

01;06

## Особенности двумерного моделирования дрейфовых инжекционных магниточувствительных структур

© М.А. Глауберман, В.В. Егоров, Н.А. Каницева, В.В. Козел

Учебно-научно-производственный центр при Одесском государственном университете им.И.И.Мечникова, 270063 Одесса, Украина

(Поступило в Редакцию 7 мая 1996 г.)

Обоснована правомочность двумерного описания переноса инжектированных носителей в базах дрейфовых инжекционных магниточувствительных структур. На основе рассмотрения распределения электрического потенциала в приэмиттерной области базы предложены две модели эмиттера таких структур. Получен критерий выбора одной из этих моделей в зависимости от конструктивно-технологических параметров и электрического режима структур.

Магнитотранзисторы сочетают в себе все основные физические особенности дрейфовых инжекционных магниточувствительных структур (ДИМС), являясь одновременно простейшими магниточувствительными структурами этого класса. Поэтому анализ физических процессов в них будем вести на примере магнитотранзистора, а точнее его геометрически симметричной модификации двухколлекторного магнитотранзистора, используя показанную на рис. 1 схему.

Строгая математическая модель требует решения уравнения для плотности тока носителей обоих знаков совместно с уравнением непрерывности неосновных носителей (здесь — дырок), что для стационарного случая, слабого магнитного поля ( $\mu_p, \mu_n \ll B^{-1}$ ) и низкого уровня инжекции (при условии однородности проводимости базы) может быть записано в виде [1]

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_p &= e p \mu_p \mathbf{E} - e \varphi_T \mu_p \nabla p - \frac{3\pi}{8} e p \mu_p^2 [\mathbf{B} \times \mathbf{E}] \\ &\quad + \frac{3\pi}{8} e \varphi_T \mu_p^2 [\mathbf{B} \times \nabla p], \\ \mathbf{j}_n &= e n \mu_n \mathbf{E} + e \varphi_T \mu_n \nabla n + \frac{3\pi}{8} e n \mu_n^2 [\mathbf{B} \times \mathbf{E}] \\ &\quad + \frac{3\pi}{8} e \varphi_T \mu_n^2 [\mathbf{B} \times \nabla n], \\ \operatorname{div} \mathbf{j}_p + p/\tau &= g. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $e$  — элементарный заряд;  $p, n, \mu_p, \mu_n$  — объемные концентрации и подвижности дырок и электронов;  $\mathbf{E}$  — результирующая электрических полей в базе;  $\varphi_T \equiv kT/e$  — температурный потенциал;  $\mathbf{B}$  — индукция магнитного поля;  $\tau, g$  — время жизни и плотность мощности источника неосновных носителей.

Решение системы (1) в общем виде весьма затруднительно. Однако, как показывает эксперимент [2], влиянием компонент магнитной индукции, параллельных поверхности структуры, можно пренебречь, что позволяет упростить рассмотрение. Тогда в системе прямоугольных координат  $XYZ$ , где ось  $OZ$  перпендикулярна этой поверхности, а  $OX$  направлена вдоль ускоряющего

поля  $E_0$ , в предположении электронейтральности базы для избыточной концентрации неосновных носителей на основании (1) можно записать

$$\begin{aligned} L^2 \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) - 2\eta L \frac{\partial p}{\partial x} + 2\eta L (\mu_n^* + \mu_p^*) B \frac{\partial p}{\partial y} \\ + \frac{E_z L^2}{2\varphi_T} \frac{\partial p}{\partial z} - P = -g\tau, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $L$  — диффузионная длина дырок;  $\mu_n^*$  и  $\mu_p^*$  — холловские подвижности;  $\eta \equiv E_0 L^2 / 2\varphi_T$  — коэффициент поля.

