

## ПОДАВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ОТТЕСНЕНИЯ ЭМИТТЕРНОГО ТОКА В ОЖЕ-ТРАНЗИСТОРАХ

© С.В.Белов, М.И.Векслер, И.В.Грехов, А.Ф.Шулекин

Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 8 декабря 1995 г. Принята к печати 21 декабря 1995 г.)

Исследовано подавление эффекта оттеснения эмиттерного тока в оже-транзисторе с туннельным МОП эмиттером на основе структуры Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si. Выравнивание потенциала индуцированной базы вдоль эмиттера происходит за счет внутреннего источника неосновных носителей — оже-ионизации, вызываемой инжектируемыми электронами. Для количественного объяснения эффекта сделано предположение о более низкой подвижности дырок в туннельных МОП структурах по сравнению с «толстыми» структурами. Изучено влияние «выравнивания» потенциала базы при инициации оже-процесса как на статические характеристики прибора, так и на переходной процесс установления коллекторного тока. Обсуждены условия наблюдения подавления оттеснения эмиттерного тока в оже-транзисторе, в частности влияние коллекторного напряжения.

### Введение

Известно, что наличие продольного сопротивления базовой области биполярного транзистора приводит к зависимости потенциала базы от координаты вдоль эмиттерного перехода. Вследствие этого, напряжение смещения эмиттера уменьшается по мере удаления от вывода базы, а ток инжекции эмиттера вытесняется в область, примыкающую к базовому электроду [1]. Характерное расстояние, на котором происходит спад потенциала базы  $U$  в  $e$  раз по сравнению с потенциалом базового электрода, составляет  $l \sim (RG)^{-1/2}$ , где  $R$  — погонное (на единицу длины вдоль эмиттерного перехода) сопротивление базы, а  $G$  (Ом<sup>-1</sup>/м) — погонная проводимость утечки неосновных носителей в эмиттер:  $G = (J_L^{ex}/Y)w$ , где  $w$  — характерный поперечный размер эмиттера вдоль базового контакта (рис. 1).  $J_L^{ex}$  — это плотность тока утечки, которую необходимо обеспечить *извне* в одномерном приборе, для того чтобы в нем могло поддерживаться напряжение база-эмиттер  $U$ . Если размер эмиттерного перехода в продольном направлении  $L > l$ , то из-за эффекта вытеснения эмиттера эффективность прибора значительно снижается, особенно при высоких ( $10-10^3$  А/см<sup>2</sup>) плотностях коллекторного тока  $J_c$ , когда  $G$  резко возрастает.

Данная работа посвящена рассмотрению особенностей вышеупомянутого эффекта в оже-транзисторах. Оже-транзистором называется биполярный  $n-p-n$ -транзистор, в котором инжектируемые из эмиттера электроны вызывают ударную ионизацию в базовой области и в переходе база-коллектор [2,3]. Это означает появление внутреннего источника неосновных носителей в базе и, как следствие, рост коэффициента усиления. Существенный рост усиления наблюдался экспериментально в оже-транзисторах с туннельным МДП эмиттером (на основе структур  $Al/SiO_2/n-Si$ ) [4]. В данной работе мы продемонстрируем еще одну особенность оже-транзисторов (на примере тех же структур  $Al/SiO_2/n-Si$ ), заключающуюся в практической возможности подавления в них эффекта вытеснения эмиттерного тока. Наличие оже-ионизации приводит к снижению потребления тока базового электрода. При этом  $J_L^{ex}(U)$  оказывается намного меньше полной плотности тока утечки  $J_L(U)$  (последняя в значительной степени обеспечивается внутренним источником), а  $G(U)$  может даже спадать в некоторой области напряжений  $U$ . В результате распределение напряжения вдоль эмиттерного перехода становится значительно более однородным, причем как раз при высоких плотностях тока, что нехарактерно для обычных биполярных транзисторов.

