

Инжекционные токи в кремниевых структурах с блокированной прыжковой проводимостью

© Д.Г. Есаев[¶], С.П. Сеница

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 4 апреля 2000 г. Принята к печати 14 апреля 2000 г.)

Показано, что инжекционные токи в структурах с блокированной прыжковой проводимостью (ВІВ-структуры) могут быть интерпретированы как токи термоэлектронной эмиссии Ричардсона через потенциальные барьеры. Потенциальные барьеры определяются химическим потенциалом электронов в областях $N^{++}-N^+$ ($N^{++}-I$). Также показано, что измерение потенциала инжекции является удобным методом определения степени компенсации в кремниевых структурах с "омическими" контактами.

1. Введение

Известно, что при понижении температуры проводимость полупроводниковых, в том числе кремниевых, структур при концентрации примеси меньше концентрации, соответствующей переходу Мотта, в слабых электрических полях последовательно определяется следующими механизмами: собственно проводимостью, примесной проводимостью по зоне основных носителей, прыжковой проводимостью по примесной зоне.

В силу активационной зависимости всех этих механизмов величина проводимости структуры в области омичности при понижении температуры уменьшается до неизмеримо малых величин и структура становится скорее диэлектрической, чем полупроводниковой. Такое поведение проводимости наблюдается в экспериментах с резисторными структурами [1], $P-I-N$ -диодами [2] и фотоприемными структурами с блокированной прыжковой проводимостью (ВІВ-структурами) [3]. Однако при увеличении напряжения на этих структурах в них снова возникает ток, и этот ток часто контролируется механизмами контактной инжекции. Не вдаваясь в детали теории инжекционных токов [4], отметим лишь те основные ее допущения, которые существенны для дальнейшего рассмотрения. Модель монополярной инжекции предполагает:

– в стационарных условиях существует термодинамическое равновесие между свободными и локализованными носителями заряда;

– электрическое поле на инжектирующем контакте равно нулю при любой величине тока через контакт.

Поскольку в реальных полупроводниках наряду с основной легирующей примесью всегда существует неконтролируемая компенсирующая примесь N_{com} , концентрация ионизованных положительных и отрицательных центров стремится при понижении температуры к конечной величине $N^+ = N^- = N_{\text{com}}$.

Теория инжекционного тока позволяет определить предельное напряжение U_0 , при котором заряд на втором

(стоковом) электроде структуры длиной L еще может быть скомпенсирован перезарядкой ионизованных центров:

$$U_0 = qN_{\text{com}}L^2 / (2\varepsilon\varepsilon_0),$$

где ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 — диэлектрическая постоянная. При дальнейшем увеличении напряжения теория предсказывает резкий рост тока [4,5]. Однако вопрос о зависимости инжекционного тока от напряжения и температуры эта теория не решает в силу второго из отмеченных выше допущений. По этой причине в ряде работ предприняты попытки рассмотреть природу потенциального барьера на инжектирующем контакте и зависимость его величины от внешнего напряжения.

Так, в резисторных структурах [1] потенциальный барьер связывается с феноменологическим эффектом сужения запрещенной зоны при сильном легировании [6]. В $P-I-N$ -диодах авторы работы [2] предполагают, что сужение запрещенной зоны при увеличении уровня легирования происходит за счет расширения верхней хаббардовской зоны, состоящей из D^- -состояний донорной примеси для n -полупроводника. Природа и величина потенциального барьера на гомопереходе сильно и слабо легированного кремния рассмотрены в работах [7,8] с точки зрения его использования для регистрации инфракрасного излучения дальнего диапазона ($\lambda = 100-1000$ мкм). Авторы [7,8] считают, что величина барьера для электронов в n -Si определяется эффектом сужения запрещенной зоны, а ход потенциала — силами зеркального изображения и эффектом Пула-Френкеля.

Цель данной работы — показать, что инжекционные токи в ВІВ-структуре при обеих полярностях напряжения определяются диффузионными потенциальными барьерами, возникающими на границах ВІВ-структуры с контактными областями N^{++} за счет разности химических потенциалов электронов между областями N^{++} и N^+ (либо N^{++} и I).

[¶] Факс: (3832) 332592

E-mail: esaev@thermo.isp.nsc.ru

2. Модель ВІВ-структуры

Для определенности будем рассматривать ВІВ-структуру на основе кремния, легированного мышьяком. Распределение концентрации мышьяка по координате в такой структуре приведено, например, в работе [3]. В соответствии с этим распределением, экспериментами по измерению проводимости $N^{++}-N^+-N^{++}$ -структуры, полученной из ВІВ-структуры после стравливания блокирующего слоя [9], и сделанными выше допущениями можно построить потенциальную диаграмму такой структуры (рис. 1).

