

УДК 681.382

В. С. Осадчук, д. т. н., проф.; А. В. Осадчук, д. т. н., проф.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В БАЗОВОЙ ОБЛАСТИ ПРИ ДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В БИПОЛЯРНЫХ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

Показано влияние магнитного поля на распределение концентрации носителей заряда в базовой области биполярных магниточувствительных структурах. Получены теоретические зависимости параметров биполярных транзисторов при учете этого влияния.

Ключевые слова: магнитное поле, сенсоры, биполярный транзистор.

Введение

Сенсоры магнитного поля на основе биполярных транзисторов широко применяют в автоматизации и контроле технологических процессов, мониторинге окружающей среды, контроле параметров ядерного синтеза, космической технике, научных исследованиях, медицине, транспорте и т. п. Экспериментально параметры таких сенсоров хорошо исследованы, хотя теоретически не все зависимости параметров биполярных магниточувствительных структур рассчитаны и исследованы [1, 2]. Наибольший интерес представляет зависимость распределения концентрации инжектированных носителей заряда в базовой области биполярного магниточувствительного транзистора от магнитного поля. На основе этой зависимости рассчитывают основные параметры сенсора магнитного поля.

В этой работе исследовано влияние магнитного поля на распределение концентрации инжектированных носителей заряда в биполярных магниточувствительных структурах и определены токи эмиттера и коллектора.

Математическая модель

Наибольшее практическое распространение получили горизонтальные магнитотранзисторы, в которых коллекторы расположены на определенном расстоянии от эмиттера на одной поверхности пластины (рис. 1) [2]. В таких транзисторах магниточувствительные свойства обусловлены двумя эффектами: изменением эффективной длины базы и отклонением инжектированных носителей от коллектора или к нему. При отсутствии магнитного поля инжектированные носители заряда двигаются от эмиттера к коллектору под действием электрического поля. За промежуток времени $t = l / \mu E$ они попадают в область объемного заряда коллектора, при этом они одновременно диффундируют в объем базы на расстояние

$$h = \sqrt{\frac{kT}{qE}} l,$$

где l – расстояние между эмиттером и коллектором, k – постоянная Больцмана, T – температура, E – напряженность электрического поля в базе транзистора, q – заряд электрона. Длина пути носителей заряда, которые вышли из точки $x = 0$, будет равна $W_0 = \sqrt{l^2 + h^2}$.

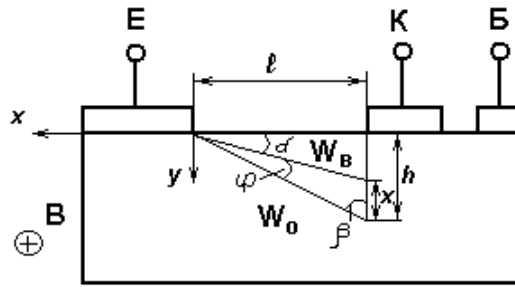


Рис. 1. Структура одноколлекторного магниточувствительного транзистора [2]

В магнитном поле полярности $\oplus B$ носители заряда отклоняются к верхней грани и их путь сокращается к значению W_B . Рассчитаем величину W_B , исходя из рис. 1. При этом считаем, что носители заряда считаются согласно прямым траекториям. Исходя из рис. 1, можно записать

$$\sin(\alpha + \varphi) = \frac{h}{W_0}, \quad (1)$$

$$\sin \alpha = \frac{h - x}{W_B}, \quad (2)$$

$$\cos \alpha = \frac{l}{W_B}. \quad (3)$$

С другой стороны, $\sin(\alpha + \varphi)$ равняется [3]

$$\sin(\alpha + \varphi) = \sin \alpha \cos \varphi + \cos \alpha \sin \varphi. \quad (4)$$

Подставляя (2) и (3) в выражение (4), получим

$$\frac{h}{W_0} = \frac{h - x}{W_B} \cos \varphi + \frac{l}{W_B} \sin \varphi, \quad (5)$$

откуда

$$h - x = \frac{h W_B}{W_0 \cos \varphi} - l \tan \varphi. \quad (6)$$

Из теоремы синусов [3] определяем

$$\frac{x}{\sin \varphi} = \frac{W_B}{\sin \beta}, \quad (7)$$

где $\sin \beta = l / W_0$.

Таким образом, из (7) можно определить

$$x = \frac{W_B W_0 \sin \varphi}{l}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (6), определим зависимость эффективной толщины базы W_B через W_0 при действии магнитного поля. Угол Холла равен $\varphi = \mu B$, при слабых магнитных полях $\mu B < 1$, поэтому $\sin \varphi \approx 0$. Следовательно,

$$W_B = W_0 \left(1 + \frac{l}{h} \tan \varphi \right) \cos \varphi. \quad (9)$$

С учетом действия слабых магнитных полей формула (9) приобретает конечный вид

$$W_B = W_0 \cos \varphi. \quad (10)$$

При разложении в ряд $\cos \varphi$ и сохранении первых двух членов разложения получим

$$\cos \varphi = 1 - \frac{1}{2} \varphi^2 = 1 - \frac{1}{2} (\mu B)^2. \quad (11)$$

При подстановке (11) в формулу (10) определим зависимость изменения эффективной длины базы W_B от действия магнитного поля

$$W_B = W_0 \left[1 - \frac{1}{2} (\mu B)^2 \right]. \quad (12)$$

Теперь переходим к определению зависимости токов биполярного магниточувствительного транзистора от действия магнитного поля. Рассматриваем одномерный случай и стационарный режим работы. Для этого необходимо найти распределение концентрации инжектированных носителей заряда при действии магнитного поля из решения уравнения переноса [4]