### Простейшая модель подавления эффекта вытеснения в оже-транзисторе

В простой модели «одномерного» кремниевого оже-транзистора с туннельным МДП эмиттером [5], которая используется далее для иллюстративного расчета, плотность тока утечки дырок в металл (эмиттер) записывается как

$$J_L = \frac{qN_s E_0}{h} \exp \left\{ -\frac{4(2m_h^*)^{1/2}d}{3(h/2\pi)V_{ox}} [(\chi_h - E_0)^{3/2} - (\chi_h - E_0 - V_{ox})^{3/2}] \right\}, \quad (1)$$

где  $n_s$  — концентрация дырок в инверсионном слое,  $E_0$  — основной квантовый уровень дырок,  $h$  — постоянная Планка. Для плотности тока инжекции электронов можно написать [6]

$$J_e = \frac{q\chi_m^+}{8\pi h d^2} \exp \left\{ -\frac{4(2m_e^*)^{1/2}d}{3(h/2\pi)V_{ox}} [(\chi_m^+)^{3/2} - (\chi_m^+ - V_{ox})^{3/2}] \right\}. \quad (2)$$

Не оговоренные в тексте обозначения величин см. на рис. 2. Расчет проводился при следующих значениях параметров: толщина  $SiO_2$  —  $d = 2.5$  нм (эллипсоидическая),  $\chi_m^+ = \chi_e$  [7],  $\chi_e = 3.1$  эВ,  $\chi_h = 3.8$  эВ [8]. Значения эффективных масс носителей  $m_e^*$  и  $m_h^*$  для туннельно-тонкого  $SiO_2$  (которые, естественно, отличаются от известных [9] для «толстого»  $\alpha$ -кварца) использовались как подгоночные параметры. Они определялись в однородном «выключенном» состоянии [4] и составляли:  $m_e^* \sim 0.10$ , а  $m_h^* \sim 0.15$ . Использовалось значение дырочной подвижности  $\mu_p = 10$  см<sup>2</sup>/В·с, (т.е. на уровне наиболее низких значений для нетуннельных структур [10]).

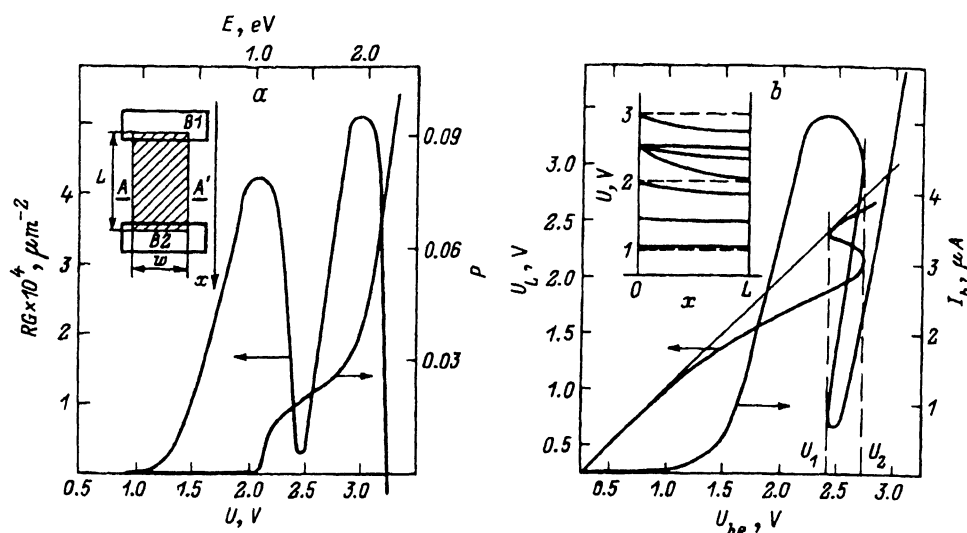


Рис. 1. а — рассчитанная зависимость величины  $RG$  от «локального» потенциала базы  $U$ . Показана также зависимость вероятности ионизации  $P$ . Средняя энергия электронов  $E$ , соответствующая напряжениям  $U$ , указана сверху. На вставке: геометрия оже-транзисторной структуры; заштриховано окно туннельного МОП эмиттера; напряжение  $U_{be}$  подается на «задающую» базу  $B1$ . б — рассчитанные зависимости потенциала  $U_L$  дальнего конца базы ( $x = L$ ) и потребляемого базового тока  $I_b$  от напряжения  $U_{be}$  на «задающей» базе (т.е. при  $x = 0$ ). На вставке: рассчитанные распределения  $U(x)$  потенциала базы; видно, что при  $U_{be} \sim 2.4$  В имеет место неоднозначность  $U(x)$ .

