

Исследование магниточувствительности транзисторных структур с диффузионным переносом инжектированных носителей

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

Учебно-научно-производственный центр при Одесском национальном университете им. И.И. Мечникова, 65063 Одесса, Украина

(Получена 8 января 2002 г. Принята к печати 28 марта 2002 г.)

Представлена новая точка зрения на магниточувствительность транзисторных структур с диффузионным переносом инжектированных носителей. Показано, что традиционное объяснение этого механизма, основывающееся на отклонении диффузионного потока носителей магнитным полем, существенно некорректно. А именно, ответственный за этот эффект член в уравнении непрерывности обращается в нуль и, таким образом, из традиционной теории следует отсутствие магниточувствительности при отсутствии электрического поля в базе. Этот факт проинтерпретирован физически как циркуляция возбужденных магнитным полем токов вдоль линий уровня в поле концентрации.

Предлагаемая теория предполагает задание граничных условий третьего рода на коллекторном переходе вместо условий Дирихле. При этом абсолютная чувствительность определяется разностью концентраций инжектированных носителей между наиболее удаленными точками коллектора.

1. Введение

Магнитотранзисторы (МТ) — биполярные транзисторы, конструкция и рабочий режим которых оптимизированы для получения максимальной чувствительности коллекторного тока к магнитному полю — на протяжении последних двух десятилетий привлекают широкий исследовательский интерес как наиболее перспективные полупроводниковые датчики магнитного поля [1]. Работа МТ основана на действии силы Лоренца на движущиеся инжектированные носители. В зависимости от характера переноса этих носителей МТ подразделяются на дрейфовые и диффузионные. Магниточувствительность дрейфовых МТ обусловлена перераспределением концентрации инжектированных носителей в объеме базы под действием магнитного поля, что приводит к изменению градиентов этой концентрации на границе с коллектором и вызывает тем самым изменение коллекторного тока.

До последнего времени такая точка зрения распространялась и на диффузионные МТ. Используемое впервые для отработки простейших конструкций этих МТ [2] предположение об объемном перераспределении концентрации (или, что то же самое, — об отклонении потока носителей магнитным полем) применялось и позже для создания последующих технологических и конструктивных модификаций и расчетных методик (например, [3,4]). Однако при внимательном рассмотрении обнаруживается некорректность такого подхода, что заставляет пересмотреть сложившиеся представления [5].

В предлагаемой работе уточнен характер влияния магнитного поля на диффузионный поток носителей в объеме базы, показана несостоятельность предположения об отклонении этого потока магнитным полем и предложено непротиворечивое объяснение магниточувствительности МТ с идеализированным чисто диффузионным переносом инжектированных носителей (дей-

ствие электрических полей, в том числе обусловленных рекомбинационным током основных носителей, из рассмотрения опускается).

2. Экспериментальные зависимости и их традиционная интерпретация

В зависимости от взаимной ориентации вектора магнитной индукции и поверхности структуры МТ могут быть реализованы как структуры с продольной (рис. 1, *a*) и поперечной (рис. 1, *b*) магнитной осью (согласно [2] и [6,7] соответственно).

В отсутствие магнитного поля векторные поля плотности тока инжектированных носителей \mathbf{J} симметричны относительно плоскости симметрии структуры, что обуславливает равенство коллекторных токов. Для диффузионного переноса

$$\mathbf{J} = \pm eD \text{grad } c, \quad (1)$$

где верхний и нижний знаки выбираются соответственно для электронов и дырок; e — элементарный заряд; D, c — соответственно коэффициент диффузии (вообще — биполярной) и концентрация инжектированных носителей.