При этом сделаны следующие допущения. Предполагается, что как "замурованный" эпитаксиальный контакт к фоточувствительному рабочему N^+ -слою, так и внешний диффузионный контакт к блокирующему слою являются резкими и переходные слои не рассматриваются. В фоточувствительном слое концентрация примеси постоянна. Положение уровня Ферми в фоточувствительном слое, в соответствии с измерениями проводимости в нем, определяется статистикой примесной зоны [10]. В фоточувствительном слое наряду с основной легирующей примесью присутствует компенсирующая акцепторная примесь с постоянной фоновой концентрацией N_a . Изменением потенциала между N^+ - и I -слоями пренебрегаем ввиду ее малости. Электроны в зоне проводимости и "дырки" в примесной зоне подчиняются статистике Больцмана в существенном для задачи интервале температур 6–20 К.

Зависимость потенциала P от координаты Z в такой модели описывается уравнением Пуассона в области $0 \leq Z \leq Z_m$, где Z_m — положение максимума потенциала $P = P_m$ при положительном смещении на внешнем электроде структуры:

$$\frac{d}{dP} \left(\frac{dP}{dZ} \right)^2 = [P_C \exp P - N_C \exp(-P) - 1]. \quad (1)$$

Здесь $P = -(qU/kT)$ — безразмерный потенциал, $Z = X/X_0$ — безразмерная координата,

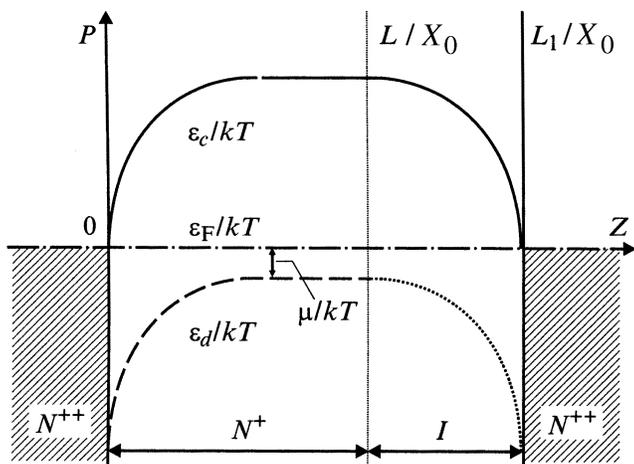


Рис. 1. Схема распределения потенциала в ВІВ-структуре при нулевом смещении.

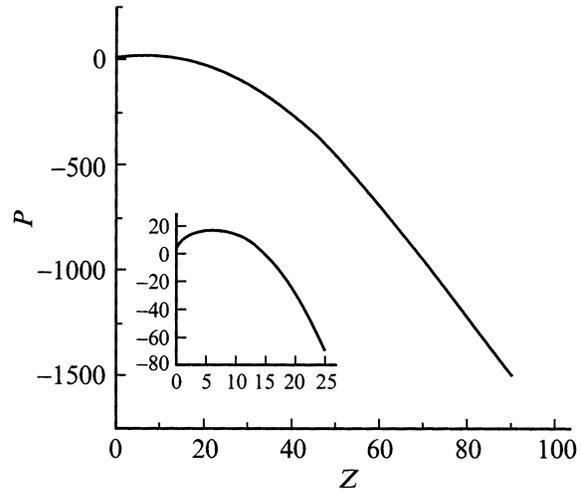


Рис. 2. Расчет потенциала в ВІВ-структуре при положительном смещении, на $N^{++}-I$ -контакте. Параметры расчета: $N_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $L = 10 \text{ мкм}$, $L_1 = 15 \text{ мкм}$, $T = 10 \text{ К}$.