Инжектируемым моноэнергетичным электронам приписывается [11] энергия  $E = qU - E_g$ , которая и определяет их способность вызывать оже-ионизацию. Последняя количественно характеризуется средним числом произведенных одним электроном электронно-дырочных пар  $P(E)$ , которое можно взять, например, в [12,13] (рис. 1).

С учетом оже-ионизации эффективная проводимость утечки есть

$$G = (J_L - J_e \cdot P(E)) / U \cdot w. \quad (3)$$

Роль базы рассматриваемого транзистора играет инверсионный слой, формирующийся у границы раздела Si/SiO<sub>2</sub>, погонное сопротивление которого в первом приближении [1] зависит от  $U$  как

$$R = 1 / (q\mu_p N_s w), \quad (4)$$

где  $\mu_p$  — подвижность дырок.

Распределения напряжения  $U(x, t)$  вдоль перехода могут быть получены в модели эмиттерного перехода с распределенными параметрами — погонным сопротивлением  $R$ , проводимостью утечки  $G$  и емкостью  $C$  [1,14]. Мы будем интересоваться возможными стационарными распределениями  $U(x)$ , которые получаются из решения краевой задачи [15]

$$\frac{d^2 U}{dx^2} - R(U(x)) G(U(x)) U = 0. \quad (5)$$

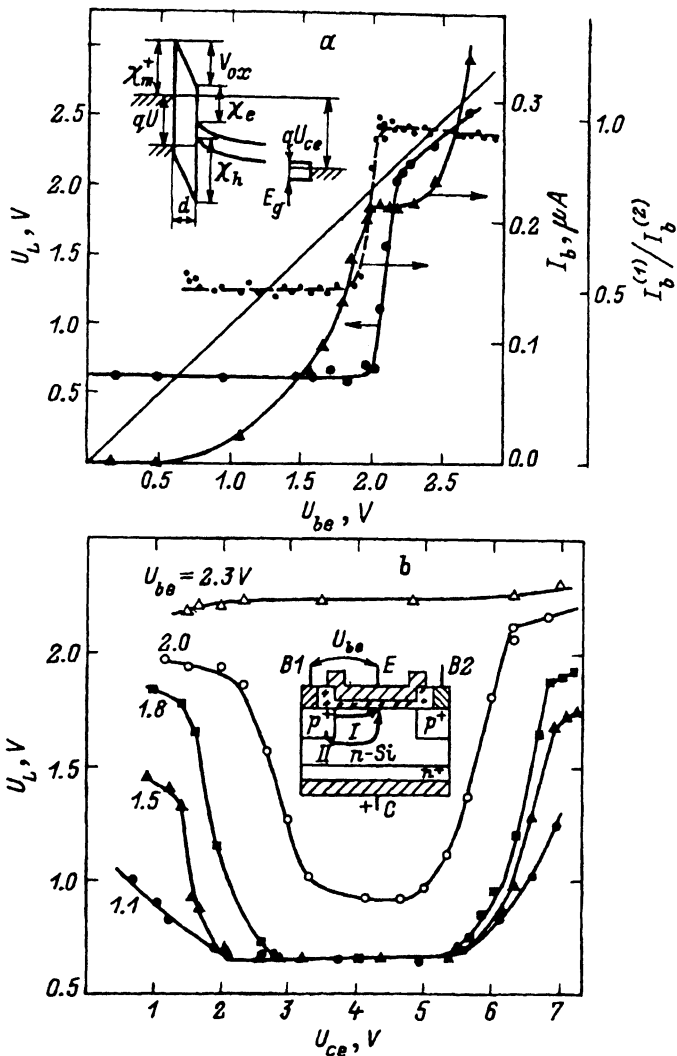


Рис. 2. а — Результаты эксперимента. Кружки — напряжение  $U_L$  на «дальней» базе  $B2$ ; треугольники — базовый ток  $I_b$  (при управлении по одной базе  $B1$ ); точки — отношение потребляемых прибором базовых токов при управлении по одной базе  $B1$  ( $I_b^{(1)}$ ) и по двум параллельно включенным базам  $B1$  и  $B2$  ( $I_b^{(2)}$ ). Все величины представлены в зависимости от  $U_{be}$ . Для удобства проведена тонкая линия  $U_L \equiv U_{be}$ , (она соответствовала бы эквипотенциальной базе). На вставке: энергетическая зонная диаграмма оже-транзистора. б — зависимости  $U_L$  от коллекторного напряжения  $U_{ce}$ . На вставке: конструкция прибора с обозначением (стрелками I, II) возможных путей дырок из базового  $p^+$ -контакта в инверсионный слой.

Граничными условиями являются равенство нулю тока на «дальней» границе прибора ( $dU/dx = 0$  при  $x = L$ ) и заданный потенциал базового электрода ( $U = U_{be}$  при  $x = 0$ ).

Зависимость величины  $RG$  от  $U$  заключена главным образом в зависимости  $G(U)$  (3). Поскольку  $P(E)$  для Si имеет участок быстрого роста непосредственно вблизи порога ( $E_g$ ) [4,16], следует ожидать

