

Приложение электрического поля параллельно оси текстуры не меняет характера доменной структуры в керамике с высокой степенью ориентации кристаллитов (рис. 5, е).

Доменная структура поляризованной керамики свидетельствует о том, что переориентация доменов происходит лишь в кристаллитах, у которых развитая грань параллельна направлению поля. Это позволяет утверждать, что спонтанная поляризация лежит в плоскости развитой грани кристаллита, т. е. параллельна висмут-кислородным слоям в структуре ВСПС. Такое предположение высказано в [10] на основании анализа кристаллической структуры  $PbBi_2Nb_2O_9$  и подтверждено затем [4] наблюдением петель диэлектрического гистерезиса на монокристаллах  $Bi_4Ti_3O_{12}$  и  $PbBi_2Nb_2O_9$ .

Для повышения эффективности поляризации керамики ВСПС и улучшения ее пьезоэлектрических свойств необходимо расположить кристаллиты развитыми гранями параллельно друг другу, т. е. сформировать кристаллическую текстуру, и приложить поле перпендикулярно оси текстуры. Эффективность поляризации будет тем выше, чем больше степень ориентации кристаллитов. Это подтверждается экспериментальными данными (рис. 3). Максимальными пьезосвойствами обладает срез ( $N \perp P$ ) керамики с максимальной степенью текстуры, а минимальными — срез ( $N \parallel P$ ). Характером доменной структуры объясняется анизотропия пьезосвойств текстурированной керамики, а также ее преимущество перед изготовленной по обычной керамической технологии, где за счет хаотического распределения кристаллитов по ориентациям пьезосвойства оказываются в два раза ниже [7, 11].

В заключение отметим, что сочетание высоких значений пьезосвойств  $d_{33}(\perp)$ ,  $K_t(\parallel)$  и величин отношений  $K_t(\perp)/K_p$ ,  $d_{33}(\perp)/d_{31}$  с высокой температурой Кюри в сегнетопьемоматериалах на основе ВСПС позволяет использовать их в пьезоэлектрических датчиках, работающих в широком температурном интервале.

#### Литература

- [1] *Aurivilius B.* Ark. Kemi, 1949, v. B1, N 4, p. 499—512.
- [2] *Cummins S. E., Cross L. E.* J. Appl. Phys., 1968, v. 39, N 5, p. 2268—2274.
- [3] *Яффе Б., Кук У., Яффе Г.* Пьезоэлектрическая керамика. М.: Мир, 1974. 288 с.
- [4] *Takusawaga K.* Sci. Rept. Elec. Comm. Lab., 1974, v. 44, N 2, p. 74—77.
- [5] *Фесенко Е. Г., Данцигер А. Я., Разумовская О. Н.* и др. А. С. 1154247. — Оpubл. в Б. И., 1985, № 17.
- [6] *Проскуракова Л. М., Завьялов В. П., Полянова И. А.* Тез. докл. II Всес. конф. по физико-химическим основам технологии сегнетоэлектрических и родственных материалов. Звенигород, М.: Наука, 1983, с. 49.
- [7] *Ривкин В. Н., Росляков Н. И.* Тез. докл. VI межотраслевой конф. Донецк, 1978, с. 9.
- [8] *Lotgering F. K. J.* Inorg. Nucl. Chem., 1959, v. 9, N 52, p. 113—123.
- [9] *Подольский В. А., Дуда В. М., Дудник Е. Ф.* и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, т. 39, № 5, с. 1010—1014.
- [10] *Иона Ф., Ширани Д.* Сегнетоэлектрические кристаллы. М.: Мир, 1965. 555 с.
- [11] *Igarashi H., Matsunaga K., Taniai T., Okazaki K.* Bull. Amer. Ceram. Soc., 1978, v. 57, N 9, p. 845—847.

Ростовский государственный университет.  
Научно-исследовательский институт физики

Поступило в Редакцию  
29 июля 1987 г.

В окончательной редакции  
20 декабря 1987 г.