В рамках рассматриваемого механизма отклонения¹ принято считать что магнитное поле вызывает перераспределение поля концентраций c , в результате чего векторы \mathbf{J} получают перпендикулярные своему изначальному направлению приращения (отклонения потоков) и баланс коллекторных токов нарушается. Прежде всего

¹ Альтернативный механизм, предложенный Винелом и Маснари [12], основан на пространственной модуляции эмиттерного тока холловским полем E_H . Это поле в свою очередь возникает вследствие пространственного разделения зарядов под действием магнитного поля. Как будет показано далее, в условиях идеализированного чисто диффузионного переноса такого разделения не происходит, в связи с чем упомянутый механизм нами не рассматривается.

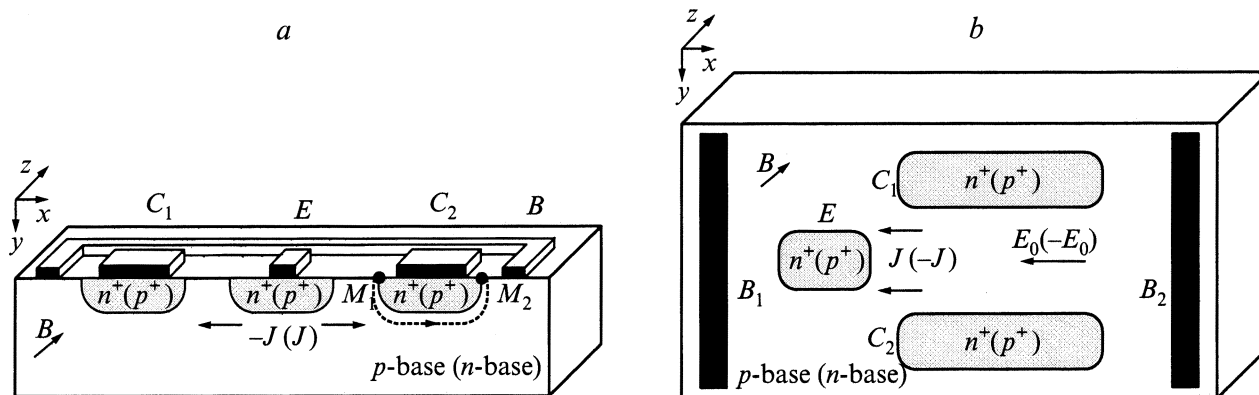


Рис. 1. Конструкция горизонтального диффузионного МТ с продольной (а) и поперечной (b) магнитной осью типа $n-p-n$ ($p-n-p$). E — эмиттер; C_1 и C_2 — коллекторы; B, B_1, B_2 — омические контакты к базе (к двум последним прикладывается внешнее напряжение при выборе дрейфового режима. Напротив, в диффузионном режиме они замыкаются между собой).

уточним, насколько такая точка зрения согласуется с экспериментом.

Электрический режим диффузионного МТ однозначно определяется током эмиттера I_E (уровнем инжекции). Магниточувствительность принято характеризовать абсолютной чувствительностью

$$S_A \equiv \left. \frac{\partial I_C}{\partial B} \right|_{B=0} \quad (2)$$

и эффективностью преобразования

$$S_R \equiv I_C^{-1} \left. \frac{\partial I_C}{\partial B} \right|_{B=0} = \frac{S_A}{I_C}, \quad (3)$$

где I_C — коллекторный ток; B — величина индукции магнитного поля.

Тип структуры		$n-p-n$	$p-n-p$
Удельное сопротивление базы, Ом · см		7.5	20
Размеры электродов, мкм	Глубина легирования	≈ 3	
	Длина электродов, h	100	
	Эффективная ширина базы, x_1	50	20
	Ширина коллекторов, x_2-x_1	12	6
Ширина эмиттера		18	12

Экспериментально полученные зависимости этих величин (для структур согласно рис. 1, а, параметры которых даны в таблице, а легирующими примесями для p - и n -областей являются соответственно бор и фосфор) показаны на рис. 2 (данные для структур типа $p-n-p$ заимствованы из [8]).