Определение трехмерного поля концентраций, согласно (2), представляет трудноразрешимую (в аналити-

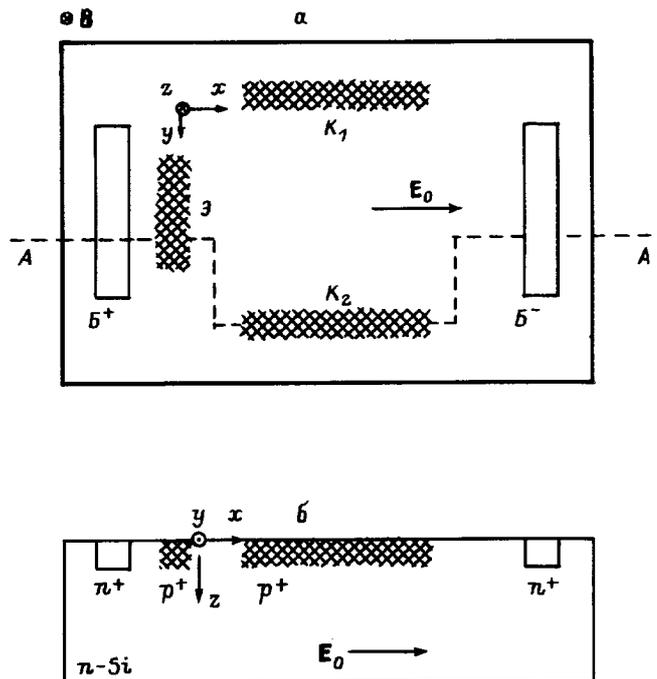


Рис. 1. Дрейфовый горизонтальный магнитотранзистор с поперечной магнитной осью.  $a$  — вид сверху;  $b$  — сечение по  $A-A$ ;  $Б, Б$  — контакты базы;  $Э$  — эмиттер;  $K_1, K_2$  — коллекторы;  $E_0$  — ускоряющее электрическое поле.

ческом виде — неразрешимую вовсе) задачу, в связи с чем для моделирования ДМТ повсеместно принят двумерный подход [1,3–5]. В указанных работах без строгого обоснования полагалось  $\partial^n / \partial z^n \equiv 0$  ( $n = 1, 2$ ), вследствие чего полностью игнорировался ряд трехмерных эффектов с очевидностью существенных.

Для двумерного моделирования вместо объемной (трехмерной) концентрации инжектированных дырок естественно рассматривать их поверхностную (двумерную) концентрацию

$$P(x, y) \equiv \int_0^{z_0} p(x, y, z) dz, \quad (3)$$

что автоматически снимает проблему учета распределения концентрации дырок вдоль  $OZ$ . Тогда (2) в координатной форме приобретает вид

$$L^2 \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right) - 2\eta L \frac{\partial P}{\partial x} + 2\eta L (\mu_n^* + \mu_p^*) B \frac{\partial P}{\partial y} - P = -\Gamma \tau, \quad (4)$$

где

$$\Gamma = -\mu \varphi_{\tau} \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{z=0} \equiv j_s / e \quad (4a)$$

— поверхностная (двумерная) плотность мощности источников инжекции (количество инжектированных носителей, порождаемых на единице поверхности  $z = 0$ , или, что то же, нормальная к этой поверхности компонента трехмерной плотности тока инжекции  $j_s$ , отнесенная к элементарному заряду).

Здесь естественно рассматривать случай отсутствия объемных источников инжекции ( $g \equiv 0$ ). Кроме того, в (4a) полагается  $\partial p / \partial z = 0$  при  $z = z_0$ , что в реальных условиях соответствует структуре ДМТ, выполненной на монокристалле или в слое полупроводника на изолирующей подложке. Для ДМТ, выполненных в эпитаксиальном слое на полупроводниковой подложке противоположного типа проводимости, экстрагирующее влияние  $pn$ -перехода слой-подложка может быть учтено введением эффективного времени жизни вместо объемного.

Для корректного практического использования (4) необходимо теперь описать процесс инжекции.

На рис. 2, а приведено сечение эмиттера ДМТ плоскостью  $Y = \text{const}$ . Здесь предполагается, что эмиттер выполнен диффузией или имплантацией примеси через окно ( $0; x_1$ ). Секторами радиуса  $r$  здесь в соответствии с общепринятым подходом [6,7] моделируются области проникновения примеси под маску. Для определения параметров инжекции в области  $0 \leq x \leq r$  будем, следуя [8], моделировать эмиттер инжектирующим полупроводником (рис. 2, б).

