

- [2] Schneider R.T., Hohlf F. // in Nucl. Sci. and Technol. New York: Plenum Press. 1984. V. 16. P. 123-287.
- [3] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. // Доклады АН СССР. 1979. Т. 245. № 1. С. 80-83.
- [4] Пупко В.Я. Препринт ФЭИ, № 1245. Обнинск, 1981.
- [5] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Казакевич А.Т., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 7. С. 422-424.
- [6] Washkin S., Mooring F.P., Petree B. // Phys. Rev. 1951. V. 82. N 3. P. 378-380.
- [7] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 19. С. 56-59.
- [8] Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.

Поступило в Редакцию  
6 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13

12 июля 1990 г.

06.2

© 1990

## МЕХАНИЗМ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАССЛОЕНИЯ ТОКА В ТИРИСТОРЕ

А.В. Горбатьюк, П.Б. Родин

В недавнем эксперименте по перегрузке тиристором импульсом тока впервые были обнаружены необычного вида разрушения полупроводниковой структуры, характеризующиеся правильным периодическим размещением отдельных очагов [1]. Очевидно, образованию критического термомеханического поля предшествует периодическое расслоение греющего тока, однако такое утверждение нельзя обосновать с позиции установившихся представлений о поперечной неустойчивости тока в тиристоре как в устройстве с  $S$ -образной ВАХ [2, 3]. Более того, оно находится в противоречии с теорией [2, 3], доказывающей нестабильность любого многошнурового состояния.

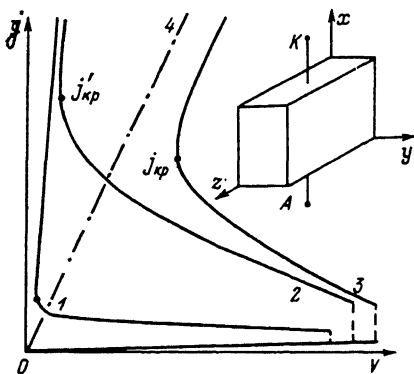


Рис. 1. Кривая 1 – ВАХ тиристора при  $\varphi_g = 0$ , кривые 2 и 3 – идеализированная (без учета падения напряжения на толще п-базы) и реальная ВАХ тиристора в условиях выключения  $\varphi_g < 0$ , кривая 4 – омическое падение напряжение на п-базе.

В настоящем сообщении предложена феноменологическая модель, которая непротиворечиво объясняет возможность пространственно-периодического расслоения тока в специфических условиях эксперимента [1].

Согласно представлениям [2, 3], закон распределения тока инжекции катода  $j(z, y, t)$  площади тиристорной структуры  $S$  следует из баланса регенерации избыточного заряда в ее дифференциальных сечениях. Этот закон, по крайней мере при малых  $j$ , можно строго свести к одному феноменологическому уравнению вида

$$\tau \frac{\partial j}{\partial t} = l^2 \Delta j + f(j, V, \varphi_g), \quad \Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}. \quad (1)$$

Здесь  $l$  – эффективная длина „диффузии” параметра  $j$  в плоскости  $S$ . Значение  $l$  совпадает с длиной волны поперечной критической флуктуации  $\delta j$  и по оценке в [4] составляет для обычных тиристорov 1–2 мм. Время регенерации тока  $\tau$  равно единицам микросекунд. Функция  $f(j, V, \varphi_g)$  определяет локальную скорость регенерации при конкретном механизме двойной инжекции. Она зависит от анодного смещения  $V$ , равного в модели [2, 3] суммарному напряжению на р-п-переходах, а также, в общем случае, и от параметра управления  $\varphi_g$  – смещения потенциала распределенного базового электрода относительно катода. Изоклина  $f(j, V, \varphi_g) = 0$  в координатах  $j$ – $V$  представляет ВАХ однородного состояния, которая при  $\varphi_g < \varphi_{gкл}$  по определению  $S$ -образна (рис. 1, кривая 1). Для мощного прибора при  $\varphi_g = 0$  плотности

тока в интервале отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) составляют примерно  $10^{-2}-10^0$  А/см<sup>2</sup>.

Анализ показывает, что единственному устойчивому неоднородному решению уравнения (1) отвечает уединенный токовый шнур [2, 3].