резкого спада  $G$  именно в этой области. При более высоких  $E$  (при больших  $U$ )  $G$  может, конечно же, снова начать расти. Такие участки «провала» на  $G(U)$  может быть несколько. Эти соображения иллюстрируют расчет на основе вышеизложенной модели (рис. 1,  $a$ ).

Как следует из результатов эксперимента [17] и расчета (рис. 1,  $a$ ), при  $U > 3$  В оже-ионизация становится очень мощным источником дырок, так что в этой области  $G < 0$ . Мы далее не будем рассматривать эту область напряжений.

Понятно [4], что при наличии участка спада на зависимости  $RG$  от  $U$  (имеется в виду спад при  $U \sim 2.3$  В) возможны различные достаточно сложные решения (5). Мы будем интересоваться распределениями  $U(x)$ , в которых  $U$  не возрастает при удалении от базового электрода, т. е.  $dU/dx \leq 0$ .

Решения уравнения (5) для разных напряжений на базовом электроде  $U_{be}$  приведены на вставке к рис. 1,  $b$ . При напряжениях ниже некоторого напряжения  $U_1$  невозрастающее решение  $U(x)$  единственно. При больших  $U_{be}$  может, вообще говоря, существовать несколько различных распределений.

На рис. 1,  $b$ , на котором показаны рассчитанные напряжение на «дальнем» конце прибора  $U_L \equiv U(L)$  и базовый ток  $I_b$  в зависимости от напряжения на базовом контакте  $U_{be}$ , можно выделить несколько областей. При малых  $U_{be}$  (примерно до 1.2 В) база практически эквипотенциальна ( $U_L \approx U_{be}$ ). При больших  $U_{be}$  разность потенциалов между выводом базы и дальним концом прибора прогрессирующе нарастает. После достижения порога ионизации электронами, инжектируемыми из металла непосредственно вблизи базового контакта ( $U_{be} > U_1 \sim 2.4$  В) (рис. 1,  $b$ ), возникает неоднозначность зависимостей  $U_L$  и  $I_b$  и  $S$ -образность на кривой  $U_L(U_{be})$ . Заметим, что в области  $U_1 < U_{be} < U_2$  возможно достижение распределений потенциала, относительно близких к однородному. Они, кстати, отвечают явно меньшему току ( $-(1/R)dU/dx|_{x=0}$ ) через базовый электрод по сравнению с распределениями, отвечающими сильному оттеснению эмиттерного тока. При еще больших  $U_{be}$  ( $\sim 2.8$  В) степень однородности вновь ухудшается.