Выбор эффективности преобразования как характеристики магниточувствительности предпочтителен ввиду ее универсальности, поскольку она в наименьшей степени зависит от конкретных параметров структуры и электрического режима (от протяженности коллекторов,

диффузионный длины, тока эмиттера) по сравнению с прочими характеристиками. Обобщая многочисленные теоретические результаты для различных конструкций дрейфовых структур (например, [6,9]), можно записать:

$$S_R = \frac{rb}{\varphi_T} v. \quad (4)$$

Здесь r — фактор рассеяния, b — характерный геометрический параметр (чаще всего — расстояние от коллектора до эмиттера), φ_T — температурный потенциал, v — средняя скорость движения инжектированных носителей в объеме базы. Выражение S_R через скорость удобно в силу того, что последняя, как параметр кинематический, не зависит от конкретного характера движения (диффузия или дрейф), и вполне естественно, поскольку S_R определяется зависящей именно от скорости силой Лоренца.

В предположении, что избыточная концентрация неосновных носителей много больше равновесной и равна избыточной концентрации основных, при условии $mc_0/N \ll 1$ (m — отношение дрейфовых подвижностей неосновных и основных носителей, c_0 — равновесная

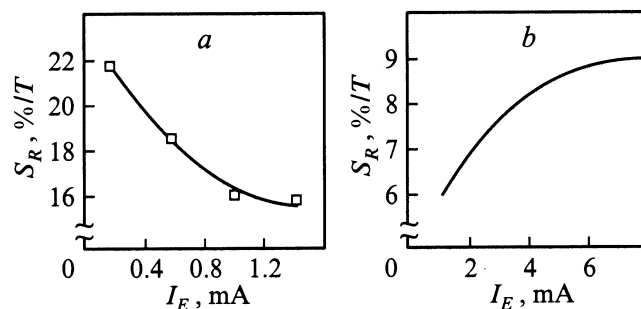


Рис. 2. Магнитоэлектрические характеристики МТ. Эффективность преобразования как функции тока эмиттера для структуры типа $n-p-n$ (а) и $p-n-p$ (b).

концентрация неосновных носителей, N — концентрация легирующей примеси), на основании известного выражения для биполярной диффузии можно записать

$$D(\rho) = \varphi_T \mu \frac{2\rho + 1}{\rho(m+1) + 1}, \quad (5)$$

где $\rho \equiv \Delta c/N$ — уровень инжекции; $\Delta c, \mu$ — соответственно избыточная концентрация и дрейфовая подвижность неосновных носителей. Приняв $v = D/L$, где L — диффузионная длина неосновных носителей, получаем

$$S_R(\rho) = \frac{\mu^* b}{L} \frac{2\rho + 1}{\rho(m+1) + 1}, \quad (6)$$

где $\mu^* \equiv r\mu$ — холловская подвижность. $S_R(\rho)$ монотонно возрастает для $m < 1$ и убывает для $m > 1$, причем отношение предельных значений составляет

$$\frac{S_R(\infty)}{S_R(0)} = \frac{2}{m+1}. \quad (7)$$

Принимая для кремния подвижности электронов и дырок равными 1500 и 500 см²/Вс соответственно, получаем значение этого отношения 2/3 для структур $p-n-p$ и 3/2 — для $n-p-n$ (соответственно возрастание и убывание S_R с ростом ρ).

Ввиду пропорциональности значения ρ току эмиттера, на основании рис. 2 (учитывая ход кривых и отношения предельных значений S_R) можно заключить, что представление об отклонении потока инжектированных носителей силой Лоренца в объеме (с учетом дрейфа в демберовском поле) согласуется с экспериментом.

3. Влияние магнитного поля на поток в объеме

Теорию биполярных магниточувствительных полупроводниковых структур принято строить на основе решения системы уравнений [1,10,11], которая включает в себя, в частности, уравнения непрерывности для носителей обоих типов вида

$$\operatorname{div} \mathbf{J} \mp e \partial c / \partial t = \pm eR \quad (8)$$

и выражения для плотностей тока этих носителей в магнитном поле вида

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 \mp \mu^* [\mathbf{J} \times \mathbf{B}], \quad (9)$$

где

$$\mathbf{J}_0 = e c \mu \mathbf{E} \pm e D \operatorname{grad} c \quad (10)$$

— плотность тока в отсутствие магнитного поля, t — время, R — темп рекомбинации, \mathbf{E} — напряженность электрического поля.