$X_0 = (\epsilon \epsilon_0 kT / 2qN_a)$ — длина экранирования,

$$N_C = (N_c / N_a) \exp[-(E_c - E_d - \mu) / kT],$$

$$P_C = \exp[-(E_c - E_d) / kT],$$

N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. В области $Z_m \leq Z \leq L/X_0$ в правой части уравнения (1) учитывается только плотность заряда ионизованных акцепторов. В области блокирующего слоя $L/X_0 \leq Z \leq L_1/X_0$ правая часть предполагается равной нулю. Граничные условия имеют следующий вид: $P = 0$ при $Z = 0$, $P = P_b$ при $Z = L_1/X_0$, где P_b — безразмерный потенциал на внешнем электроде структуры. При отрицательном смещении на внешнем электроде и малом токе задача о вычислении барьера для инжекции электронов из внешнего N^{++} -контакта в блокирующий I -слой несколько упрощается, поскольку практически все смещение падает в блокирующем слое.

Уравнение (1) один раз интегрируется точно, второй раз — численно. Постоянная, возникающая после первого интегрирования, определяется из условия $Z(P_b) - Z(0) = L_1/X_0$ с помощью итерационной процедуры. Результаты расчета потенциала $P(Z)$ для модели ВІВ-структуры при напряжении на ней $V = 1.29 \text{ В}$ и $T = 10 \text{ К}$ приведены на рис. 2. Из приведенных результатов видно, что на зависимости $P(Z)$ существуют три характерные области поведения потенциала. При малых значениях Z ход потенциала определяется свободными электронами, диффундировавшими из N^{++} -контакта в N^+ -область, и зависимость $P(Z)$ является логарифмической функцией. При увеличении Z поведение потенциала контролируется зарядом ионизованных акцепторов N_a^- и $P(Z)$ является квадратичной функцией. В области блокирующего слоя ($Z \geq 60$), в соответствии с допущениями модели, $P(Z)$ — линейная функция.

На рис. 3 приведена зависимость потенциала в максимуме (P_m) от внешнего смещения. Видно, что при малых смещениях P_m равно своему равновесному значению в нейтральной части N^+ -фотослоя. Затем потенциал P_m быстро уменьшается, пока координата Z_m не приблизится к той области, где поведение $P(Z)$ контролируется свободными электронами. Далее изменение $P_m(P_b)$ замедляется.

3. Напряжение инжекции

В соответствии с [5] инжекционный ток в ВІВ-структуре n -типа возникает при напряжении V_i , при котором область пространственного заряда достигает отрицательного N^{++} -контакта. Величина V_i определяется выражением

$$V_i = \frac{qN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0}(2L_xL_{1x} - L_x^2), \quad (2)$$

где N_a — концентрация компенсирующих акцепторов, L_x и L_{1x} — толщины N^+ -фотослоя и ВІВ-структуры. Модель [5] не учитывает существование потенциального барьера у инжектирующего контакта. Инжекционный ток $J(V)$ при $V > V_i$ вычисляется как дрейфовый ток

$$J = qn\mu_n E - \text{const},$$

удовлетворяющий уравнению

$$\text{div}E + (q/\varepsilon\varepsilon_0)(-n - N_a^-)$$

с граничным условием $E = 0$ на контакте $Z = 0$. Очевидным недостатком этой модели является отсутствие температурной зависимости напряжения инжекции и неограниченное увеличение концентрации инжектированных электронов на контакте.

Анализ поведения потенциала P_m , полученного путем решения (1), показывает (рис. 3), что с увеличением V потенциальный барьер стремится не к нулю, а

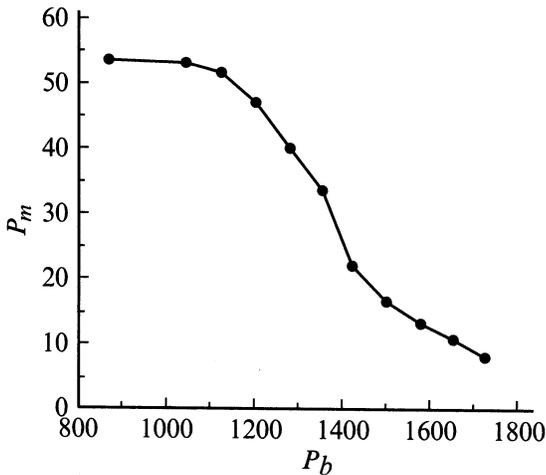


Рис. 3. Зависимость максимума потенциала от смещения на ВІВ-структуре при положительной полярности; $N_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $L_x = 10 \text{ мкм}$, $L_{1x} = 15 \text{ мкм}$, $T = 10 \text{ К}$.

