

06.2
©1995

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ КВАНТОВОЙ ЯМЫ НА ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ ИНВЕРСИОННОГО СЛОЯ МОП ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА

*В.М. Борздов, М.М. Врубель,
О.Г. Жевняк, Ф.Ф. Комаров*

Перенос электронов в n -канале кремниевого субмикронного МОП полевого транзистора, как известно, осуществляется в условиях сильных электрических полей, как поперечного, образованного затворным напряжением, так и продольного, образованного стоковым напряжением [1]. Величина поперечного (эффективного) поля определяет потенциал поверхности и, следовательно, влияет на искривление энергетических зон у границы раздела Si-SiO₂. Ввиду того, что толщина образующегося при этом инверсионного слоя сравнима с длиной волны де Бройля носителей заряда, их энергия в этом слое квантуется, а кинетические свойства будут отличными от таковых в объеме полупроводника [2]. В случае слабых продольных полей, когда напряжение на стоке V_d много меньше напряжения на затворе V_g , потенциал поверхности практически постоянен в направлении x вдоль канала и кинетические свойства носителей вдоль этого направления не претерпевают существенных изменений. В то же время в сильных продольных полях, когда V_d больше V_g , потенциал поверхности будет существенно изменяться вдоль канала, поэтому кинетические параметры, характеризующие перенос носителей, должны зависеть от координаты x [3,4].

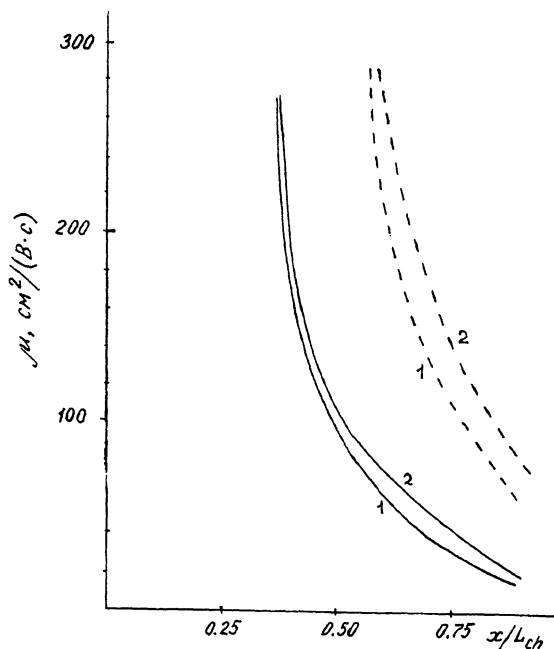
Уже в линейном режиме работы кремниевого субмикронного МОП полевого транзистора как продольное, так и эффективное поля в его канале будут неоднородными [1]. Непостоянство величины эффективного поля с координатой x вследствие изменения потенциала поверхности вдоль канала приводит к тому, что спектр электронов, а также кинетические параметры квазидвумерных носителей, в частности интенсивности рассеяния, заселенности подзон, подвижность, дрейфовая скорость, будут значительно изменяться вдоль этой координаты ввиду того, что данные параметры зависят от геометрических размеров квантовой ямы инверсионного слоя, которые, в свою очередь, определяются величиной эффективного поля [2]. Однако вплоть до настоящего времени влияние изменения формы квантовой ямы вдоль

канала на кинетические параметры, характеризующие перенос квазидвумерных носителей при моделировании электронного транспорта, в МОП транзисторах не было рассмотрено.

В данной статье ставилась задача оценить это влияние при температуре $T = 300$ К на подвижность носителей заряда в n -канале кремниевого субмикронного МОП полевого транзистора с помощью моделирования электронного переноса методом Монте-Карло. Рассматривались два режима работы МОП полевого транзистора: $V_g = 1$ В, $V_d = 1$ В и $V_g = 1$ В, $V_d = 3$ В. Поверхностная концентрация электронов на границе Si-SiO₂ в этом случае равнялась 10^{16} м⁻². Остальные параметры модели были взяты такими же, как и в работе [5]. То же касается и алгоритма моделирования. При этом электрон-электронное рассеяние в случае квазидвумерных носителей учитывалось согласно [6], а трехмерных — согласно [7]. В качестве второго носителя при соударении выбирался электрон со средней энергией носителей заряда в той ячейке полевой аппроксимации, в которой происходит взаимодействие электронов. Переход квазидвумерных носителей в трехмерное состояние осуществлялся по достижении ими пороговой энергии E_{th} , равной величине изгиба зон у поверхности кремния, соответствующего области инверсии.