### **Наблюдаемое подавление вытеснения эмиттерного тока в реальных оже-транзисторных структурах**

В экспериментах использовались транзисторные структуры с двумя базовыми выводами (рис. 1,  $a$ ), один из которых обычно использовался как «задающий» электрод (через него протекал базовый ток  $I_b$ ), а с другого снималось напряжение с помощью высокоомного (входное сопротивление  $\sim 10^{13}$  Ом) потенциального зонда. Кроме того, можно было сравнивать характеристики прибора при подаче напряжения  $U_{be}$  на один или оба электрода (в последней ситуации оба вывода используются как задающие). Заметим, что в ранее исследованных приборах такого типа ([18–20]) использовалась кольцевая конфигурация базового электрода, что делало невозможным исследование эффектов неэквипотенциальности.

Туннельно-тонкий окисел формировался путем окисления подложек  $n$ -Si ( $\rho \sim 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) в сухом кислороде при  $700^\circ\text{C}$  в течение 20 мин. Размеры окна эмиттера:  $w = 20 \text{ мкм}$ ,  $L = 40 \text{ мкм}$ .

На рис. 2, *a* (сплошные линии) представлены экспериментально снятые зависимости  $U_L(U_{be})$  и  $I_b(U_{be})$  при управлении по одному «задающему» электроду. Коллекторное напряжение  $U_{ce}$  было фиксированным (4 В) и заведомо большим, чем базовое, так что транзистор работал в активном режиме [1].

Как следует из эксперимента, дальний электрод вообще не чувствует каких-либо изменений потенциала «задающего» электрода вплоть до  $U_{be} \sim 2 \text{ В}$ . Подключение двух базовых электродов к генератору  $U_{be}$  приводило при этом к удвоению коллекторного тока  $I_c$ . Это свидетельствует о том, что прибор представляет собой по сути дела два не связанных между собой транзистора (при управлении по двум базовым выводам). Далее,  $U_L$  очень резко становится близким к  $U_{be}$ , после чего разность  $U_{be} - U_L$  несколько увеличивается.

Дополнительную информацию о степени однородности распределения напряжения вдоль эмиттера дает приведенное на рис. 2, *a* сравнение потребляемых базовых токов при управлении по одному ( $I_b^{(1)}$ ) и двум  $I_b^{(2)}$  электродам: построено (пунктирная линия) отношение  $I_b^{(1)}/I_b^{(2)}$  в зависимости от напряжения на базе (базах), через которые подается ток. Ясно, что при идеальной эквипотенциальности это отношение равнялось бы 1, а при сильном оттеснении эмиттера — 1/2. В нашем случае практически до  $U_{be} \sim 2 \text{ В}$  отношение токов близко к 1/2. При  $U_{be} > 2 \text{ В}$  оно почти достигает 1.

### Сравнение результатов расчета и эксперимента

Мы видим, что, несмотря на явное количественное различие между результатами моделирования и измерений, можно констатировать, что наблюдается качественное соответствие: имеет место резкое изменение (выравнивание) распределения тока по площади прибора при увеличении напряжения  $U_{be}$ . Подчеркнем, что этот эффект становится возможным благодаря оже-ионизации, поскольку она представляет собой «внутренний» источник тока. Предположение о том, что «выравнивание» потенциала происходит в силу каких-либо других причин, неизбежно наталкивается на противоречие с экспериментальным фактом некоторого спада  $I_b$  вблизи области эффекта. Расширение рабочей области прибора не за счет оже-эффекта должно было бы привести, напротив, к существенному росту потребления тока из «задающего» базового электрода.

Однако, как следует из результатов измерений, быстрый рост  $U_L$  имеет место при несколько более низких напряжениях, чем это следует из расчета. Спад базового тока при «выравнивании» потенциала вдоль эмиттера ( $U_{be} \sim 2.5 \text{ В}$ ), хотя и отчетливо наблюдается, но выражен значительно слабее, чем на рис. 1, *b*. Действительно, если использовать оценку для энергии инжектируемых электронов  $E \approx qU - E_g$  [11], то получается, что энергия электронов не достигает даже порога ионизации  $E_g$ . Последнее, по-видимому, означает, что наличие некоторой

немоноэнергетичности инжекции, а также дополнительного «разогрева» носителей в области объемного заряда (у нас  $U_{ce} > U_{be}$ ) оказывается уже достаточно для инициации оже-процесса при средней начальной энергии электронов, несколько меньше пороговой.

