

06

Возникновение домена сильного поля в тиристорных структурах при сверхвысоких плотностях тока

© А.В. Горбатюк, И.Е. Панайотти

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

Поступило в Редакцию 25 ноября 2002 г.

На основе численного моделирования процессов двойной инжекции с учетом сопутствующих нелинейных эффектов исследован механизм возникновения домена сильного поля в тиристорных структурах при сверхвысоких плотностях тока $J \gg 100 \text{ А/см}^2$ и связанного с ним аномального увеличения прямого остаточного напряжения.

Относительно недавно сформировалось новое направление „Гигаваттная полупроводниковая электроника“, ориентированное на решение современных задач импульсной энергетики [1]. На роль основного активного элемента в нем претендует реверсивно-включаемый динистор (РВД) — новый прибор тиристорного типа, способный коммутировать импульсы тока амплитудой в сотни килоампер при длительности в десятки и сотни микросекунд, что намного превосходит возможности обычных импульсных тиристоров [2–4]. Принципы действия РВД изложены в работах [5–7]. При достаточно мощном управлении РВД включаются из блокирующего состояния в проводящее, минуя стадию регенеративного нарастания тока. При этом рабочее пространство структуры, изначально занятое доменом сильного поля, быстро и одновременно по площади заполняется электронно-дырочной плазмой. Предполагается, что достигаемое состояние высокой проводимости прибора сохраняется при амплитудных плотностях тока до 10 кА/см^2 , типичных для РВД.

В данном сообщении обращено внимание на особенности инжекционных процессов в структурах тиристорного типа при переходе к импульсным режимам микросекундного диапазона и соответственно от обычных $J \sim 100 \text{ А/см}^2$ к сверхвысоким плотностям тока, связанные с возможностью повторного образования домена сильного поля.

Двойная инжекция в тиристорных структурах при больших токах и напряжениях, превышающих несколько вольт, всегда ассоциируется с расслоением промежутка модулируемой проводимости на прианодный слой плазмы и коллекторный полевой домен (см. [8] и библиографию). Для стационарных состояний такой системы имеет место равенство

$$\alpha_K(J, U) + \alpha_A(J, U) = 1, \quad (1)$$

где $\alpha_K(J, U)$ и $\alpha_A(J, U)$ — коэффициенты усиления катодного и анодного составных транзисторов по току, в существенной мере определяемые диффузией через квазинейтральные слои баз. Зависимости коэффициентов $\alpha_{K,A}$ от напряжения определяются эффективной толщиной конкретной базы, тем меньшей, чем толще коллекторный полевой домен и соответственно чем выше на нем падение напряжения. Вблизи порога переключения благодаря ослаблению действия шунтировки эмиттеров эти коэффициенты увеличиваются также и при увеличении тока, чем обеспечивается само существование состояний с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) и бистабильность системы в целом. Однако при больших токах возможно подключение дополнительных механизмов потерь избыточного заряда — Оже-рекомбинации, квадратичной утечки носителей из баз при высоком уровне инжекции в эмиттерные слои и т.д. При этом тенденция роста коэффициентов $\alpha_{K,A}$ с током может меняться на спад, что в силу условия (1) должно компенсироваться увеличением суммы $\alpha_K(J, U) + \alpha_A(J, U)$ за счет набора напряжения. В свою очередь, это возможно только при частичной демодуляции проводимости, образовании полевого домена и уменьшении интервалов диффузионного переноса.

Соответствующие эффекты могут быть проанализированы в рамках самосогласованной системы уравнений непрерывности для электронов и дырок и уравнения Пуассона. При этом должны учитываться насыщение скоростей дрейфа с ростом поля, зависимость скорости рекомбинации от уровня инжекции, влияние сильного легирования на времена жизни и подвижности электронов и дырок и т.д. С целью получения подобного описания мы использовали программный пакет „ISSLEDOVANIE“, физический базис и численные алгоритмы которого [9,10] полностью удовлетворяют указанным запросам.