Общеизвестно, что при выключении тиристора под действием распределенного управления  $\varphi_g < 0$  ВАХ перестраивается так, что участок ОДС сдвигается в область больших токов и напряжений (рис. 1, кривые 2, 3). В эксперименте [1] предполагаемое расщепление тока зарождалось при нахождении рабочей точки ( $j_0, V_0$ ) в непосредственной близости от нового положения участка ОДС, но еще на ветви с положительным дифференциальным сопротивлением (ПДС). После сжатия включенной области (см. [1]) плотность тока составляла  $\sim 10^4$  А/см<sup>2</sup>, что на 4 порядка превышает верхний предел токов ОДС для  $\varphi_g = 0$ . При двойной инжекции в кремнии для токов 100–200 А/см<sup>2</sup> и выше концентрации плазмы практически насыщается при значениях  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup> [5] (в основном из-за нелинейных утечек и Оже-рекомбинации), и возникает стабилизация локального сопротивления  $R \rightarrow R_s$ . В случае тиристора это приведет к смещению всех точек ВАХ, включая ветвь ОДС, по оси  $V$  на величину  $\mathcal{U}_p = j \cdot R_s$ . Для токов режима [1] поправка  $\mathcal{U}_p$  достигает 10–20 В, что во много раз превышает суммарное смещение р-п-переходов включенной структуры  $\mathcal{U}_{pn}$ . Поэтому применять к ситуации [1] аппарат теории [2, 3] в его исходном виде нельзя.

С целью корректного объяснения результатов эксперимента [1] учтем дополнительно падение напряжения  $\mathcal{U}_p$  на толще п-базы структуры ( $V = \mathcal{U}_{pn} + \mathcal{U}_p$ , далее  $\mathcal{U}_{pn} \equiv \mathcal{U}$ ). Полагая, что насыщение сопротивления п-базы не меняет механизм регенерации тока, а также что перераспределение тока происходит только вдоль плоскости катода (см [1], рис. 1), перепишем уравнение (1) в виде:

$$\varepsilon_j \frac{\partial j}{\partial t} = \mathcal{L}_j^2 \frac{\partial^2 j}{\partial z^2} + f(j, \mathcal{U}, \varphi_g = \text{const}), \quad \varphi_g < 0, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_j \approx 1$  мкс связано только с инерционностью плазмы в р-базе.

Как следует из аналогии с распределенной системой „тригерный слой – резистивная нагрузка“ [6], для неоднородного случая правильную зависимость для переменной  $\mathcal{U} \equiv \mathcal{U}_{pn}$  можно определить, учитывая, что при неоднородном распределении электрического поля в толще резистивного слоя имеет место „диффузионное“ выравнивание напряжения  $\mathcal{U}_p$  по  $z$ :

$$\varepsilon_{\mathcal{U}} \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial t} = \mathcal{L}_{\mathcal{U}}^2 \frac{\partial^2 \mathcal{U}}{\partial z^2} + F(j, \mathcal{U}, V), \quad F = V - j \cdot R_s - \mathcal{U}. \quad (3)$$

Из масштабных соображений ясно, что длина „диффузии“  $\mathcal{L}_{\mathcal{U}}$  в геометрии эксперимента [1] близка к толщине п-базы  $W \approx 200$  мкм.

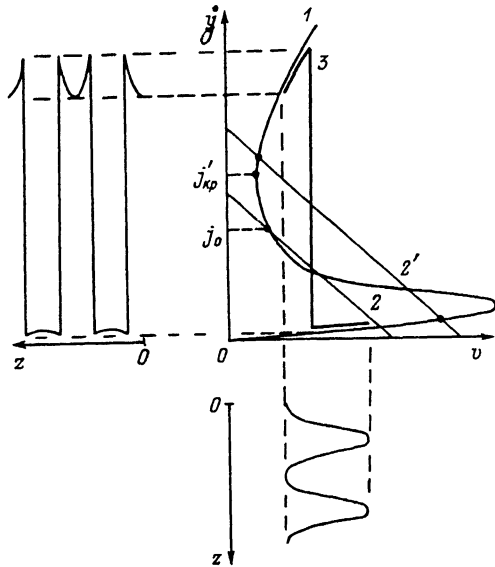


Рис. 2. Нуль-изоклины уравнения (2) (кривая 1) и уравнения (3) (кривые 2 и 2') соответствуют разным значениям  $V$ . Кривая 3 — зависимость  $j(v)$  при стратификации тока, на боковых проекциях представлены соответствующие распределения  $j(z)$ ,  $v(z)$ .