Аналитическое решение задачи о распределении концентрации требует подстановки (10), (9) и (8), что дает

$$\begin{aligned} \mu \operatorname{div}(c, \mathbf{E}) \pm D \operatorname{div} \operatorname{grad} c \mp \mu^* \mu \operatorname{div}\{c[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]\} \\ - \mu^* D \operatorname{div}[\operatorname{grad} c \times \mathbf{B}] \mp \partial c / \partial t = \pm R. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь использовано предположение о взаимной перпендикулярности векторов \mathbf{J} и \mathbf{B} , что, не влияя на общность выводов, позволяет разрешить (9) относительно \mathbf{J} и для слабых магнитных полей ($\mu^* \mathbf{B} \ll 1$) придать выражению более удобный вид

$$\mathbf{J} = \{\mathbf{J}_0 \mp \mu^* [\mathbf{J}_0 \times \mathbf{B}]\} / \{1 + (\mu^* \mathbf{B})^2\} \approx \mathbf{J}_0 \mp \mu^* [\mathbf{J}_0 \times \mathbf{B}]. \quad (12)$$

Рассмотрим четвертое слагаемое в левой части (11), выражающее влияние магнитного поля на диффузионную компоненту тока. Для дивергенции имеем

$$\begin{aligned} \nabla[\nabla c \times \mathbf{B}] &= \mathbf{B}[\nabla \times \nabla c] - \nabla c[\nabla \times \mathbf{B}] \\ &= \mathbf{B} \cdot \operatorname{rot} \operatorname{grad} c - \operatorname{grad} c \cdot \operatorname{rot} \mathbf{B}. \end{aligned} \quad (13)$$

Первое слагаемое в правой части (13) равно нулю тождественно, второе обращается в нуль для однородных магнитных полей. Таким образом, магнитодиффузионный член выпадает из уравнения непрерывности и дальнейших преобразований, что теоретически отрицает влияние магнитного поля на распределение концентрации инжектированных носителей. Попытка объяснить магниточувствительность этих структур дрейфом носителей в демберовском поле (учитывая, что дрейф вообще дает явный вклад в магниточувствительность — третье слагаемое в (11) отлично от нуля) наталкивается на ту же трудность ввиду пропорциональности его вектора градиенту концентрации.

Таким образом, существующий взгляд на природу магниточувствительности диффузионных МТ согласуется с экспериментом, но расходится с теорией. Для выхода из обнаруженного противоречия уточним характер переноса, описываемого уравнением (11).

Четвертый член этого уравнения получен на основе выражения для силы Лоренца, действующей на заряды, движущиеся со скоростью

$$\mathbf{v}_{dif} = -Dc^{-1} \operatorname{grad} c, \quad (14)$$

которая направлена перпендикулярно поверхности уровня в поле концентраций (поверхность равной концентрации, установившаяся до включения магнитного поля). Сила Лоренца оказывается, таким образом, направленной по касательной к этой поверхности. Очевидно, что вызванные этой силой токи потекут лишь вдоль поверхности уровня (в плоскости, перпендикулярной \mathbf{B}), замкнутость которой обусловит их циркуляцию и тем самым обратит в нуль дивергенцию их плотности.

Поскольку магнитное поле не вызывает перераспределения концентраций в объеме базы, необходимо уточнить характер переноса на ее границах.