Далее моделируется реальная $n^{++}p^+pn^-p^+$ -структура РВД, изготовленная по диффузионной технологии последовательной диффузией бора, фосфора и алюминия (или галлия) и рассчитанная на напряжение

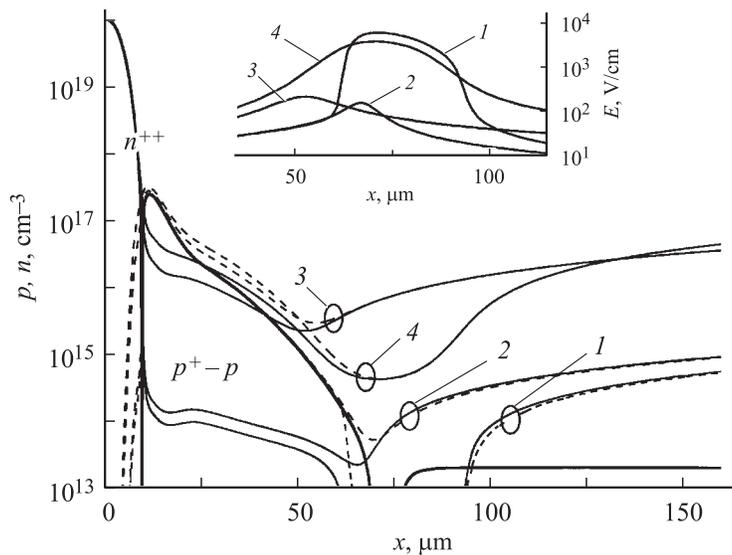


Рис. 1. Профили легирования (жирные линии) и концентрации электронов и дырок (сплошные и штриховые линии) при различной плотности тока. На вставке — профили поля в области коллектора. Кривые 1–4 соответствуют точкам J_1 – J_4 на характеристиках рис. 2.

переключения ~ 2 kV. Толщина структуры составляет $400 \mu\text{m}$. Профили легирующей примеси в прикатодной ее части показаны на рис. 1 жирной линией. База катодного транзистора состоит из узкого p^+ -слоя с высокой поверхностной концентрацией $(N_A^+)_S$ и более широкого p -слоя со сниженной поверхностной концентрацией. Шунтировка катодного эмиттера задана приведенной величиной поверхностно-распределенного сопротивления утечки $R_K = 5 \Omega \cdot \text{cm}^2$, что должно гарантировать запас устойчивости состояния блокировки при непредвиденном скачке напряжения от нуля до 2 kV с временем нарастания $1 \mu\text{s}$. Наличие расщепленных с периодом ~ 30 – $100 \mu\text{m}$ каналов реверсивной накачки со стороны анода моделируется сплошным n' -слоем, несколько более глубоким, чем легирование p^+ -эмиттера. Их приведенное эффективное сопротивление $R_A = 100 \Omega \cdot \text{cm}^2$ намного превышает R_K . Снижение времени жизни неосновных носителей $\tau_{p,n}$ в сильнолегированных слоях

с концентрациями примесей $N_{A,D}$ учитывается через параметры известной формулы Шарфеттера.

$$\tau_{n,p} = \frac{\tau_{n,p_{\max}}}{1 + N_{A,D}/N_{A,D}^*}.$$

Принято, что $N_A^* = N_D^* = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{n_{\max}} = 11 \mu\text{s}$, $\tau_{p_{\max}} = 4 \mu\text{s}$.