Для определения потенциала  $\varphi$  ускоряющего поля в приэмиттерной области базы дополним изображенную на рис. 2, б конфигурацию ее зеркальным отражением относительно плоскости  $z = 0$ . При этом получаем

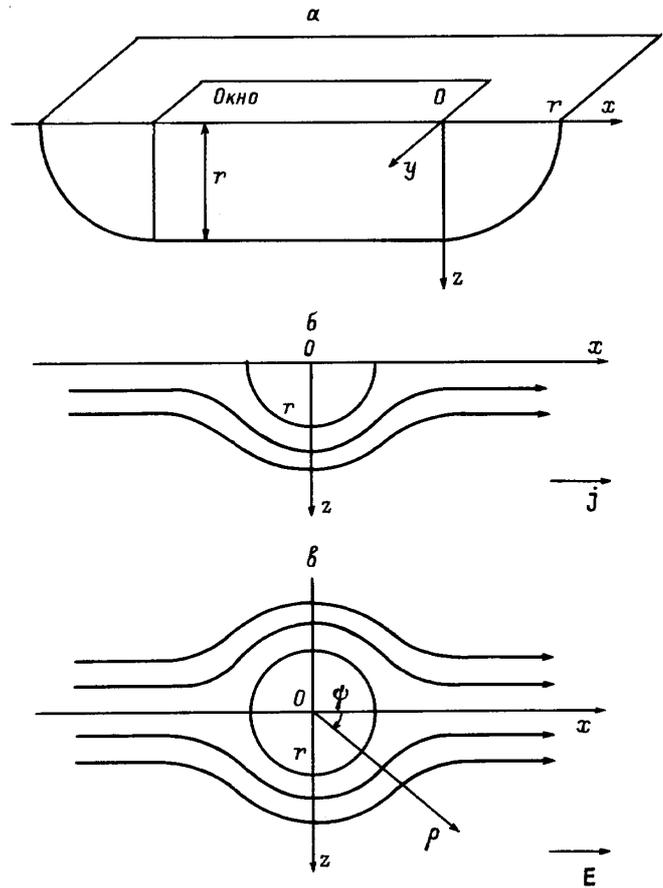


Рис. 2. К расчету потенциала в приэмиттерной области базы. а — сечение эмиттера плоскостью  $V = \text{const}$ , б — модель эмиттера, в — модель для расчета потенциала.

задачу об обтекании током диэлектрического цилиндра (рис. 2, в). Переход на рис. 2 от одной конфигурации к другой вполне правомочен в силу  $\partial j / \partial z = 0$  при  $z = 0$ . В предположениях о квазиэлектронейтральности и однородности базы для плотности тока основных носителей имеем  $j \propto E$ , что позволяет переписать уравнение непрерывности в виде

$$\nabla^2 \varphi = 0.$$

Дополнив его граничными условиями ( $\rho$  и  $\phi$  — соответственно радиус-вектор и полярный угол в цилиндрических координатах)

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right|_{\rho=r} = 0, \quad \varphi(\rho = \infty) = -E_0 \rho \cos \phi,$$

получаем математическую формулировку поставленной задачи. Ее решение имеет вид

$$\varphi = -[1 + r^2 / \rho^2] E_0 \rho \cos \phi$$

или в декартовых координатах для поверхности цилиндра ( $\rho = r$ )

$$\varphi = -2E_0 x.$$

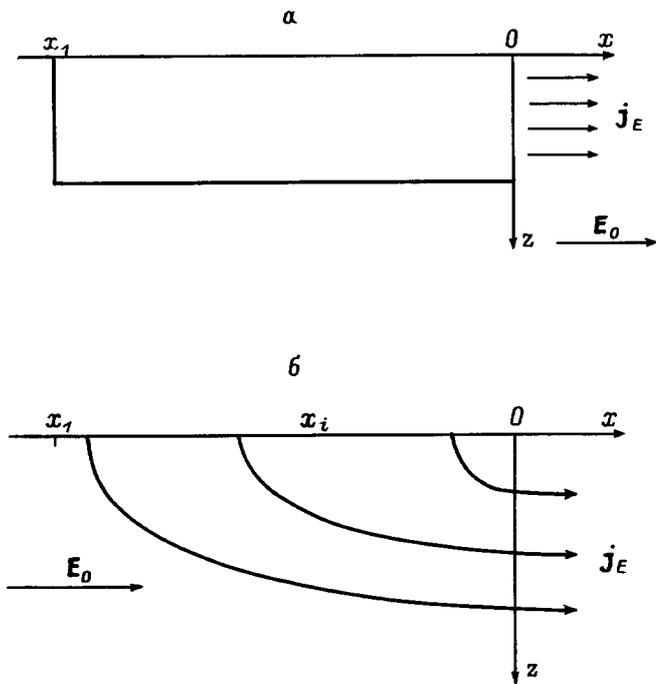


Рис. 3. Модели эмиттера ДИМС. а — вертикальная модель, б — горизонтальная модель.

