

ТУННЕЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУМЕРНОЙ КРЕМНИЕВОЙ ТРАНЗИСТОРНОЙ СТРУКТУРЕ

Баграев Н. Т., Клячкин Л. Е., Суханов В. Л.

Впервые демонстрируются двумерные кремниевые транзисторные структуры, которые в зависимости от режима включения определяют характеристики как биполярного, так и полевого транзисторов. Данные транзисторные структуры исследуются на предмет туннелирования электронов и дырок при переносе вдоль двумерной базы (полевой режим) и при протекании тока эмиттер—база—коллектор (биполярный режим).

Диффузия легирующей примеси в полупроводниках контролируется избыточными потоками собственных междоузельных атомов I и вакансий V , генерируемых поверхностью монокристалла [1]. Использование тонких слоев окисла и высоких температур термообработки приводит к преимущественной генерации собственных междоузельных атомов окисленной поверхности полупроводникового кристалла и тем самым стимулирует *kick-out*-механизм диффузии легирующей примеси [1-3]:



где X_i , X_s — легирующая примесь в междоузлии и в узле решетки соответственно. Напротив, применение толстых слоев окисла и низких температур термообработки способствует доминированию диссоциативного вакансионного механизма диффузии [1, 3, 4]:



В условиях паритета *kick-out*- и диссоциативного вакансионного механизмов диффузии, который достигался путем варьирования толщины окисла и температуры диффузии, было обнаружено аномальное уменьшение глубины диффузионного профиля, возникающее вследствие практически полной аннигиляции собственных междоузельных атомов и вакансий [3]. Это позволило впервые получить квантово-размерные диффузионные профили донорных и акцепторных примесей в монокристаллическом кремнии [3]. Использование различных температур диффузии позволяет не только управлять глубиной диффузионного профиля, но и делает возможным увеличение или уменьшение концентрации легирующей примеси, благодаря чему при последовательной диффузии акцепторной и донорной примесей были реализованы квантово-размерные кремниевые транзисторные структуры (рис. 1, а).

Последовательная диффузия бора и фосфора проводилась в пластинах монокристаллического кремния толщиной 350 мкм ориентации (100) *n*-типа проводимости с удельным сопротивлением 20 Ом·см при температурах 900 °С (бор) и 950 °С (фосфор). Рабочая и обратная стороны пластин маскировались толстым слоем окисла. Глубина диффузионных профилей (рис. 1, а) определялась с помощью прецизионного послойного травливания. При этом на каждом этапе измерялись вольт-фарадные характеристики в системе полупроводник—электролит, а также поверхностное сопротивление с помощью четырехзондового метода.

Квантово-размерная $n^+ - p^+ - n$ -структура может быть использована в зависимости от режима включения (рис. 1, б) как биполярный, так и полевой транзисторы, характеристики которых отражают наличие туннельных процессов, возникающих вследствие двумерности базы.

При использовании биполярного режима включения был обнаружен новый туннельный эффект типа эмиттер—база—коллектор (рис. 2, а). В этом случае увеличение коллекторного напряжения (U_K) сначала стимулирует рост коллекторного тока (I_K), поскольку оптимизируются условия туннелирования эмиттер—база—коллектор. Однако при последующем росте U_K (см. вставку на рис. 2,

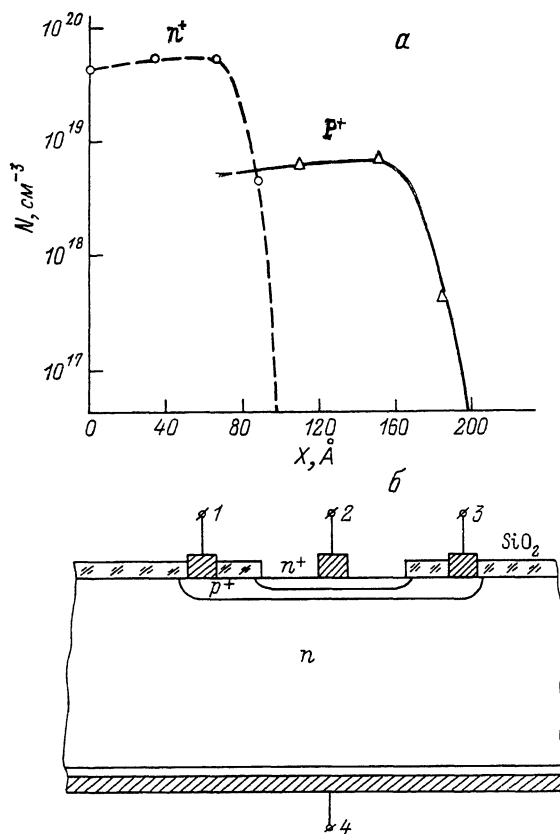


Рис. 1. Двумерная транзисторная $n^+ - p^+ - n$ -структура.