Поскольку время включения РВД составляет единицы микросекунд, а импульсный разогрев начинает сказываться только по истечении десятков микросекунд [7], мы ограничиваемся исследованием только стационарных изотермических состояний. Расчетные вольт-амперные характеристики при положительном смещении (знак „+“ на правом, анодном контакте) в широком интервале плотностей тока J показаны на рис. 2 (кривые 1–5). Параметр $(N_A^+)_S$ уменьшается от $1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1) с шагом $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $0.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (кривая 4). Кривая 5 отвечает случаю с $(N_A^+)_S = 0$. На всех кривых можно выделить участок лавинного пробоя коллектора, а также участки с отрицательным и положительным дифференциальным сопротивлением (ветви ОДС и ПДС). В общем случае ветвь ПДС содержит интервалы с низким (нормальным) и с завышенным (аномальным) значениями дифференциального сопротивления $r_d = dU/dJ$ или соответственно с нормальным и аномально высокими значениями остаточного напряжения. Порог перехода от малых к большим r_d понижается с увеличением $(N_A^+)_S$, так что для $(N_A^+)_S > 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ участок ОДС сразу переходит в интервал ПДС с повышенным r_d , а при $(N_A^+)_S < 0.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ участок с большим r_d вообще не появляется вплоть до плотности тока 10^4 А/см^2 .

Рассмотрим особенности механизма возникновения области с аномально высокими значениями U на примере типичной для мощных тиристоров структуры со сравнительно высокой концентрацией легирования p -базы $(N_A^+)_S = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2, кривая 2). Профили распределений инжектируемых носителей для четырех выбранных значений J показаны на рис. 1. На вставке рис. 1 приведены соответствующие распределения электрического поля вдоль токового канала. Смена знака смещения коллектора с отрицательного на положительный, условно означающая переход на ветвь проводящих состояний, наблюдается в момент $J = J_2 = 1.2 \text{ А/см}^2$ и $U = 1.2 \text{ В}$ (рис. 2). Истощенный слой коллектора при этом исчезает, а внутренне поле коллектора снижается до $\sim 150 \text{ В/см}$ (вставка рис. 1). При увеличении J в интервале

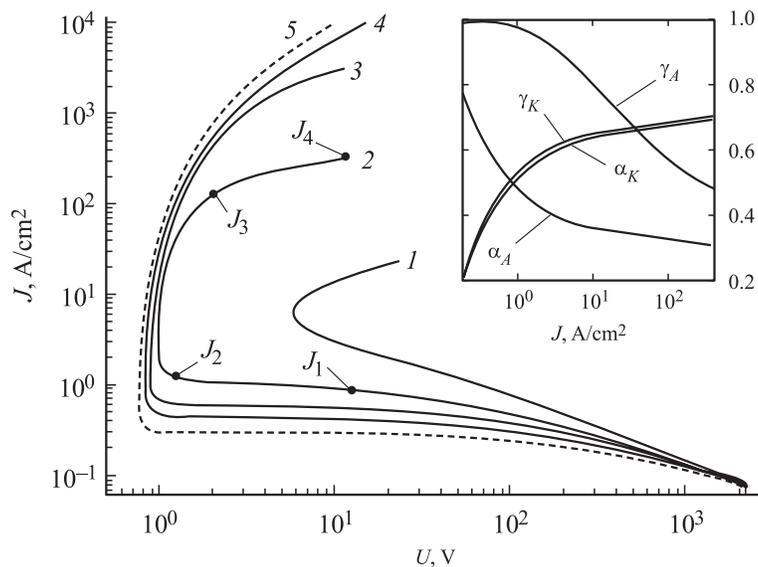


Рис. 2. Прямые вольт-амперные характеристики РВД при различных уровнях легирования p -базы. На вставке — зависимость коэффициентов инжекции $\gamma_{A,K}$ и усиления $\alpha_{A,K}$ анодного и катодного составных транзисторов от плотности тока.

от J_2 до $J_3 \sim 100 \text{ A/cm}^2$ плоскость минимума концентрации дырок p и слабо выраженный максимум поля E смещаются влево в плоскость $x = 70 \mu\text{m}$, что уже отвечает области выраженного легирования p -базы. Практически всюду правее этой плоскости уровень инжекции высок. Напряжение на структуре в этом интервале не превышает 2 V . Однако при дальнейшем увеличении тока, несмотря на продолжающийся подъем концентрации плазмы со стороны анода, ее концентрация в окрестности коллектора начинает уменьшаться. Одновременно здесь зарождается домен сильного поля, напряжение на котором увеличивается от единиц до десятков вольт уже при 2–3-кратном превышении тока над пороговым уровнем J_3 .