На рисунке приведено изменение подвижности носителей заряда в инверсионном слое кремниевого субмикронного МОП полевого транзистора вдоль канала как с учетом изменения формы квантовой ямы (кривые 1), так и без него (кривые 2). Штриховые кривые — $V_g = 1$ В, $V_d = 1$ В, сплошные кривые — $V_g = 1$ В, $V_d = 3$ В. Кривые 2 получены по аналогии с результатами работы [5]. Кривые же 1 были получены следующим образом. Вначале проводилось моделирование с постоянными энергетическими уровнями и были рассчитаны значения соответствующих потенциалов поверхности и приповерхностных областей канала с помощью численного решения уравнения Пуассона по мере накопления статистической информации в каждой ячейке полевой аппроксимации. При этом весь канал разбивался на несколько поперечных сечений и далее значения энергетических уровней в каждом сечении определялись в результате решения уравнения Шредингера, где потенциал квантовой ямы аппроксимировался кусочно-линейной функцией вида

$$V(z) = \begin{cases} \infty & z < 0 \\ V_I + \frac{V_{i+1} - V_i}{z_{i+1} - z_i} (z - z_i) & z_i < z < z_{i+1}, i = 0, 1, \dots, N-1 \\ V_N & z \geq z_N \end{cases} \quad (1)$$



Зависимость средней подвижности электронов μ от координаты x вдоль канала.

Уравнение Шредингера для электрона в области $0 < z < z_N$ имело вид

$$-\frac{\hbar^2 d^2 \psi(z)}{2m_z dz^2} - (E - V(z))\psi(z) = 0, \quad (2)$$

где $\psi(z)$ — волновая функция электрона, m_z — эффективная масса вдоль направления квантования, e — заряд, E — энергия.

Решение этого уравнения в каждой из областей $z_i < z < z_{i+1}$ представляет собой линейную комбинацию функций Эйри [8]

$$\psi_i(z) = a_i Ai(Z_i) + b_i Bi(Z_i), \quad (3)$$

где $Z_i = -(2m_z / (e\hbar S_i)^2)^{1/3} (E - V(z))$, $S_i = (V_{i+1} - V_i) / (z_{i+1} - z_i)$.

Условия связи волновых функций и их первых производных в точках z_i , где $i = 1, 2, \dots, N - 1$, записываются следующим образом:

$$a_i Ai_j(Z_i) + b_i Bi(Z_i) = a_{i+1} Ai(Z_{i+1}) + b_{i+1} Bi(Z_{i+1}), \quad (4)$$

$$S_i^{1/3} (a_i Ai'(Z_i) + b_i Bi'(Z_i)) = S_{i+1}^{1/3} (a_{i+1} Ai'(Z_{i+1}) + b_{i+1} Bi'(Z_{i+1})).$$

Штрих в (4) обозначает дифференцирование по аргументу функции. Условия связи в граничных точках ямы имеют вид

$$a_0 Ai(Z_0) + b_0 Bi(Z_0) \Big|_{z=0} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{a_N Ai'(Z_N) + b_N Bi'(Z_N)}{a_N Ai(Z_N) + b_N Bi(Z_N)} = - \frac{((V_N - E)/(2m_z \hbar^2))^{1/2}}{Z_N'(z)} \Big|_{z=Z_N}$$

Система уравнений, составленная из $(n - 1)$ пары уравнений типа (4) и двух уравнений (5), является линейной однородной системой из $2n$ уравнений относительно $2n$ переменных a_I и b_I . Нетривиальное решение для такой системы существует при условии, что ее определитель равен 0. С помощью этого условия были найдены собственные значения уравнения (2) для конкретных потенциальных ям типа (1).

Анализ полученных зависимостей показывает, что наибольшее расхождение между кривыми 1 и 2 наблюдается, во-первых, возле стока, когда происходит заметное изменение формы квантовой ямы, вызванное стоковым напряжением, а во-вторых, в случае, когда V_g больше либо равно V_d . Последний результат может быть объяснен тем фактом, что при малых значениях V_d средняя подвижность носителей заряда в n -канале в основном определяется дрейфом квазидвумерных электронов, расположенных внутри квантовой ямы. В то же время при больших значениях V_d такие электроны достаточно быстро разогреваются и переходят в трехмерное состояние [5]. В этом случае, следовательно, влияние изменения формы квантовой ямы по длине канала на среднюю подвижность электронов будет менее существенно.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что при моделировании электронного переноса в n -канале кремниевого субмикронного МОП полевого транзистора, работающего в режиме $V_g < V_d$, влиянием изменения формы квантовой ямы по длине канала на кинетические параметры носителей заряда можно пренебречь.

Список литературы

- [1] Ферри Д., Эйкерт Л., Гринич К. Электроника ультрабольших интегральных схем. М., 1991. 327 с.
- [2] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [3] Казьмин О.И., Баннов Н.А. // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. В. 2. С. 112-125.
- [4] Fischetti M., Laux S. // Phys. Rev. 1988. V. B38. N 14. P. 9721-9745.
- [5] Борздов В.М., Жемяк О.Г., Широков А.М. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 16. С. 33-37.

- [6] *Goodnick S.M., Lugli P.* // Phys. Rev. 1988. V. B37. N 5. P. 2578–2588.
- [7] *Matulionis A., Pozela J., Reklaitis A.* // Solid State Comm. 1975. V. 16. N 9. P. 1133–1137.
- [8] *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами* / Под ред. М. Абрамовица и И.А. Стигуна. М.: Наука, 1979. 832 с.

Белорусский государственный
университет

Поступило в Редакцию
4 августа 1994 г.