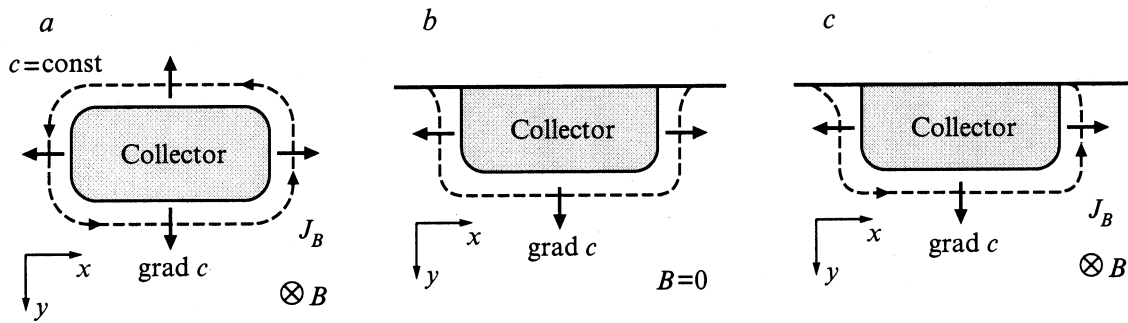


Рис. 3. Линии уровня и протекание тока неосновных носителей при постоянстве концентрации на границе с коллектором. *a* — при отсутствии изолирующих стенок (согласно рис. 1, *b*); *b, c* — при наличии таковых (рис. 1, *a*) и при наличии и отсутствии магнитного поля соответственно.

4. Влияние магнитного поля на граничный поток

При моделировании магнитотранзисторов [10,11] границу области объемного заряда коллекторного перехода чаще всего принято рассматривать как поверхность равной концентрации неосновных носителей (условия Дирихле). В силу вышеизложенного включение магнитного поля должно привести лишь к возникновению циркуляционных токов J_B этих носителей вокруг коллекторов (рис. 3, *a*) без возмущения поля концентрации. Присутствие в структуре изолирующих стенок (рис. 3, *b*) не может нарушить протекание этих токов. Оно должно привести лишь к возмущению концентраций у стенок (рис. 3, *c*), что за счет изменения темпов поверхностной рекомбинации нейтрализует изолирующее действие. Очевидно, что зависящий от распределения концентрации коллекторный ток в первом случае не изменится вовсе, а во втором — по крайней мере в первом приближении. При наличии стенок разные по знаку приращения коллекторного тока на противоположных концах взаимно скомпенсируются, а в случае неполной компенсации отклик на магнитное поле окажется не зависящим от направления \mathbf{B} , что противоречит экспериментальным фактам. Следовательно, условия Дирихле непригодны для решения задачи о чувствительности диффузионных МТ.

Из сказанного ясно, что отклик коллекторного тока на магнитное поле возможен лишь в случае, когда проекция скорости неосновных носителей (а значит, и градиента концентрации) на поверхность коллектора отлична на этой поверхности от нуля. Если поставленное условие выполняется, то

$$J_C = J_{0n} + J_B = J_{0n} \mp J_{0r} \mu_{mn}^* B, \quad (15)$$

где нормальная компонента пограничного тока

$$J_{0n} = \pm eD \frac{\partial c}{\partial n} \quad (16)$$

создает коллекторный ток в отсутствие магнитного поля, а тангенциальная

$$J_{0r} = \pm eD \frac{\partial c}{\partial l} \quad (17)$$

обуславливает возникновение зависящей от \mathbf{B} дополнительной составляющей J_B . Здесь $\partial/\partial l$ и $\partial/\partial n$ — производные соответственно по направлению кривой M_1M_2 (рис. 1, *a*) и по нормали к ней.

Тогда коллекторный ток выражается криволинейным интегралом вдоль дуги M_1M_2 как

$$J_C(B) = I_C(0) - e\mu_{mn}^* DhB \int_{M_1M_2} \frac{\partial c}{\partial l} dl = I_C(0) + e\mu_{mn}^* DhB [c(M_1) - c(M_2)], \quad (18)$$

где

$$I_C(0) = \pm eDh \int_{M_1M_2} \frac{\partial c}{\partial n} dl \quad (19)$$

— его значение при $\mathbf{B} = 0$; h — протяженность электронов вдоль OZ , а абсолютная чувствительность диффузионной структуры —

$$S_A = \frac{\partial I_C}{\partial B} = e\mu_{mn}^* Dh [c(M_1) - c(M_2)] \quad (20)$$

— определяется разностью концентраций на концах коллектора.