а — концентрационный профиль; б — структурная схема: биполярный режим — 1, 3 — база, 2 — эмиттер, 4 — коллектор; полевой режим — 1 — исток, 2, 4 — затвор, 3 — сток.

а) данный туннельный процесс срывается из-за сильной рекомбинации туннелирующих электронов с дырками в двумерной базе, что приводит к резкому уменьшению I_K . Снизу I_K ограничивается значениями тока прямого туннелирования типа эмиттер—коллектор (см. вставку на рис. 2, а). Интересно, что после дальнейших изменений U_K (как в сторону уменьшения, так и увеличения) туннельный эффект эмиттер—база—коллектор не наблюдался длительное время и восстанавливался только через десятки минут. Подобный метастабильный характер процесса туннелирования носителей тока обусловлен обеднением двумерной базы дырками вследствие их интенсивной рекомбинации с туннелирующими электронами при подаче U_K , соответствующего точке срыва I_K (рис. 2, а). Долговременной характер восстановления наблюдавшегося туннельного эффекта эмиттер—база—коллектор, по-видимому, определяется временем ухода электронов с отрицательно заряженных акцепторов в коллектор. При смене знака U_K плавное увеличение $I_K = f(U_K)$ наблюдается также вследствие вышеописанного туннельного эффекта эмиттер—база—коллектор (рис. 2, б), который

при $U_K = 14$ В переходит в лавинообразный процесс в результате прекращения рекомбинации электронов и дырок в двумерной базе.

Рекомбинация дырок в двумерной базе с туннелирующими электронами эмиттера может также оказывать влияние на ток сток—исток ($I_{СИ}$) (продольная составляющая тока базы) при полевом режиме включения транзисторной

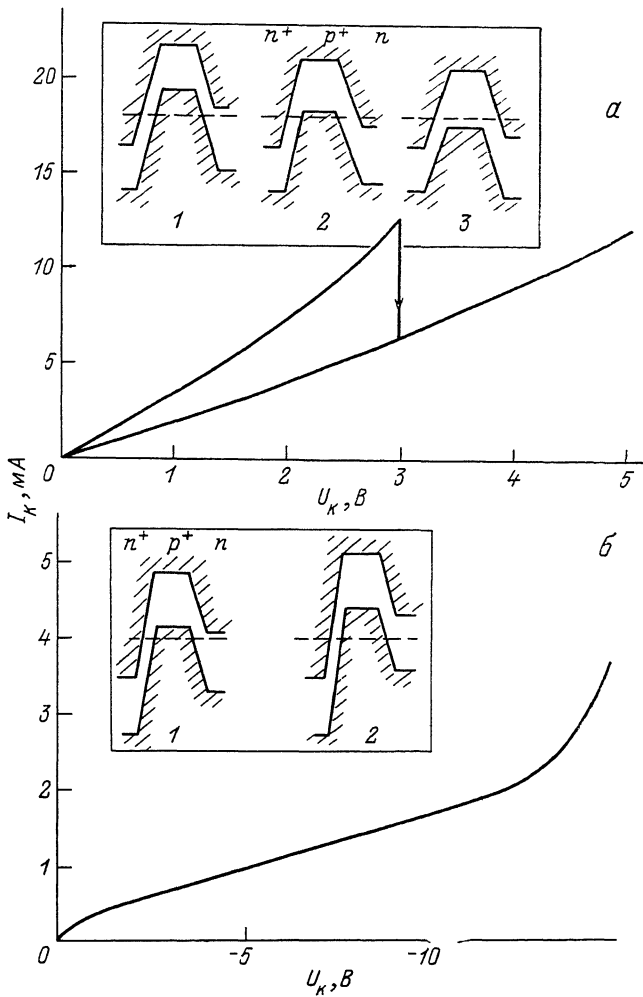


Рис. 2. Зависимость коллекторного тока (I_K) от прямого (а) и обратного (б) коллекторного напряжения (U_K) при биполярном режиме включения транзисторной структуры.

На вставках — одноэлектронная зонная схема транзистора с двумерной базой: а — U_K , В: 1 — 0, 2 — 3, 3 — >3 ; б — U_K , В: 1 — 0, 2 — <0 .