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_n}{L_p^2} = 0, \quad (13)$$

где D_p – коэффициент диффузии инжектированных дырок в базу, L_p – диффузионная длина носителей заряда, p – концентрация инжектированных дырок в базу, p_n – равновесная концентрация дырок в базе. Считаем, что носители заряда двигаются в базе диффузионным путем, тогда граничные условия принимают вид

$$p(0) = p_n \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right), \quad (14)$$

$$p(W_B) = p_n \left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right). \quad (15)$$

Решение уравнения (13) приобретает вид

$$p(x) = A_1 e^{K_1 x} + A_2 e^{K_2 x}, \quad (16)$$

где K_1 и K_2 корни квадратного уравнения

$$K^2 - \frac{1}{L_p^2} = 0, \quad (17)$$

тогда

$$K_1 = \frac{1}{L_p}, \quad K_2 = -\frac{1}{L_p}. \quad (18)$$

Коэффициенты A_1 и A_2 находят из граничных условий (14) и (15) при подстановке, вместо x , величин 0 и W_B . Таким образом, можно записать

$$A_1 = \frac{p(W_B) - p(0) e^{-\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)}, \quad A_2 = -\frac{p(W_B) - p(0) e^{\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)}. \quad (19)$$

С учетом (19) решение уравнения переноса (13) принимает вид

$$p(x, B) - p_n = \frac{p(W_B) - p(0)e^{\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)} e^{\frac{x}{L_p}} - \frac{p(W_B) - p(0)e^{\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)} e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (20)$$

Подставим вместо W_B его значения (12) в формулу (20), тогда

$$p(x, B) - p_n = \frac{p(W_B) - p(0)e^{\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right)} e^{\frac{x}{L_p}} - \frac{p(W_B) - p(0)e^{\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right)} e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (21)$$

где μ_p – подвижность дырок, B – магнитная индукция.

Из формулы (21) находим токи эмиттера и коллектора по выражениям

$$I_E = -S_E q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}, \quad (22)$$

$$I_K = -S_K q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=W_B}, \quad (23)$$

где S_E, S_K – площадь поперечного сечения области эмиттера и коллектора. Электронные составляющие токов эмиттера и коллектора не учитываем, поскольку они имеют значение только для установления электрической нейтральности в транзисторе, главную роль играет дырочный ток в транзисторе типа p - n - p . Проведя дифференцирование и подставив полученные результаты в (22) и (23), получим значение токов эмиттера и коллектора от действия магнитного поля

$$I_E = \frac{S_E q D_p p_n}{L_p} cth\left(\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right) \left[\left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) - \frac{1}{ch\left(\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right)} \left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) \right], \quad (24)$$

$$I_K = \frac{S_K q D_p p_n}{L_p} \frac{1}{sh\left(\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right)} \left[\left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) - cth\left(\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right) \left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) \right]. \quad (25)$$

Если в базовой области магнитотранзистора происходит дрейфовое движение носителей заряда, то токи эмиттера и коллектора описываются выражениями

$$I_E = S_E q \mu_p p(x) \Big|_{x=0} E, \quad (26)$$

$$I_K = S_K q \mu_p p(x) \Big|_{x=W_B} E, \quad (27)$$

где E – напряженность электрического поля в базовой области.

При подстановке выражения (21) в формулы (26) и (27) определим токи эмиттера и коллектора

$$I_E = S_E q \mu_p p_n \left[\frac{\left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}}}{\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{2sh \frac{L_p}{L_p}}} - \frac{\left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}}}{\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{2sh \frac{L_p}{L_p}}} \right] E, \quad (28)$$

$$I_K = S_K q \mu_p p_n \left[\frac{\left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}}}{\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{2sh \frac{L_p}{L_p}}} e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} - \frac{\left(e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left(e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}}}{\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{2sh \frac{L_p}{L_p}}} e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} \right] E. \quad (29)$$

Анализ формул (24), (25) и (28), (29) показывает, что при дрейфовом механизме движения носителей заряда в базе магниточувствительного биполярного транзистора зависимость токов эмиттера и коллектора от действия магнитного поля – значительно сильнее по сравнению с диффузионным механизмом движения.

Выводы

На основе решения уравнения переноса для магниточувствительного однокolleкторного биполярного транзистора получена зависимость концентрации инжектированных носителей заряда от действия индукции магнитного поля. Исходя из распределения концентрации инжектированных носителей заряда в базовой области магниточувствительного транзистора, получены аналитические зависимости тока эмиттера и коллектора от индукции магнитного поля для случаев диффузионного и дрейфового механизма движения носителей заряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Готри З. Ю. Мікроелектронні сенсори фізичних величин / За ред. З. Ю. Готри. – Львів: Ліґа-Прес, 2002. – Наукові праці ВНТУ, 2011, № 3

475 с.

2. Викулин И. М. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.

3. Бронштейн И. Н. Справочник по математике / И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. – М.: Наука, 1981. – 718 с.

4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1 / Пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

Осадчук Владимир Степанович – д. т. н., профессор, профессор кафедры электроники.

Осадчук Александр Владимирович – д. т. н., профессор, заведующий кафедрой радиотехники.
Винницкий национальный технический университет.