Таким образом, существенным моментом при изучении эффекта может оказаться выбор величины коллекторного напряжения  $U_{ce}$ . На рис. 2, *b* показаны значения напряжения  $U_L$  на «дальней» базе как функции  $U_{ce}$  для нескольких значений потенциала задающей базы  $U_{be}$ . Наиболее интересны здесь кривые для  $U_{be}$ , не намного меньше, чем напряжение, соответствовавшие «выравниванию» на рис. 2, *a*. Видно, что при больших коллекторных напряжениях выравнивание достигается раньше, т. е. при меньших  $U_{be}$  (чем мы видели на рис. 2, *a*). Это легко объясняется более ранним началом оже-процесса вследствие «разогрева» инжектированных электронов в обедненной области.

Сделаем замечание относительно попытки прямого сопоставления расчета и эксперимента. Прежде всего подчеркнем, что расчет носил не более чем иллюстративный характер (для него использовалась предельно простая модель прибора). Кроме того, параметры туннельных барьеров (эффективные массы носителей, высоты барьеров) даже для распространенной системы Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si известны весьма приблизительно, так что, используя данные из некоторых других работ (не из [8]), мы могли бы получить количественно несколько другие зависимости. Кроме того, понятно, что в реальном приборе возможна неоднородность еще и в поперечном направлении (вдоль AA' рис. 1, *a*), которая может влиять на поведение структуры, приводя, например, к отсутствию «глубокого» спада на измеряемой зависимости  $I_b(U_{be})$ .

Еще одним любопытным результатом сравнения эксперимента и расчета является следующее. В расчете мы использовали значение

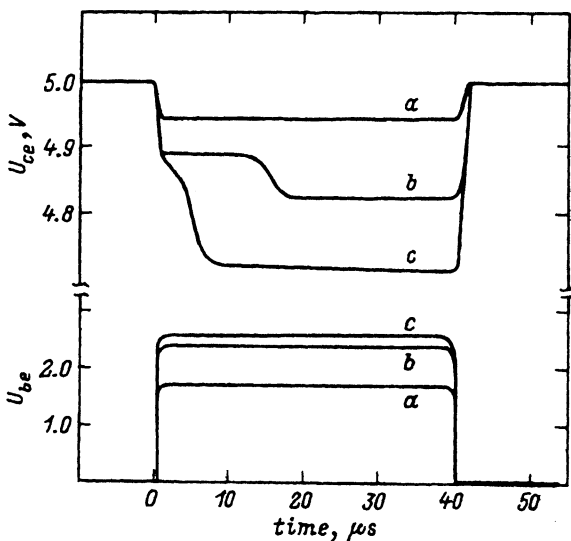


Рис. 3. Эпюры коллекторного напряжения  $U_{ce}$ , иллюстрирующие переходный процесс установления коллекторного тока  $I_c$ . Величина  $I_c$  в любой момент времени определяется как  $I_c = (5 \text{ В} - U_{be})/R$ , где  $R = 3 \text{ кОм}$  — последовательное сопротивление в цепи коллектора.

подвижности  $\mu_p$ , известное для структур с толстым диэлектриком [10]. Подвижность в инверсионных слоях у границы с туннельно-тонким  $\text{SiO}_2$  никогда не исследовалась. Вместе с тем наши эксперименты по наблюдению очень сильного оттеснения эмиттерного тока при  $U_{be} < 2$  В заставляют предположить, что в туннельных структурах  $\mu_p$  явно меньше. Дополнительно обратим внимание на то, что экспериментальные величины базовых токов  $I_b$  примерно на порядок меньше рассчитанных. Возможной причиной такого расхождения является неточность использованной модели. Как бы то ни было, это, казалось бы, должно приводить к более слабо выраженному эффекту «оттеснения» (по сравнению с рис. 1, б) при напряжениях  $U_{be}$  до достижения порога ионизации, однако, как видим, имеет место обратное.

Для количественного согласования результатов моделирования и эксперимента в части, касающейся зависимости  $U_L(U_{be})$ , необходимо положить  $\mu_p \sim 0.1-0.5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , т. е. более чем на порядок меньше, чем в нетуннельных МОП структурах. На качественном уровне это может быть мотивировано тем, что при переносе вдоль инверсного слоя в туннельных МДП структурах дырки могут проникать в  $\text{SiO}_2$ , так что следует производить некое «эффективное усреднение» подвижности в Si и  $\text{SiO}_2$ .

