

©1995 г.

ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ $Cd_xHg_{1-x}Te$ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЛИННОКАНАЛЬНЫХ МДП ТРАНЗИСТОРОВ.

А. А. Градобоев, Ш. Д. Курмашев

Одесский государственный университет им. И.И. Мечникова,
270100, Одесса, Украина
(Получена 11 апреля 1994 г. Принята к печати 15 июня 1994 г.)

Получено уточненное выражение для стокового тока длинноканальных МДП полевых транзисторов на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$, учитывающее характерные особенности этого материала (непараболичность зоны проводимости, вырождение носителей заряда в канале, компенсацию и неполную ионизацию примесей и дефектов). Оценена ошибка традиционного подхода к описанию выходных характеристик МДП полевых транзисторов на основе узкозонных полупроводников по отношению к расчету, учитывающему их особенности.

В оптоэлектронных устройствах, использующих инфракрасную область спектра, перспективно применение МДП полевых транзисторов (МДППТ) с индуцированным каналом на основе узкозонных полупроводников ($InSb$, $Cd_xHg_{1-x}Te$, $Cd_xMn_{1-x}Te$ и др.). Доминирующую роль в формировании характеристик этих приборов наряду с объемными свойствами играют процессы на границе раздела диэлектрик-полупроводник. Свойства границы раздела для МДП структур на основе кремния изучены и подробно описаны в литературе [1,2]. МДП структуры на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ изучены недостаточно полно. Теоретические исследования ведутся в основном в области физических свойств узкозонных материалов. [3,4]. Влияние их особенностей на характеристики соответствующих приборов изучены в гораздо меньшей степени.

Среди моделей длинноканальных МДППТ, предложенных в литературе, одной из самых точных считают модель Пао-Са [5], требующую двойного интегрирования при расчете стокового тока I_d . В работе [6] представлено модифицированное выражение для I_d , содержащее одномерный интеграл. Оригинальная модель Пао-Са и модифицированный расчет [6] основаны на статистике Максвелла-Больцмана и

предполагают полную ионизацию примесей и дефектов в полупроводнике. Между тем $Cd_xHg_{1-x}Te$ (кадмий-ртуть-теллур, КРТ) обладает рядом особенностей, не вписывающихся в рамки традиционного подхода к моделированию характеристик МДППТ. В настоящей работе обсуждается расчет стокового тока в инверсионном канале МДППТ с учетом особенностей КРТ.

1. Для расчета распределения свободных носителей заряда используется статистика Ферми-Дирака. Малая эффективная масса носителей заряда в КРТ и применение его при низких температурах приводят к низкой эффективной плотности состояний в зоне проводимости, и поэтому условие вырождения легко выполняется. Это одно из главных отличий КРТ от кремния, где вырождение наступает только при сильной инверсии или аккумуляции.

2. В представляемом расчете учитывается непараболичность зоны проводимости путем привлечения кейновской модели для описания зависимости энергии от квазиимпульса.

3. В расчете принимается во внимание наличие в объеме и в области пространственного заряда (ОПЗ) компенсированных и частично ионизированных примесей и дефектов. Узкозонные полупроводники часто являются дефектными материалами, в которых отклонение от стехиометрии, также как и наличие примесей, создает электрически активные центры. К примеру, $Cd_xHg_{1-x}Te$, особенно p -типа проводимости, представляет собой сильно компенсированный полупроводник.

В данной работе также анализируется результирующая ошибка, возникающая при традиционном подходе к описанию стокового тока МДППТ на основе КРТ по отношению к расчету с учетом особенностей узкозонных полупроводников.