Покажем теперь, что предположение о неоднородности концентрации неосновных носителей на границе с коллектором

$$\frac{\partial c}{\partial l} \neq 0 \quad (21)$$

в действительности выполняется.

5. Граничные условия

Физически выполнение условия (21) возможно лишь при одновременном соблюдении двух требований:

- неоднородности распределения концентрации вдоль x (рис. 1) в объеме;
- зависимости граничной концентрации от объемной.

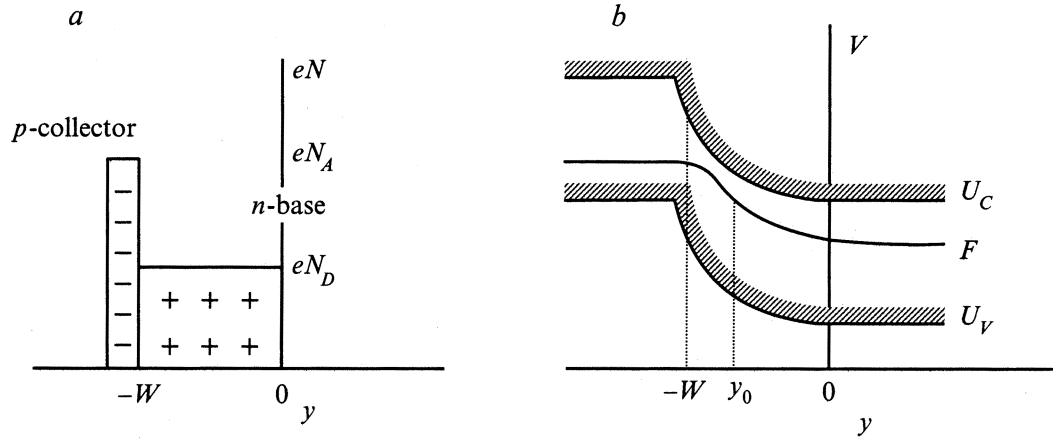


Рис. 4. Распределение пространственного заряда (а) и электрического и электрохимического потенциалов (b) в области объемного заряда коллекторного перехода. Координата $y = 0$ соответствует границе области объемного заряда. В точке y_0 достигается минимум концентрации дырок.

Первое требование удовлетворяется конструкцией структуры в соответствии с ее принципом действия. Второе заставляет отказаться от условий Дирихле в пользу граничных условий третьего рода. Такие условия представляются естественными с учетом того, что на границе диффузионный поток базы „сшивается“ с дрейфовым в слое объемного заряда коллектора:

$$eD \frac{\partial c}{\partial n} = e v_{dr} c(l), \quad (22)$$

откуда

$$\frac{\partial c}{\partial n} = \frac{v_{dr}}{D} c(l), \quad (23)$$

где v_{dr} — некоторый параметр, характеризующий дрейф в области объемного заряда коллектора (в грубом приближении — скорость дрейфа в переходе); l — криволинейная координата на границе области пространственного заряда коллектора. Тогда в силу первого требования, предопределяющего зависимость $\partial c / \partial n$ от l , получаем (21).

Однако практически условие (23) в записанном виде неприемлемо вследствие неопределенности v_{dr} , обусловленной существенной неоднородностью электрического поля в переходе, и поэтому нуждается в уточнении.