### Переходный процесс установления стационарного распределения тока по площади туннельного МДП перехода

Весьма специфически рассматриваемый эффект проявляется при исследовании переходного процесса установления коллекторного тока. Для соответствующих измерений использовались те же структуры; последовательно с прибором (в цепь коллектора) включалось небольшое (3 кОм) сопротивление, и на систему «прибор плюс сопротивление» подавалось постоянное напряжение 5 В. Во всех режимах напряжение  $U_{ce}$  было не менее 4 В (активный режим). В задающую базу транзистора подавался прямоугольный импульс напряжения длительностью  $\sim 40$  мкс и регистрировалась эпюра напряжения на структуре (что позволяло определять ток  $I_c$ ). Выяснилось (рис. 3), что процесс установления коллекторного тока может проходить как бы в две стадии. «Двухстадийность» установления тока имеет место лишь, если амплитуда подаваемого базового импульса превосходит примерно 2 В, т. е. то же характерное значение, что и при «статических» измерениях. Удлинение импульса с амплитудой менее 2 В не приводит к появлению характерной «ступеньки» на эпюре. С увеличением амплитуды базового напряжения (при  $U_{be} > 2$  В) длительность первой стадии сокращается и, начиная с некоторого значения  $U_{be}$  (примерно 2.5–2.7 В), первая стадия трудноразличима. Нам представляется, что первая стадия соответствует неоднородному «приэлектродному» распределению напряжения вдоль эмиттера, которое устанавливается очень быстро при подаче импульса базового напряжения. Если  $U_{be}$  превышает напряжение порога, соответствующего подавлению эффекта оттеснения эмиттерного тока за счет оже-процесса, то распределение напряжения трансформируется в более однородное (ему соответствует вторая стадия установления  $I_c$ ). Для последнего требуется заметное время (как видно из рис. 3, десятки мкс), что также свидетельствует в пользу соображения о низкой подвижности.



Систематическое исследование условий наблюдения эффекта выравнивания потенциала базы в оже-транзисторе может быть предметом отдельной работы. Мы сделаем здесь лишь некоторые замечания на эту тему.

Было установлено, что у структур с относительно более толстым слоем  $\text{SiO}_2$  оже-процесс как выравнивающий фактор становится неактуальным, поскольку даже при малых ( $\sim 1.0-1.5$  В) напряжениях на задающей базе распределение напряжений и так однородно. Такие приборы обладают всеми характерными особенностями оже-транзистора: демонстрируют рост усиления, могут переключаться (как в [4,21]). Типичные токи базы и коллектора для них (при  $U_{be} \sim 1.5$  В) составляют, соответственно, единицы и сотни нА. Однако и у таких приборов можно наблюдать выравнивание, если искусственно спровоцировать отеснение тока при малых  $U_{be}$ , поставив шунт (скажем, сопротивление  $\sim 10$  МОм) между дальней базой и эмиттером.

Обсудим еще кратко возрастание степени однородности распределения тока при понижении  $U_{ce}$  (см. рис. 2, b). Оно особенно заметно при  $U_{be} > U_{ce}$ , что соответствует режиму глубокого транзисторного насыщения. По-видимому, это связано с различием в путях протекания дырок из  $p^+$ -контакта в отдаленные (от задающего электрода) области транзистора (см. вставку к рис. 2, b). Если при  $U_{be} < U_{ce}$  единственным таким путем является перенос (I, рис. 2, b) вдоль инверсионного слоя, то при  $U_{be} > U_{ce}$  возможен перенос по пути (II):  $p^+$ -контакт-квазинейтральная  $n^-$ -область-диффузионный перенос по  $n^-$ -области-область объемного заряда-интерфейс  $\text{Si}/\text{SiO}_2$ . Если диффузионная длина дырок соизмерима с размером  $L$  эмиттера, такой путь (II) может обеспечить высокую степень эквипотенциальности. Разумеется, при этом базовый ток очень велик, так как большая часть дырок расходуется непроизводительно — на рекомбинацию в объеме коллектора, так и не попадая в итоге в инверсионный слой.