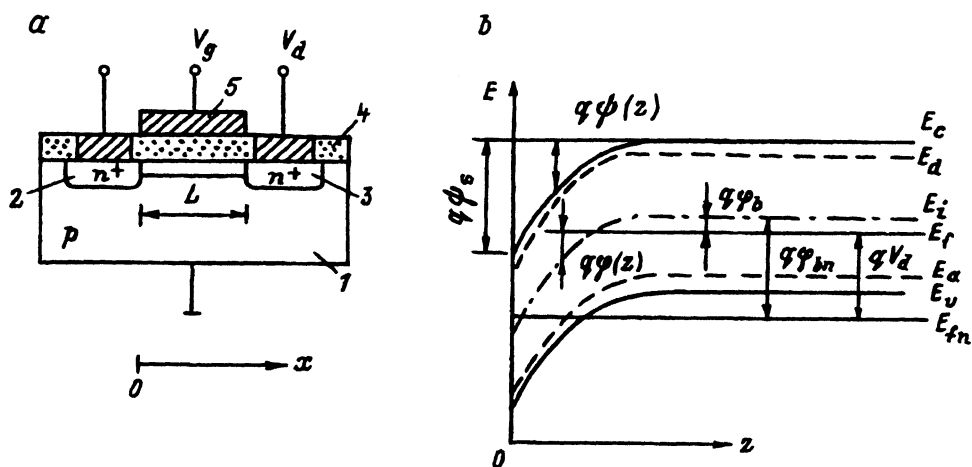


Рис. 1. а — схематическое изображение МДППТ: 1 — подложка, 2 — исток, 3 — сток, 4 — диэлектрик, 5 — затвор, L — длина канала, V_g — затворное напряжение, V_d — стоковое напряжение. б — зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника в неравновесных условиях: E_c — дно зоны проводимости, E_v — потолок валентной зоны, E_d , E_a — энергетическое положение доноров и акцепторов соответственно, E_f — объемный уровень Ферми; E_{fn} — квазиуровень электронов; E_i — середина запрещенной зоны.

1. Расчет стокового тока I_d

Для определенности будем рассматривать n -канальный МДППТ. Подложка считается заземленной. На рис. 1 представлены схематическое изображение МДППТ и энергетическая зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника с обозначением используемых в расчете величин. Здесь $\varphi_b = [E_i(z \rightarrow \infty) - E_f]/q$ — объемный потенциал, $\psi_s = \varphi(z=0) - \varphi_b$ — поверхностный потенциал.

Будем полагать, что квазиуровень неосновных носителей отделяется приложенным напряжением смещения V_d от квазиуровня основных носителей, совпадающего с объемным уровнем Ферми: $E_f = E_{fn} + qV_d$. Также полагаем, что квазиуровень основных носителей не меняется при удалении от поверхности полупроводника.

Для удобства расчетов перейдем к нормированным величинам потенциалов:

$$u = \frac{q\varphi(z)}{kT}, \quad \tilde{u} = \frac{q\psi(z)}{kT}, \quad u_b = \frac{q\varphi_b}{kT}, \quad u_{fn} = \frac{q\varphi_{fn}}{kT}, \quad v = \frac{qV_d}{kT}, \quad \tilde{u}_s = \frac{q\psi_s}{kT}.$$

В качестве исходной примем формулу для стокового тока I_d [6], полученную понижением порядка интегрирования известного выражения Пао-Са [5]. В работе [7] показано, что переход к статистике Ферми-Дирака не изменяет формы описания стокового тока, а лишь корректирует вид функции области пространственного заряда $F(u, u_b, v)$. Согласно [7], ток стока

$$I_d = \mu_n^* \frac{W}{L} C_i \left[(V_g - V_{FB})(\psi_{sL} - \psi_{s0}) - \frac{1}{2} (\psi_{sL}^2 - \psi_{s0}^2) \right] + \mu_n^* \frac{W}{L} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \frac{\varepsilon_s}{L_i} \int_0^{\tilde{u}_{s0}} F(\tilde{u}, u_b, v_0) du - \int_0^{\tilde{u}_{sL}} F(\tilde{u}, u_b, v_L) du, \quad (1)$$

где μ_n^* — эффективная подвижность электронов в канале, W — ширина канала, L — длина канала, C_i — емкость диэлектрика, V_{FB} — потенциал плоских зон, $L_i = \varepsilon kT/2q^2 n_i$ — дебаевская длина экранирования, остальные обозначения общепринятые. Индексом 0 выделены значения соответствующих потенциалов на истоковом конце канала, индексом L — на стоковом.

Функция ОПЗ при традиционном подходе имеет вид [7]

$$F(\tilde{u}, u_b, v) = e^{-\tilde{u}} + \tilde{u} - 1 + e^{u_b} e^{-v} (e^{\tilde{u}} - \tilde{u} e^v - 1). \quad (2)$$

Для приведения $F(u, u_b, v)$ к виду, соответствующему КРТ, необходимо проинтегрировать уравнение Пуассона с учетом указанных выше особенностей этого материала:

$$\frac{d^2 u}{dz^2} = - \frac{p - n + N_d^+ - N_a^-}{2L_i^2 q n_i}. \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 N_a^+ &= N_d - n_d = N_d - N_d \left[1 + g_n \exp \left(\frac{E_d - E_f}{kT} \right) \right]^{-1} = \\
 &= N_d \left[1 + \frac{1}{g_n} \exp \left(\frac{E_f - E_d}{kT} \right) \right]^{-1}; \\
 N_a^- &= N_a - p_a = N_a - N_a \left[1 + \frac{1}{g_p} \exp \left(\frac{E_f - E_a}{kT} \right) \right]^{-1} = \\
 &= N_a \left[1 + g_p \exp \left(\frac{E_a - E_f}{kT} \right) \right]^{-1};
 \end{aligned}$$