С этой целью уточним распределение концентрации в слое объемного заряда обратно смещенного резкого p - n -перехода (рис. 4, а). Для определенности будем рассматривать участок перехода в „донной“ части коллектора на рис. 1, а, где оси x и y определяют соответственно тангенциальное и нормальное направления, и базу n -типа. Часто используемое предположение о постоянстве электрохимических потенциалов в p - n -переходе, приводящее к условиям Дирихле, не может быть принято по следующей причине. Для экстракции из

электронейтральной базы (рис. 4, b) имеем

$$\left. \frac{\partial c}{\partial y} \right|_{y=0} > 0. \quad (24)$$

с учетом $c(x, -W) > c(x, 0)$, где W — ширина области объемного заряда, говорит о наличии в некоторой точке $y_0 \in (-W, 0)$ минимума концентрации при фиксированном x . С другой стороны, пренебрегая рекомбинацией в обедненном слое, для плотности коллекторного тока можно записать

$$J_C = e \mu c \frac{\partial F}{\partial y} = \text{const}(y), \quad (25)$$

где F — электрохимический потенциал неосновных носителей. Отсюда вытекает существование перегиба F при $y = y_0$, причем

$$\left. \frac{\partial F}{\partial y} \right|_{y=y_0} = \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=y_0}, \quad (26)$$

где U — электрический потенциал.

Таким образом, предположение о постоянстве (или всего лишь о слабом изменении) F в слое объемного заряда, соответствующее условиям Дирихле, не может быть принято даже *a priori*, как грубо противоречащее факту наличия в этой области перегиба, вытекающему из физически существенного условия (24). Для нахождения распределения концентрации в обедненной области перепишем (25) в виде

$$eD \frac{\partial c}{\partial y} - e \mu c E(y) = eD \left. \frac{\partial c}{\partial y} \right|_{y=0}. \quad (27)$$

Обычному выражению для ширины обедненной области при параболическом искривлении энергетических

зон можно придать вид

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_B} \Delta\varphi}, \quad (28)$$

где $\Delta\varphi \equiv \Delta\varphi_0 + V_C$, $\Delta\varphi_0$ — равновесная разность потенциалов на переходе, V_C — внешнее смещение на коллекторном переходе, N_B — концентрации ионизированной примеси в базе. Для примера рассмотрим простейший случай $\mu = \text{const}(E)$. Тогда в безразмерных переменных

$$q \equiv y/W; \quad \xi \equiv c/N_B \quad (29)$$

уравнение (27) принимает вид

$$\frac{d\xi}{dq} - \frac{2\Delta\varphi}{\varphi_T} q\xi = \frac{d\xi}{dq} \Big|_{q=0}. \quad (30)$$

Его решение при условии $\xi(-1) = \xi_0$ есть

$$\begin{aligned} \xi(q) = \exp\left(\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T} q^2\right) & \left[\xi_0 \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right) + \frac{d\xi}{dq} \Big|_{q=0} \right. \\ & \left. \times \int_{-1}^q \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T} q^2\right) dq \right], \quad (31) \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned} \xi(0) &= \xi_0 \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right) + \frac{d\xi}{dq} \Big|_{q=0} \int_{-1}^0 \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T} q^2\right) dq \\ &= \xi_0 \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right) + \left(\frac{\varphi_T}{\Delta\varphi}\right)^{1/2} \frac{d\xi}{dq} \Big|_{q=0} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Phi\left[\left(\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right)^{1/2}\right], \quad (32) \end{aligned}$$

где Φ — интеграл вероятностей.

Поскольку Φ монотонно стремится к 0.5 и даже при $V_C = 0$, когда для кремния и комнатных температур $(\Delta\varphi/\varphi_T)^{1/2} \approx 5$, принимает значение свыше 0.4999997, можно считать $\Phi = 1/2$. Тогда, возвращаясь к натуральным переменным, получаем окончательный вид граничного условия третьего рода

$$c(x, 0) = c_c \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right) + l_D \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\partial c}{\partial y} \Big|_{y=0}, \quad (33)$$

где $c_c = c(x, -W)$ — концентрация (основных) носителей в приграничной области коллектора, l_D — дебаевская длина в базе. Видно, что в пределе, при достаточно больших V_C , условие (33) становится однородным. Это позволяет использовать форму (23), полагая

$$\frac{v_{dr}}{D} = \frac{1}{l_D} \sqrt{\frac{2}{\pi}}. \quad (34)$$

6. Заключение

Показано, что механизмы магниточувствительности транзисторных структур с дрейфовым и диффузионным переносом качественно различны. В первом случае чувствительность объясняется влиянием магнитного поля на движение инжектированных носителей в объеме базы, а во втором — на их движение в слое, граничащем с областью объемного заряда коллекторного перехода.