структуры. В этом случае увеличение U_K сначала приводит к уменьшению $I_{СИ}$ при малых значениях напряжения сток—исток ($U_{СИ}$) (рис. 3), так как продольная составляющая дырочного тока в двумерной базе уменьшается из-за рекомбинации дырок с туннелирующими электронами эмиттера (см. вставку на рис. 2, а). Однако, когда коллекторное напряжение достигает значений, соответствующих срыву туннельного процесса типа эмиттер—база—коллектор (рис. 2, а), наблюдается значительный рост $I_{СИ}$ (рис. 3, 4). При больших значениях $U_{СИ}$ происходит разогрев дырок в двумерной базе, который стимулирует рост $I_{СИ}$ при малых значениях U_K вследствие торможения рекомбинации «разогретых» дырок с туннелирующими электронами эмиттера. Однако в условиях увеличения U_K (см. вставку на рис. 2, а) разогрев дырок приводит к интенсификации рекомбинационных процессов в двумерной базе даже в режиме подавления туннельного эффекта типа эмиттер—база—коллектор (рис. 3, 4).

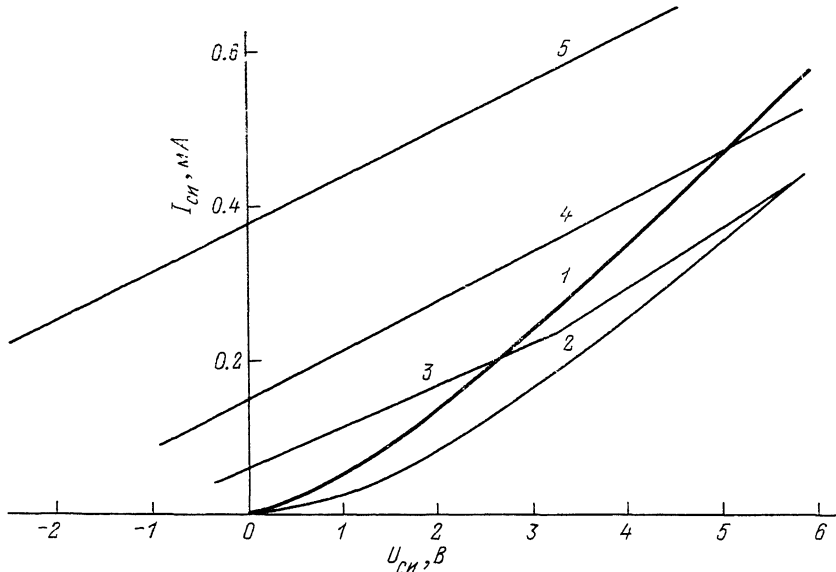


Рис. 3. Зависимости дырочного тока сток—исток ($I_{СИ}$) от продольного напряжения, приложенного к двумерной базе ($U_{СИ}$), при полевом режиме включения транзисторной структуры.

U_K , В: 1 — 0, 2 — 17.5, 3 — 40, 4 — 55, 5 — 80.

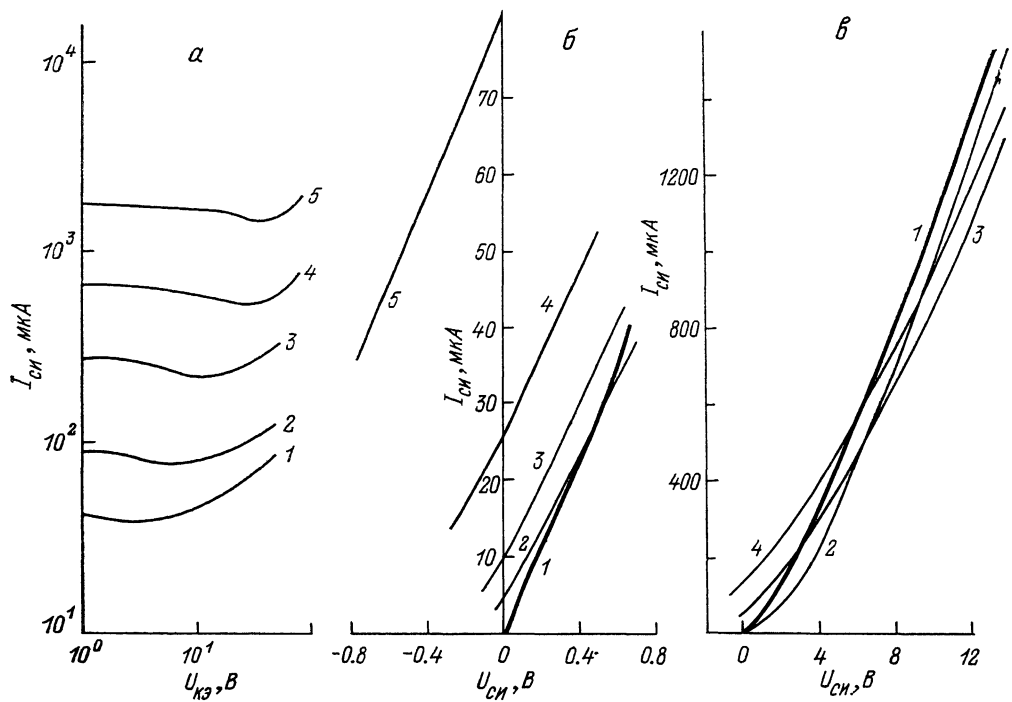


Рис. 4. Зависимости дырочного тока сток—исток ($I_{СИ}$) от коллекторного напряжения (U_K) (а) и продольного напряжения, приложенного к двумерной базе ($U_{СИ}$) (б, в), при полевом режиме включения транзисторной структуры.