Параметр  $V$  в (2–3) характеризует уровень возбуждения системы в целом.

Важно отметить, что длина  $l_j$  оказывается много меньшей, чем по оценке [4], а также меньшей, чем значение  $l_v$ . Это связано с тем, что поперечное электрическое поле в р-базе, ответственное за „диффузию“ тока, сильно экранируется эквипотенциальными полосами электрода управления, расположенными на расстоянии 70–80 мкм от сжатой включенной области структуры. Время  $\tau_v$  при „насыщенном“  $R_S$  определяется максвелловской релаксацией поля в п-базе и, очевидно, не превышает значения  $\tau_j$ .

В координатах  $j-v$  нуль-изоклина уравнения (2) теперь является ВАХ идеализированной системы р-р-переходов, а нуль-изоклина уравнения (3) представляет линию „внутренней“ резистивной нагрузки (рис. 2). Согласно общей классификации нелинейных систем типа реакция-диффузия [7], данный случай соответствует  $KN$ -системе, в которой при  $l_j < l_v$  и  $\tau_j > \tau_v$  может иметь место целый спектр устойчивых пространственно-периодических распределений  $j(z)$  и  $v(z)$ . В условиях эксперимента [1] механизм расщепления срабатывает в результате потери устойчивости к поперечным флуктуациям  $\delta j$  при таком сочетании  $j_0$  и  $\varphi_g$ , когда  $j_{кр}(\varphi_g) < j_0 < j'_{кр}(\varphi_g)$ , и завершается образованием после-

довательности „горячих“ и „холодных“ страт тока. Плотность тока в „горячих“ участках при этом возрастает, так что при заданном  $I_0/S = \text{const}$  [1] увеличивается также и параметр  $V$ . Зависимость  $j(V)$ , отвечающая реализуемому виду неоднородности, предполагается между крайними точками нового пересечения изоклин (1) и (2') [7]. В промежутке между максимальным и минимальным значениями плотность тока  $j$  меняется скачкообразно. Соответствующие распределения  $j(z)$  и  $V(z)$  показаны на рисунке для вырожденной ситуации  $l_j \ll l_V$ . Расстояние между стратами по величине близко к  $l_V$ .

Деструкция образца происходит в результате опережающей тепловой перегрузки „горячих“ участков. Критическую плотность тока в стратах можно оценить по теории [8] (где рассмотрена близкая ситуация импульсного адиабатического перегрева структуры с двойной инжекцией) из условия  $j_m t_m^{1/3} = 300 \text{ A} \cdot \text{с}^{1/3} / \text{см}^2$ . Для данного масштаба времени  $t_m \approx 10 \text{ мкс}$  [1] это дает  $j_m = 15 \text{ кА/см}^2$ , что хорошо совпадает с оценкой экспериментального значения  $j_m$ .

Таким образом, предлагаемая простая модель непротиворечиво объясняет все основные результаты эксперимента [1].

Авторы благодарят И.В. Грехова за интерес к данной теме, А.В. Свирина за обсуждение деталей и техники эксперимента и Ю.А. Астрова, обратившего их внимание на работу [6].

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Горбатюк А.В., Линийчук И.А., Свирина А.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 6. С. 42-45.
- [2] Варламов И.В., Осипов В.В. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 7. С. 950-958.
- [3] Варламов И.В., Осипов В.В., Полторацкий Э.А. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 8. С. 1162-1168.
- [4] Горбатюк А.В., Попова М.В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 11. С. 2114.
- [5] Mnatsakanov T.T., Rostovtsev I.L., Philatov N.I. // Solid-State Electron. 1987. V. 30. N 6. P. 579-586.
- [6] Radehaus Ch., Kardell K., Baumann H., Jager D., Purwins H.-G. // Z. Phys. B-Condensed Matter. 1987. V. 65. P. 515-525.
- [7] Кернер Б.С., Осипов В.В. // УФН. 1989. Т. 157. В. 2. С. 201-266.
- [8] Горбатюк А.В., Панайотти И.Е. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 5. С. 983-991.

Поступило в Редакцию  
28 марта 1990 г.