Указанное обстоятельство заставляет пересмотреть сложившуюся методику моделирования диффузионных МТ. Для определения абсолютной чувствительности требуется расчет поля концентраций инжектированных носителей в отсутствие магнитного поля при граничных условиях на коллекторе (23) с учетом (34), после чего значения этой чувствительности следует определять согласно (20).

Список литературы

- [1] H.P. Baltes, R.S. Popovic. Proc. IEEE, **74**, 1107 (1986).
- [2] И.М. Митникова, Т.В. Персиянов, Г.И. Рекалова, Г. Штюбнер. ФТП, **12**, 48 (1978).
- [3] Lj. Ristic, T. Smy, H.P. Baltes, I. Filanovsky. Proc. IEEE Bipolar Circuits & Technology Meet (Minneapolis, Minnesota, USA, 1988) p. 199.
- [4] Lj. Ristic, M.T. Doan, M. Paranjape. Proc. 32nd Midwest Symp. Circuits and Syst., (N.Y., USA, 1989) v. 2, p. 701.
- [5] M.A. Glauberman, V.V. Yegorov, N.A. Kanischeva, V.V. Kozel. Proc. 2nd Int. Smakula Symp. (Ternopol, Ukraine, CIS, 2000) p. 143.
- [6] L.W. Davies, M.S. Wells. Proc. IREE Australia, Lune, 235 (1971).
- [7] И.М. Викулин, Н.А. Канищева, М.А. Глауберман. ФТП, **10**, 785 (1976).
- [8] Д.М. Козлов, Н.Н. Кузьмина, Т.В. Персиянов, Д.А. Таирова, А.А. Шахов, А.Н. Сахаров. Отчет о НИР, № ГР 0186.0050291, 1988.
- [9] R.S. Popovic, R. Widmer. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-33**, 1134 (1986).
- [10] W. Allegretto, A. Nathan, H.P. Baltes. NASECODE V: Proc. 5th Int. Conf. Number. Anal. Semiconductor Devices and Integr. Circuit (Dublin, Ireland, 1987).
- [11] M.G. Guvenc. IEEE Trans. Electron. Dev., **35**, 1851 (1988).
- [12] A.W. Vinal, N.A. Masnary. IEEE Electron. Dev. Lett., **EDL-3**, 203 (1982).

Редактор Л.В. Беляков

An investigation of the magnetic sensitivity of injected-carrier diffusion transfer transistor structures

*M.A. Glauberman, V.V. Yegorov, V.V. Kozel,
N.A. Kanischeva*

Training, Research and Production Centre,
attached to the Mechnikov State University of Odessa,
65063 Odessa, Ukraine

Abstract A new viewpoint on the magnetosensitivity of injected-carrier diffusion transfer transistor structures is presented. It is shown that the traditional explanation of this mechanism based on the diffusion carrier-flow deflection by the magnetic field is essentially incorrect; that is, the term in the continuity equation describing this effect vanishes, and in this way the theory predicts the absence of magnetosensitivity when an electric field in the base equals zero. This fact has been interpreted as a circulation of magnetic-induced currents along the level lines in the concentration field.

The fundamental point of the theory suggested is that the boundary conditions of the third kind on collector junctions must be adopted, not the Dirichlet conditions. In this case, the absolute sensitivity is determined by the difference of injected-carrier concentrations at ultimate points of the collector.