно на параметры перехода между стадиями среза тока и установления состояния блокировки, а значит и на точность определения интеграла потерь, не демонстрировалось в предшествующих моделях ЗТ [2,4,11] и БТИЗ. Выполнение одного цикла расчетов при решении уравнений модели для конкретного набора параметров с использованием, например, свободно распространяемой версии программного пакета FlexPDE [12], занимает всего несколько минут. Таким образом, эта модель может быть рекомендована для быстрых проверок вариантов конструкции, внешней цепи или же для оценки степени электрической и тепловой динамической перегрузки.

В заключение автор благодарит И.В. Грехова за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-08-00689).

Список литературы

- [1] *Brown E.R.* // Solid-State Electronics. 1998. V. 42. N 12. P. 2119–2130.
- [2] *Gerlach W., Qu N.* // Archiv für Elektrotechnik. 1991. V. 74. P. 433–444.
- [3] *Huang S., Udrea F., Amaratunga G.A.J.* // Solid-State Electronics. 2003. V. 47. P. 1429–1436.
- [4] *Грехов И.В., Мнацаканов Т.Т., Юрков С.Н.* и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 7. С. 80–87; ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 5. С. 76–81.
- [5] *Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Mnatsakanov T.T.* et al. // International Journal of High Speed Electronics and Systems. 2005. V. 15. N 4. P. 931–996.
- [6] *Sheng K., Williams B.W., Finney S.J.* // IEEE Tr. Pow. Electron. 2000. V. 15. N 6. P. 1250–1266.
- [7] *Hefner A.* // IEEE Trans. Pow. Electron. 1990. V. 5. N 4. P. 459–468.
- [8] *Feiler W., Gerlach W., Wiese U.* // Solid-State Electronics. 1996. V. 39. N 1. P. 59–67.
- [9] *Levinshtein M.E., Mnatsakanov T.T., Yurkov S.N.* et al. // Solid-State Electronics. 2002. V. 46. P. 1953–1957.
- [10] *Benda H., Spenke E.* // Proc. IEEE. 1967. V. 55. N 8. P. 1331–1354.
- [11] *Горбатюк А.В.* Динамика и устойчивость быстрых регенеративных процессов в структурах мощных тиристорov. / Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе. № 962. Л., 1985. 60 с.
- [12] Доступно на сайте: www.pdesolutions.com.