Учитывая экспоненциальную зависимость между объемной концентрацией носителей  $p$  и смещением на эмиттерном переходе (компонентой эмиттерного тока, обусловленной рекомбинацией в области объемного заряда, будем пренебрегать), получаем

$$p(x) = p(0) \exp(2E_0x/\varphi_T). \tag{5}$$

Определим количество инжектированных носителей в базовой области на границе с эмиттерным переходом, приходящееся на единицу его протяженности вдоль  $OY$  (линейная плотность), для цилиндрической ( $0 \leq x \leq r$ ) и для плоской ( $x < 0$ ) частей эмиттера. С этой целью в первом случае проинтегрируем в указанных пределах (5), а во втором, считая электрическое поле невозмущенным при  $x < 0$ , выражение

$$p(x) = p(0) \exp(E_0x/\varphi_T)$$

в пределах  $-\delta x < x < 0$ , где  $\delta x \equiv V_0/E_0$  — ширина инжектирующего участка эмиттера,  $V_0$  — смещение на эмиттерном переходе в точке  $x = 0$ .

В результате для отношения  $\chi$  линейных плотностей в первом и во втором случаях при  $V_0 \gg \varphi_T$  получаем

$$\chi = \frac{\exp(2E_0r/\varphi_T) - 1}{2}. \tag{6}$$

Очевидно, что при  $\chi \gg 1$  практически весь поток инжектированных носителей будет выходить из цилиндрической части эмиттера, а потоком из плоской части можно пренебрегать. Поскольку же  $r$ , составляя на

практике единицы или доли микрона, мал по сравнению с прочими размерами структуры (десятки или сотни микрон), то погрешностью значений  $x$  в пределах от 0 до  $r$  можно пренебрегать и считать эмиттер участком плоскости  $x = 0$ ,  $0 \leq z \leq r$  (вертикальная модель эмиттера, рис. 3, а).

В случае  $\chi \ll 1$  можно пренебречь потоком носителей, выходящим из цилиндрической части эмиттера, и рассматривать инжекцию лишь из плоского участка, считая эмиттер сосредоточенным в плоскости  $z = 0$  (горизонтальная модель эмиттера, рис. 3 б).

Ясно, что первую модель эмиттера целесообразно применять для расчета структур с глубоким, а вторую — с мелким легированием эмиттерной области. Задаваясь для определенности значением  $\chi = 10$  и 0.1 применительно к первому и второму случаю соответственно, с помощью (6) получаем, что модель вертикального эмиттера может использоваться для структур с диффузионным эмиттером при ускоряющих полях  $E_0 > 100$  В/см (выбрано  $r \approx 3.8$  мкм), а модель горизонтального эмиттера — для структур с имплантированным эмиттером при  $E_0 < 100$  В/см ( $r \approx 0.23$  мкм).

### Список литературы

- [1] Викулин И.М., Глауберман М.А., Канищева Н.А. // ФТП. 1977. Т. 11. Вып. 4. С. 645–650.
- [2] Викулин И.М., Глауберман М.А., Егиазарян Г.А. и др. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 3. С. 479–483.
- [3] Davies L.W., Wells M.S. // Proc. I.R.E.E. (Australia). 1971. N 6. P. 235–238.
- [4] Allegretto W., Nathan A., Baltès H.P. // NACECODE V. Proc. 5<sup>th</sup> Intern. Conf. Numer. Anal. Semiconductor Devices and Integr. Circuit. Ireland, 1987. P. 87–92.
- [5] Викулин И.М., Глауберман М.А., Егоров В.В. Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1990. № 1. С. 9–14.
- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М.: Мир, 1984. 456 с.
- [7] Гуменюк С.В. // Тез. докл. научно-техн. конф. "Датчики на основе технологии микроэлектроники". М., 1989. С. 85–87.
- [8] Lysenko V.S., Litovskii R.N., Roumenin Ch.S., Smirnov N.D. // Rev. Phys. Appl. 1983. Vol. 18. P. 87–92.