$g_n = 1/2$, $g_p = 2$ — факторы вырождения для донорного и акцепторного уровня соответственно; n_d , p_a — концентрации носителей заряда, генерированных с донорного и акцепторного уровня соответственно;

$$n = \frac{3}{4\pi^2} \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{kT}{qP} \right)^3 \int_0^\infty \frac{\sqrt{y(y + W_{cv})(2y + W_{cv})}}{1 + \exp(y + W_{ci} - u)} dy;$$

$$p = \frac{4\pi}{h^2} (2m_p^* kT)^{3/2} F_{1/2}(W_{vi} - u);$$

$$n_i = \frac{3}{4\pi^2} \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{kT}{qP} \right)^3 \int_0^\infty \frac{\sqrt{y(y + W_{cv})(2y + W_{cv})}}{1 + \exp(y + W_{ci})} dy$$

— собственная концентрация носителей заряда для полупроводников с кейновской зоной проводимости; $W_{NM} = (E_N - E_M)/kT$ — нормированное расстояние между двумя любыми энергетическими уровнями N и M (например, W_{cv} — энергетическое расстояние между краями зон проводимости и валентной);

$$F_i(\eta) = \int_0^\infty \frac{y_i}{1 + \exp(y - \eta)} dy$$

— интегралы Ферми; P — матричный элемент перехода (для КРТ $P = 8.3 \cdot 10^{18}$ эВ · с). Интегрируя (3) от $z = 0$ до $z = \infty$ с граничными условиями $u = u_b$ и $du/dz = 0$ при $z = \infty$, а также принимая $u = u_b$ для основных и $u = u_{fn} + \tilde{u} = \tilde{u} + u_b - v$ для неосновных носителей заряда, получим

$$\frac{du}{dz} = -\frac{|\tilde{u}_s|}{\tilde{u}_s} \frac{1}{L_i} F(\tilde{u}_s, u_b, v),$$

где

$$F(\tilde{u}_s, u_b, v) = \left\{ \frac{N_d}{n_i} \ln \left[\frac{1 + (1/2) \exp(W_{di} - \tilde{u}_s - u_b + v)}{1 + (1/2) \exp(W_{di} - u_b + v)} \right] \right\} +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{N_a}{n_i} \ln \left[\frac{1 + (1/2) \exp(u_b + u_s + W_{ai})}{1 + (1/2) \exp(u_b - W_{ai})} \right] - \\
& \frac{\int_0^\infty \sqrt{y(y + W_{cv})} (2y + W_{cv}) \ln \left[\frac{\exp(u_b - v - W_{ci}) + \exp(y)}{\exp(\tilde{u} + u_b - v - W_{ci}) + \exp(y)} dy \right]}{\int_0^\infty \frac{\sqrt{y(y + W_{cv})} (2y + W_{cv})}{1 + \exp(y + W_{ci})} dy} \\
& \left. - \frac{(2/3)F_{3/2}(W_{vi} - u_b) - (2/3)F_{3/2}(W_{vi} - u_b - \tilde{u}_s)}{F_{1/2}(W_{vi})} \right\}^{1/2} \quad (4)
\end{aligned}$$

Для расчета стокового тока I_d с учетом особенностей КРТ функция области пространственного заряда в виде (4) подставляется в выражение (1). Потенциалы \tilde{u}_{s0} и \tilde{u}_{sL} рассчитываются из уравнения

$$V_g = V_{FB} + \tilde{u} + \frac{\varepsilon_s kT}{qL_i} F(\tilde{u}, u_b, v).$$

2. Анализ результатов

Полученные выражения использовались для численного расчета выходных характеристик МДППТ на основе узкозонного твердого раствора $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, приведенных в [8,9], для двух типичных составов $x = 0.211$ и $x = 0.28$ ($E_g = 0.11$ и 0.25 эВ соответственно) при температуре $T = 77$ К. Согласие рассчитанных нами выходных характеристик и экспериментально полученных зависимостей $I_d(V_d)$ [8,9] оказалось вполне удовлетворительным.