Графики численных зависимостей коэффициентов инжекции $\gamma_{A,K}$ и усиления $\alpha_{A,K}$ составных транзисторов от плотности тока приведены на вставке к рис. 2. В качестве границы между транзисторами выбрана

плоскость максимума поля. Для катодного транзистора, где в интервале токов $J_3 < J < J_4$ и выше сохраняется низкий уровень инжекции и сильно ослаблено влияние шунтов, коэффициент усиления $\alpha_K \approx \gamma_K$ практически постоянен. При этом он оказывается значительно меньшим единицы и даже ниже, чем $b/(b+1) \approx 0.73$ (Si), что говорит о значительном снижении времени жизни дырок в n^+ -слое и существенной термоинжекционной утечке дырок в этот слой. Коэффициент усиления анодного транзистора $\alpha_A = \gamma_A \beta_A = 1 - \alpha_K$, очевидно, тоже практически постоянен. В то же время коэффициент инжекции анодного эмиттера γ_A при увеличении тока сильно падает. Это демонстрирует сильное увеличение утечки электронов из плазмы n -базы и подключение процессов Оже-рекомбинации при увеличении концентрации плазмы в окрестности анодного эмиттера выше значений $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Компенсирующее увеличение параметра β_A происходит за счет уменьшения промежутка с диффузионным переносом, что достигается при наблюдаемом снижении концентрации плазмы в окрестности коллектора и повторном появлении домена сильного поля в приколлекторной части базы.

Очевидно, что проанализированный выше эффект — повторное возникновение домена сильного поля в структурах тиристорного типа при большой плотности тока, сопровождающееся аномальным ростом энергетических потерь, может существенно ограничивать предельные показатели импульсных полупроводниковых переключателей, и для его предупреждения необходим тщательный пересмотр принципов конструирования приборов, рассчитываемых на сверхвысокие плотности тока (до $10^3 - 10^4 \text{ A/cm}^2$ и больше).

В заключение авторы благодарят И.В. Грехова за интерес к работе и полезные обсуждения, а также Т.Т. Мнацаканова и А.С. Кюрегина за любезно предоставленную возможность использования пакета „ISSLEDOVANIE“.

Список литературы

- [1] *Grekhov I.V.* // 11th IEEE International Pulsed Power Conf. June 29–July 2, Baltimore, Maryland. (Ed. by G. Cooperstein and I. Vitkovsky). 1997. V. 1. P. 425–429.
- [2] *Savage M.E.* // IEEE. Tr. Plasma Science. 2000. V. 28. N 5. P. 1451–1455.
- [3] *Schneider S., Podlesak T.F.* // IEEE. Tr. Plasma Science. 2000. V. 28. N 5. P. 1520–1455.

- [4] *Brown E.R.* // Solid-St. Electronics. 1998. V. 42. N 12. P. 2119–2130.
- [5] *Горбатюк А.В., Грехов И.В., Коротков С.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 11. С. 685–688; ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 7. С. 1369–1374.
- [6] *Gorbatyuk A.V., Grekhov I.V., Nalivkin A.V.* // Solid-St. Electronics. 1996. V. 31. N 10. P. 1483–1491.
- [7] *Горбатюк А.В., Панайотти И.Е.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 5. С. 129–135; ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 6. С. 83–92.
- [8] *Горбатюк А.В., Родин П.Б.* // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. В. 6. С. 1336–1339.
- [9] *Мнацаканов Т.Т., Ростовцев И.Л., Филатов Н.И.* // Электронное моделирование. 1986. Т. 8. В. 1. С. 40–43.
- [10] *Mnatsakanov T.T., Rostovtsev I.L., Filatov N.I.* // Solid-St. Electronics. 1987. V. 30. N 6. P. 579–586.