### О ВЫКЛЮЧЕНИИ ТОКОМ УПРАВЛЕНИЯ ФОТОННО-ИНЖЕКЦИОННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ТИРИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

*Б. И. Григорьев, В. И. Корольков, В. Г. Никитин, Д. Л. Нугманов, Н. Ю. Орлов, А. В. Рожков*

В [1] предложен фотонно-инжекционный импульсный тиристор (ФИИТ) на основе  $P-p-N-n^0-p^0-n^+$ -гетероструктуры в системе GaAs—AlGaAs. При работе в импульсном режиме ФИИТ имеет ряд преимуществ по сравнению с тиристором традиционной конструкции. Во-первых, достигается значительное увеличение размеров области первоначального включения за счет высокого уровня легирования и большой толщины широкозонного  $N$ -эмиттера светодиодной части гетероструктуры ( $W_N \gg L_p$ ). Во-вторых, использование оптических связей позволяет исключить диффузионно-дрейфовые процессы в высокоомных базовых  $p, n^0$ -областях и довести характерные времена нарастания тока до  $\sim 0.2$  нс [2]. В-третьих,

становится возможным эффективным управлением процессами релаксации неравновесных носителей заряда (ННЗ) на этапе выключения.

В данной работе сделан анализ и приведены результаты исследований режимов переключения ФИИТ импульсом тока управления  $I_1^-$ . Схематическое изображение ФИИТ при его выключении током управления  $I_1^-$  представлено на рис. 1.

Для определения условия переключения тиристора из установившегося открытого состояния в выключенное рассмотрим уравнение непрерывности для дырок в  $n^0$ -слое, которое на этапе выключения имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} + \alpha J e^{-\alpha(w_2+x)}. \quad (1)$$

Здесь  $p(x, t)$ ,  $j_p(x, t)$  и  $\tau_p$  — концентрация, ток и время жизни дырок в  $n^0$ -слое;  $\alpha$  — коэффициент поглощения;  $J = K(j_2 - j_1^-)/q$  — интенсивность светового потока, поступающего из светодиодной части гетероструктуры в высокоомный  $n^0$ -слой;  $j_2$  и  $j_1^-$  — плотности токов  $I_2$  и  $I_1^-$ ;  $k$  — коэффициент, учитывающий эффективность преобразования тока в поток фотонов ( $k \leq 1$ );  $q$  — заряд электрона;  $w_2$  — ширина  $n^0$ -слоя.

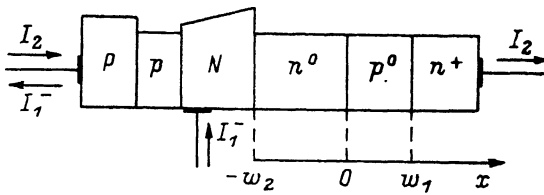


Рис. 1.

Проинтегрировав (1) в пределах  $-w_2 \leq x \leq 0$ , получим уравнение плотности заряда дырок  $Q_p(t)$  в  $n^0$ -слое в виде

$$\tau_p(dQ_p/dt) + Q_p + \tau_p[(1 - \alpha_H)j_2 - k(j_2 - j_1^-)] = 0, \quad (2)$$

где  $\alpha_H$  — коэффициент передачи электронов в  $p^0$ -базе. При выводе (2) учтено, что ток через  $N - n^0$ -переход чисто электронный ( $j_{p2}(w_2, t) = 0$ ),  $j_{p2}(0, t) = (1 - \alpha_H)j_2$  и  $\alpha w_2 \gg 1$ . Решение уравнения (2) с начальным условием  $Q_{pH} = kj_2\tau_p - j_2\tau_p(1 - \alpha_H)$  имеет вид

$$Q_p(t) = \tau_p \{ [kj_2 - k(j_2 - j_1^-)] e^{-t/\tau_p} - (1 - \alpha_H)j_2 + k(j_2 - j_1^-) \}. \quad (3)$$

Выражение  $Q_{pH}$  легко получить, в частности, обратившись к результатам работы [3]. Положив в (3)  $Q_p(t_b) = Q_b = j_b\tau_p$ , получим следующее выражение времени выключения ФИИТ:

$$t_b = \tau_p \ln \frac{kj_1^-}{j_b + (1 - \alpha_H)j_2 - k(j_2 - j_1^-)}, \quad (4)$$

где  $j_b$  — плотность тока удержания  $I_b$ . Из (4) видно, что ФИИТ может быть выключен током управления  $j_1^-$ , если параметры  $P-p-N-n^0-p^0-n^+$ -структуры и внешней цепи удовлетворяют следующему условию:

$$j_1^- > [1 - (1 - \alpha_H)k^{-1}]j_2 - (j_b/k). \quad (5)$$

Из (5) следует, что коэффициент выключения ФИИТ

$$\alpha_{\text{выкл}} = \frac{I_2}{I_1^-} \approx \frac{k}{k - 1 + \alpha_H - (I_b/I_2)}. \quad (6)$$

Эффект выключения ФИИТ током  $I_1^-$  наблюдался нами и на экспериментальных образцах  $P-p-N-n^0-p^0-n^+$ -структур, у которых суммарная толщина баз варьировалась от 50 до 150 мкм, а диаметр активной области достигал 1 мм.