### Заключение

В работе впервые обращено внимание на практическую возможность подавления эффекта вытеснения эмиттерного тока в оже-транзисторе, что продемонстрировано для транзистора с туннельным МОП эмиттером. Выравнивание потенциала индуцированной базы вдоль эмиттера происходит именно за счет оже-ионизации, вызываемой инжектированными горячими электронами. Для количественного объяснения эффекта привлечено предположение о более низкой подвижности дырок в туннельных МОП структурах по сравнению с «толстыми» структурами. Экспериментально показана специфика выравнивания потенциала базы при инициации оже-процесса, проявляющаяся как при изучении статических характеристик, так и в переходном процессе установления коллекторного тока. Кратко обсуждены условия наблюдения эффекта выравнивания потенциала, в частности влияния коллекторного напряжения.

- [1] Н.С. Спиридонов. *Основы теории транзисторов* (Киев, «Техника», 1975).
- [2] A.G. Milnes, D.L. Feucht. *Metal-Semiconductor Junctions* (N.Y. and London, Academic Press, 1972).
- [3] И.В. Грехов, Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев, А.Ф. Шулекин. Письма ЖТФ, **17**, 44 (1991).
- [4] I.V. Grekhov, A.F. Shulekin, M.I. Vexler. *Sol. Electron.*, **38**, 1533 (1995).
- [5] M.I. Vexler. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-42**, 656 (1995).
- [6] Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев. *ФТП*, **28**, 1314 (1994).
- [7] K.M. Chu, D.L. Pulfrey. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-35**, 188 (1988).
- [8] P.V. Dressendorfer, R.C. Barher. *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 933 (1980).
- [9] А.П. Барабан, В.В. Булавинов, П.П. Коноров. *Электроника слоев SiO<sub>2</sub> на кремнии* (Л., Изд-во ЛГУ, 1988).
- [10] А.А. Гузев, Г.Л. Курышев, С.П. Саница. *ФТП*, **4**, 2043 (1970).
- [11] C. Chang, C. Hu, R. Brodersen. *J. Appl. Phys.*, **57**, 302 (1985).
- [12] E. Cartier, M. Fishetti, E.A. Eklund, F.R. McFeely. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 3339 (1993).
- [13] J. Bude, K. Hess, G.J. Iafrate. *Phys. Rev. B*, **B45**, 10958 (1992).
- [14] Г.И. Атабеков. *Теоретические основы электротехники* (М.; Л., Энергия, 1966) ч. 1, гл. 11.
- [15] А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. *Уравнения математической физики* (М., Наука, 1972).
- [16] В.Н. Ивахно. *ФТП*, **6**, 1612 (1972).
- [17] E.R. Fossum, R.C. Barker. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-31**, 1184 (1984).
- [18] M.K. Moravvej-Farshi, M.A. Green. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **EDL-7**, 513 (1986).
- [19] J.G. Simmons, G.W. Taylor. *Sol. St. Electron.*, **29**, 287 (1986).
- [20] T. Yoshimoto, K. Matsumoto, K. Sakamoto, T. Sakata. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**, L2012 (1991).
- [21] S.K. Lai, P.V. Dressendorfer, T.P. Ma, R.C. Barker. *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 41 (1981).

Редактор В.В. Чалдышев

## A suppression of the emitter crowding effect in Auger transistor

*S.V. Belov, M.I. Vexler, I.V. Grekhov and A.F. Shulekin*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

A suppression of the emitter crowding effect has been studied in Auger transistor with a tunnel MOS emitter based on Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si structure. The homogenization of the potential of an induced base along the emitter area occurs through the activation of an intrinsic source of minority carriers — Auger ionization that is caused by injected electrons. For a quantitative explanation of the observed effects, the hole mobility in inversion layer in tunnel structures was suggested to be lower than that in blocking MOS devices. The homogenization of the base potential due to Auger process has revealed both in DC and AC characteristics of the Auger transistor. The conditions for observation of the suppression of emitter crowding, in particular the effect of collector voltage, have been discussed.