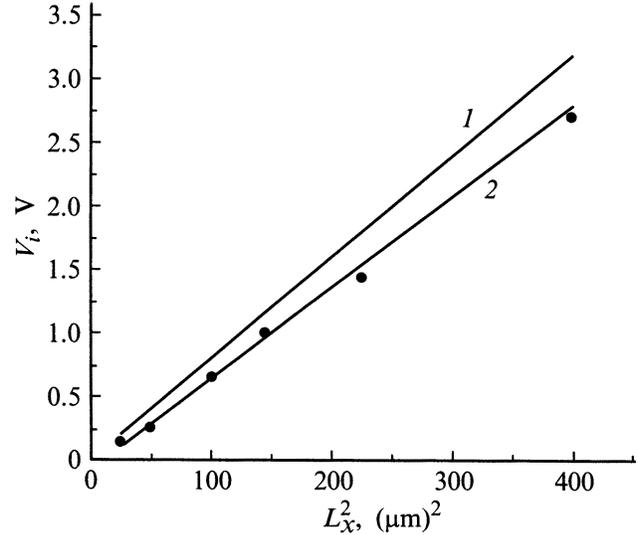


Рис. 4. Расчет зависимости напряжения инжекции от толщины ВІВ-структуры: 1 — в соответствии с работой [5], 2 — в соответствии с выражением (3), точки — согласно уравнению (1).

к величине $(kT/q)\ln(N_c/N_a)$. Такое поведение следовало ожидать, так как при $V \rightarrow V_i$ слои обеднения смыкаются в ВІВ-структуре и дальнейшее изменение внешнего смещения экранируется не ионизованными акцепторами, а свободными электронами в N^+ -слое вблизи N^{++} -контакта. При учете этой экранировки напряжение инжекции приобретает вид

$$V_1^* = V_i - 2 \left(V_i \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c}{N_a} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где V_i определяется выражением (2).

На рис. 4 представлены результаты расчета напряжения инжекции в зависимости от L_x^2 при $L_{1x} = L_x$ в соответствии с формулой (2) — прямая 1, с формулой (3) — кривая 2, а также в соответствии с процедурой вычисления P_m , где напряжение на внешней границе структуры принималось равным V_1^* . Максимум потенциала P при $V = V_1^*$ оказался равным $P_m = 15.8 - 0.8$. Разброс расчетных точек связан с принятыми расчетными погрешностями.

4. Инжекционные токи в ВІВ-структуре

Инжекционные токи в ВІВ-структуре можно объяснить в рамках термоэлектронной эмиссии Ричардсона из высоко легированных N^{++} -контактов в объем N^+ - или I -слоя через потенциальный барьер P_m , связанный со скачком химического потенциала. Последний вычисляется независимым образом из положения энергии донорного уровня мышьяка в кремнии [11] и измерения химического потенциала в объеме N^+ -слоя [9]. Зависимость P_m от напряжения на внешнем электроде контролируется тремя параметрами: L_x , L_{1x} и N_a , определяемыми

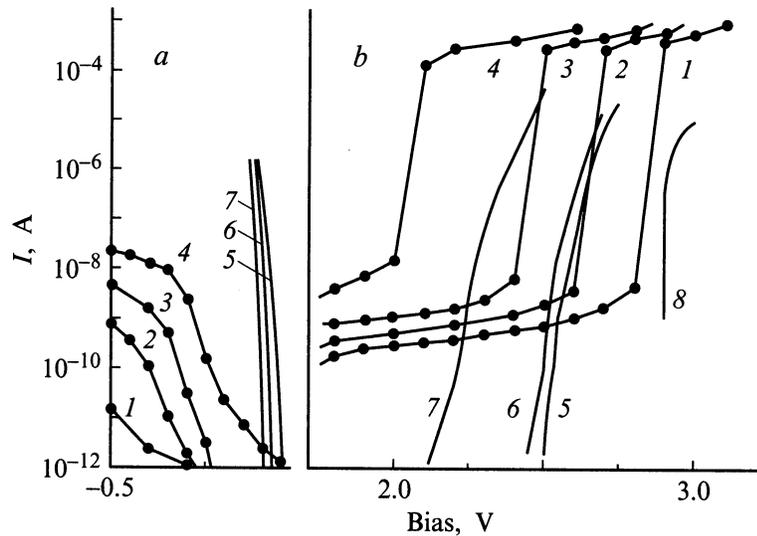


Рис. 5. Полевая зависимость тока в ВІВ-структуре при отрицательной (а) и положительной (b) полярности напряжения; 1–4 — экспериментальные данные [3], 5–7 — расчетные инжекционные зависимости, 8 — по результатам работы [5]. Температура T , К: 1 — 7.4, 2 — 9.7, 3 — 11.6, 4 — 14.9, 5 — 6, 6 — 10, 7 — 15.