На рис. 2, а приведены экспериментальные зависимости коэффициента выключения ФИИТ от амплитуды анодного тока при различных температурах структуры: 20 (1), 90 (2), 180 °С (3) и длительности тока  $I_1^-$ , равной 10 мкс. Характер зависимостей  $\beta_{\text{выкл}} = f(I_2)$  близок к известному для кремниевых двухоперационных тиристорov [3] и соответствует аналитической зависимости (6). Видно, что коэффициент выключения ФИИТ с ростом анодного тока уменьшается от бесконечно большого значения к установившемуся, определяемому выраже-

нием  $\beta_{\text{выкл}} \approx k(k-1 + z_{II})^{-1}$ . При этом максимальные допустимые значения плотности выключаемого анодного тока достигают 1000—2000 А/см<sup>2</sup>.

Температурная зависимость коэффициента выключения обусловлена в основном приблизительно линейным характером изменения тока удержания ФИИТ, уменьшающегося с ростом температуры. Вместе с тем на других образцах наблюдался обратный характер температурной зависимости коэффициента выключения.

На рис. 2, б представлена зависимость коэффициента выключения ФИИТ от длительности  $t_1$  выключающего импульса тока  $I_1^-$ . Видно, что при уменьшении длительности выключающего импульса тока его амплитуда, необходимая для запираания ФИИТ, должна быть повышена с целью сохранения извлекаемого заряда. Характерные значения  $t_1$ , при которых коэффициент выключения ФИИТ перестает зависеть от длительности выключающего импульса тока, находятся в пределах 5—10 мкс. Эти значения  $t_1$  существенно меньше, чем в двухоперационных тиристорах на основе кремния.

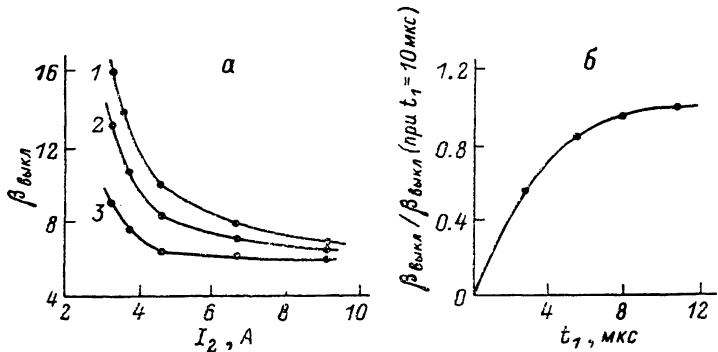


Рис. 2.

В заключение отметим, что экспериментальные образцы имели активную площадь около 0.01 см<sup>2</sup>. Поэтому вопрос о выключении ФИИТ большой площади током управления остается не до конца выясненным. Вместе с тем следует ожидать, что и в ФИИТ большей площади в отличие от традиционных кремниевых структур также будет иметь место эффект выключения током управления. Это связано прежде всего с конструктивными особенностями ФИИТ, исключающими неоднородный характер переключения прибора при токах вплоть до 10<sup>3</sup> А/см<sup>2</sup> [1].

#### Литература

- [1] Задиранов Ю. М., Корольков В. И., Никитин В. Г. и др. Письма ЖТФ, 1983, т. 9, № 11, с. 652—655.
- [2] Алферов Ж. И., Ефанов В. М., Задиранов Ю. М. и др. Письма ЖТФ, 1986, т. 12, № 21, с. 1281—1285.
- [3] Григорьев Б. И., Корольков В. И., Рожков А. В., Юферев В. С. ФТП, 1985, т. 19, № 5, с. 878—884.
- [4] Грегов И. В., Линийчук Н. А. Тиристоры, выключаемые током управления. Л.: Энергоиздат, 1982. 95 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
18 октября 1987 г.

### СООТНОШЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА И ЗВУКА В ТВЕРДОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

Ю. Н. Вершинин

Из представлений о перегревной неустойчивости как основном механизме катодного разряда в твердых диэлектриках [1] и их конечной теплоемкости следует [2], что скорость разряда с катода должна быть ограничена «сверху» скоростью звука. Это связано с пре-