Результаты расчета I_d сравнивались с данными вычислений стокового тока без учета особенностей КРТ (I_d^0), т.е. при использовании функции ОПЗ традиционного типа (2). Кроме ширины запрещенной зоны варьировались уровень легирования ($N_a = 10^{15} - 10^{17}$ см $^{-3}$) и степень компенсации материала подложки. Анализ зависимости ошибки $ER = (I_d^0 I_d) / I_d$ от затворного и стокового потенциалов выявил три характерных участка ER для различных диапазонов затворных напряжений (рис. 2). В режиме слабой инверсии, когда степень вырождения незначительна, ошибка минимальна и определяется степенью ионизации доноров и акцепторов в объеме полупроводника (кривая 1). При

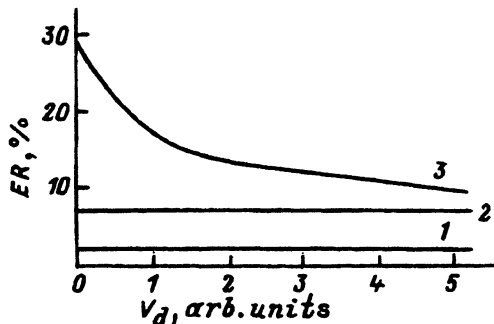


Рис. 2. Диаграмма ошибки стокового тока I_d при отказе от учета особенностей КРТ. Расчет для МДППТ на основе $p\text{-Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$. $T = 77$ К, $N_a = 10^{16}$ см $^{-3}$, $N_d = 7 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $E_a = 15$ мэВ, $E_d = 0$, $V_g(1) < V_g(2) < V_g(3)$.

дальнейшем увеличении затворного напряжения уровень Ферми располагается выше компенсирующего уровня и часть доноров оказываются неионизированными, в то время как акцепторы остаются ионизированными полностью. Это приводит к изменению суммарного заряда обедненного слоя. В результате изгиб зон у истокового конца канала меньше, а стоковый ток больше, чем при расчете без учета степени компенсации. Ошибка в этом случае по-прежнему не зависит от стокового потенциала и составляет 4–8 % в зависимости от степени компенсации (кривая 2). В области сильной инверсии степень вырождения носителей заряда в канале резко повышается и ошибка значительно возрастает. Падение ER с ростом стокового напряжения объясняется сокращением вырожденной части канала в результате насыщения стокового тока (кривая 3).

При переходе к составу с $x = 0.28$ ошибка уменьшается и для относительно широкого диапазона затворных напряжений не превышает 5 %.

Выводы

1. Показана важность учета особенностей узкозонных полупроводников (например, $Cd_xHg_{1-x}Te$) при расчете характеристик МДППТ на их основе. Необходимость использования уточненных выражений возрастает с уменьшением ширины запрещенной зоны и увеличением степени компенсации используемого материала.

2. Привлечение выражений, наиболее полно учитывающих влияние объемных свойств узкозонных материалов, весьма полезно при анализе квантовых эффектов в квазидвумерном электронном газе, реализующемся в канале МДППТ на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ [10–13].

Авторы благодарят В.И. Стафеева за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] *Свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник*, под ред. А.В. Ржанова (Москва, 1976).
- [2] E.H. Nicollian, J.R. Brews. *MOS (Metal-oxide-semiconductor) Physics and Technology* (N.Y., 1982).
- [3] I.S. Nachev. *Semicond. Sci. Technol.*, **3**, 29 (1988).
- [4] I. Bloom, Y. Nemirovsky. *Sol. St. Electron.*, **31**, 17 (1988).
- [5] H.C. Pao, C.T. Sah. *Sol. St. Electron.*, **9**, 927 (1966).
- [6] R.F. Pierret, J.A. Shields. *Sol. St. Electron.*, **26**, 143, (1983).
- [7] B. Majkusiak, A. Jak. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-34**, 2560 (1987).
- [8] В.П. Пономаренко, И.В. Шиманский, В.И. Стафеев. *ФТП*, **22**, 62 (1988).
- [9] В.П. Пономоренко, Е.А. Салмин, В.И. Стафеев, И.В. Шиманский. *ФТП*, **23**, 189 (1989).
- [10] J. Zollner. *Phys. St. Sol. (b)*, **148**, 511 (1988).
- [11] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., 1985).
- [12] А.А. Градобоев, Ш.Д. Курмашев, В.П. Пономоренко, И.И. Санина, В.И. Стафеев, И.В. Шиманский. *Тез. докл. сем. по горячим электронам в полупроводниковых структурах с пониженной размерностью* (М., 1990) с. 45.
- [13] Ш.Д. Курмашев, И.И. Санина, А.А. Градобоев, В.И. Стафеев, В.П. Пономоренко. *Тез. докл. XII Всес. конф. по физике полупроводников* (Киев, 1990). с. 319.

Редактор Л.В. Шаронова

The influence of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ properties on characteristics of long-channel IGFET

A.A.Gradoboev, Sh.D.Kurmashev

I.I. Mechnikov State university, 270057 Odessa, the Ukraine