а — $U_{СИ}$, В: 1 — 0.65, 2 — 1.2, 3 — 3, 4 — 6, 5 — 11; б — U_K , В: 1 — 0, 2 — 3, 3 — 10, 4 — 25, 5 — 50; в — $U_{СИ}$, В: 1 — 0, 2 — 17.5, 3 — 40, 4 — 55.

Процессы разогрева дырочного тока $I_{СИ}$ имеют динамический характер, что проявляется в гистерезисе зависимости $I_{СИ} = f(U_{СИ})$ (рис. 5). В этом случае при полевом режиме включения транзисторной структуры $I_{СИ}$ растет с увеличением $U_{СИ}$. Однако дырочная составляющая тока в двумерной базе постоянно уменьшается со временем его протекания вследствие вышеописанной рекомбинации с туннелирующими электронами эмиттера, что проявляется в петлеобразной зависимости $I_{СИ} = f(U_{СИ})$. Следует отметить, что обнаруженный гистерезис $I_{СИ} = f(U_{СИ})$ также зависит от значений $U_{К}$, отражая характер туннелирования типа эмиттер—база—коллектор.

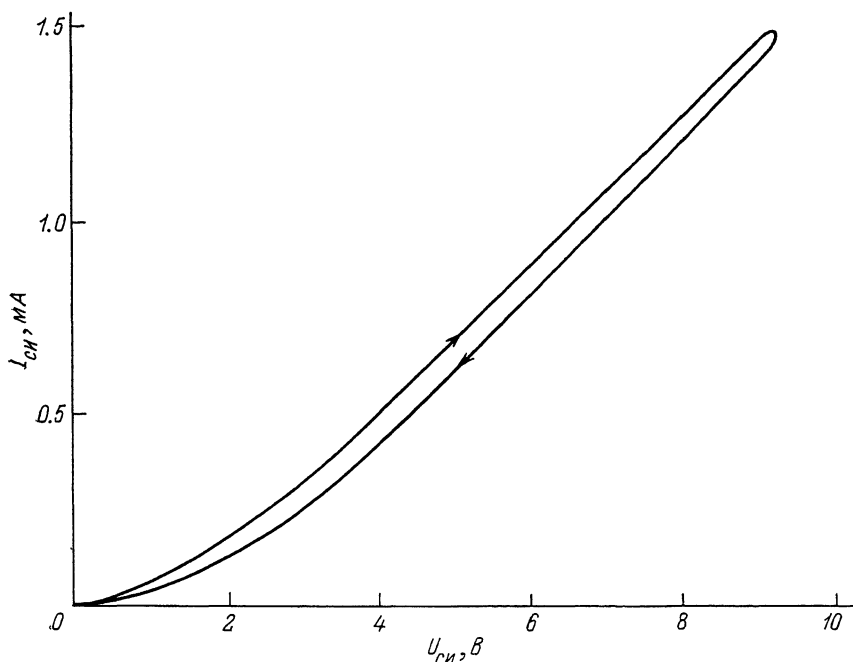


Рис. 5. Гистерезис дырочного тока сток—исток ($I_{СИ}$) в двумерной базе при полевом режиме включения транзисторной структуры.

Таким образом, двумерные кремниевые транзисторные структуры позволяют реализовать различные комбинации биполярного и полевого режимов включения. Причем ток коллектора и дырочный ток сток—исток в двумерной базе являются взаимосвязанными и определяются туннельными процессами типа эмиттер—база—коллектор.

Список литературы

- [1] Frank W., Gosele U., Mehrer H., Seeger A. // Diffusion in Crystalline Solids. 1984. P. 63—142.
- [2] Fair R. B. // Diffusion and Defect Data. 1984. V. 37. N 1. P. 1—24.
- [3] Баграев Н. Т., Клячкин Л. Е., Суханов В. Л. // Письма ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 2. С. 42—46.
- [4] Cowern N. E. B. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 9. P. 4484—4490.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Получена 18.03.1991
Принята к печати 14.05.1991