независимыми способами из измерения распределения сопротивления растекания на шар-шлифе и измерения зависимости емкости ВІВ-структуры от смещения [3].

Ток эмиссии Ричардсона описывается выражением

$$J(V) = A^* T^2 \exp[-P_m(V, T)], \quad (4)$$

где A^* — эффективная постоянная Ричардсона $A^* = AM$. Здесь $A = 120 \text{ A}/(\text{cm}^2 \text{K}^2)$ — постоянная Ричардсона для эмиссии в вакуум, M — множитель, равный для кремния $M = 2.1$ в случае эмиссии в направлении $\langle 100 \rangle$ [12].

На рис. 5 приведены расчетные зависимости инжекционного тока от приложенного напряжения, полученные по описанной выше методике вычисления $P_m(V, T)$. Там же приведены экспериментальные данные [3] и расчетные данные согласно работе [5]. Видно, что предложенная модель правильно предсказывает величину напряжения инжекции как при положительном смещении, так и при отрицательном, где модель [5] не работает. Правильно предсказывается и направление смещения напряжения инжекции при изменении температуры. Однако удовлетворительного количественного соответствия между расчетом и экспериментом нет. По-видимому, главная причина несоответствия между расчетом и экспериментом связана с тем, что при расчете потенциала в области контакта пренебрегалось реальным размытием концентрации примеси, что привело к более сильной зависимости $P_m(V)$ в области $V < 0$. Температурный сдвиг экспериментальных вольт-амперных характеристик в сторону увеличения V_i^* при понижении температуры — более сильный по сравнению с расчетом как при $V > 0$, так и при $V < 0$. В работе [9] этот сдвиг связывается с захватом электронов на центр As^+ . Основанием для такой связи является возникновение

гистерезиса при измерении вольт-амперных характеристик при температуре ниже 7 К. При этом потенциал инжекции зависит от величины тока при $V < V_i^*$.

5. Заключение

1. Показано, что инжекционные токи в ВІВ-структуре, определяющие основное поведение вольт-амперных характеристик, могут быть интерпретированы как термоэлектронная эмиссия Ричардсона через потенциальные контактные барьеры.

2. Уточнено выражение, определяющее потенциал инжекции.

3. Установлено, что измерение потенциала инжекции при низких температурах может явиться удобным и точным методом измерения концентрации компенсирующей примеси (в частности, при малых степенях компенсации $K \leq 10^{-4}$) в кремниевых структурах с "омическими" контактами.

Список литературы

- [1] E. Simoen, B. Dierickx, L. Deferm, C. Claeys, G. Deckerck. *J. Appl. Phys.*, **68**, 4091 (1990).
- [2] Y. Yang, D.D. Coon, P.F. Shepard. *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 752 (1984).
- [3] Д.Г. Есаев, С.П. Сеница, Е.В. Чернявский. *ФТП*, **33**, 614 (1999).
- [4] М. Ламперт. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [5] B.G. Martin. *Sol. St. Electron.*, **33**, 427 (1990).
- [6] D.D. Coon, S.D. Gunapala. *J. Appl. Phys.*, **57**, 5525 (1985).
- [7] A.G.U. Perera, H.X. Yuan, M.H. Francombe. *J. Appl. Phys.*, **77**, 915 (1995).

- [8] H.X.Yuan, A.G.U. Perera. Appl. Phys. Lett., **66**, 2262 (1995).
- [9] Д.Г. Есаев, С.П. Синица, Е.В. Чернявский. ФТП, **33**, 1005 (1999).
- [10] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [11] N. Sclar. Prog. Quant. Electron., **9**, 214 (1984).
- [12] C.R. Crowell. Sol. St. Electron., **8**, 395 (1965).

Редактор Т.А. Полянская

Injection currents in silicon blocked impurity band structures

D.G. Esaev, S.P. Sinita

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract It is shown that injection currents in silicon blocked impurity band (BIB) structures may be interpreted as Richardson thermionic emission above contact potential barriers. That potential barriers are controlled by chemical potential of electrons in $N^{++}-N^+$ ($N^{++}-I$) contact regions. It is found that measurement of injection potential is a convenient method for determination of the compensating factor in silicon structures with ohmic contacts at cryogenic temperatures.