01

К РАСЧЕТУ МДП СТРУКТУРЫ С КВАЗИОДНОМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

С. В. Козырев, В. Ю. Осипов

Анализируются сверхузкие (шириной ≤1 мкм) квазиодномерные n-МДП каналы на кремнии, ограниченные с боков обратносмещенными относительно n-подложки p^+-областями. Рассматриваются вопросы о распределении зарядов в структуре, о расслоении средней n-области. Особое внимание уделяется приближению сильно неоднородного двумерного электронного газа и соответствующей постановки задачи в квазиравновесном рассмотрении, когда квазиуровень Ферми для электронов в области аккумуляции в общем случае не совпадает с уровнем Ферми нейтральной части n-полупроводника. При этом принимается во внимание квантование в $+z$-направлении, а вдоль x-направления ситуация рассматривается классически.

Введение

Электронный шнур в МДП структуре с квазиодномерным электронным газом [1—5] является сложным (даже без учета квантования) нелинейным объектом, требующим для своего описания согласованного решения двумерных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных.

В работе [6] квазиодномерный канал исследовался с учетом влияния подвижных носителей, однако в режиме слабого заполнения. В данной работе развивается аналитический подход, предложенный в [6], и в рамках аналитического подхода рассматриваются неисследованные ранее вопросы, а именно распределение зарядов в системе, расслоение средней n-области, анализируется также метод решения задачи в области сильной аккумуляции в приближении неоднородного двумерного электронного газа (при учете лишь квантования в z-направлении). Данные вопросы представляют интерес не только для общего понимания физики процессов, происходящих в структуре, но и в связи с изучением задачи о характере расширения проводящего канала с ростом напряжения на затворе, т.е. задачи о переходе от квазиодномерного к двумерному электронному газу с ростом числа носителей в канале.

1. Баланс зарядов в системе

В работе [6] для распределения потенциалов в n-области полупроводника $\varphi(x,z)$ и диэлектрике $\varphi_d(x,z)$ были получены следующие выражения[1] (рис. 1):

$$\varphi(x,z) = \frac{2\pi e n_0}{\varkappa_{nn}}(l^2 - x^2) + V_c + \sum_{k=0}^{\infty} A_k \cos\left[\frac{\pi x(2k+1)}{2l}\right] \times$$
$$\times \exp\left[-\frac{\pi z(2k+1)}{2l}\right], \qquad (1)$$

[1] В целях ясности дальнейшего изложения формулы (1)—(4) приводятся из работы [6].

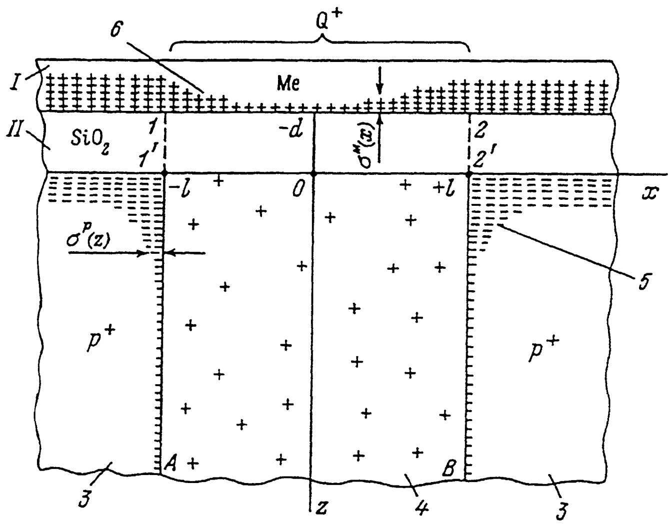

Рис. 1. Распределение зарядов в структуре.

1 — металлический затвор; *2* — слой двуокиси кремния; *3* — боковые p^+-области; *4* — средняя *n*-область; *5* — избыточный, быстро затухающий в $+z$-направлении отрицательный поверхностный заряд; *6* — неоднородное распределение поверхностной плотности положительного заряда на металле затвора. Нейтральная *n*-подложка на рисунке не показана.

где

$$A_k = \frac{4(-1)^k}{\pi\,(2k+1)}\,\frac{V_g - V_c - \dfrac{16\,en_0\,l^2}{\pi æ_{\text{пп}}\,(2k+1)^2}\,\dfrac{\pi\,(2k+1)\,d/2l}{\operatorname{th}\,(\pi(2k+1)d/2l)}}{\dfrac{\pi(2k+1)d/2l}{\operatorname{th}\left[\dfrac{\pi d\,(2k+1)}{2l}\right]} + \dfrac{æ_{\text{пп}}}{æ}\,\dfrac{\pi d\,(2k+1)}{2l}} \tag{2}$$

и

$$\varphi_d\,(x,z) = V_c + (V_c - V_g)\,\frac{z}{d} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\operatorname{sh}\dfrac{\pi(2k+1)(z+d)}{2l}}{\operatorname{sh}\dfrac{\pi\,(2k+1)d}{2l}}\,f_k\,\times$$

$$\times\,\cos\frac{\pi\,(2k+1)x}{2l}, \tag{3}$$

где

$$f_k = A_k + \frac{64\,(-1)^k}{\pi^2}\,\frac{en_0 l^2}{æ_{\text{пп}}\,(2k+1)^3}. \tag{4}$$

Здесь $æ_{\text{пп}}, æ$ — диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика, n_0 — концентрация донорных примесей в *n*-области, d — толщина диэлектрика, $2l$ — металлургическая ширина МДП канала, V_g и V_c — потенциалы затвора и боковых p_+-областей, e — заряд электрона, k — индекс суммирования. В подпороговом режиме положительный заряд обедненной *n*-области компенсируется (так как система в целом электронейтральна) областями отрицательного пространственного заряда в p^+-кремнии и областью положительного пространственного заряда в материале затвора (рис. 1). Высоколегированный p^+-кремний (если легирование N_A удовлетворяет условию перехода Мотта металл—диэлектрик $N_A^{1/3} a_B \geq 0.26$, где a_B — боровский радиус акцептора в материале p^+-типа), имеет металлический характер проводимости во всей области температур, включая низкие. Поэтому нейтральная часть p^+-областей эквипотенциальна и имеет плоские зоны, область же отрицательного пространственного заряда сосредоточена в чрезвычайно узком слое на границах раздела p^+-Si—n-Si и p^+-Si—окисел.

Определяя поверхностную двумерную плотность отрицательного заряда в p^+-областях вдоль линий $1'$—A и $2'$—B как

$$\sigma^p(z) = \frac{\text{æ}_{\text{пп}}}{4\pi} \frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x = \pm l}$$

и используя (1), получим

$$\sigma^p(z) = -en_0 l - \frac{\text{æ}_{\text{пп}}}{8l} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (2k+1) A_k \exp\left[-\frac{\pi z (2k+1)}{2l}\right] . \tag{5}$$

Видно, что помимо постоянной составляющей $-en_0 l$ в плотности поверхностного заряда (она соответствует случаю неограниченной по z в обоих направлениях p^+-n-p^+-структуры) имеется затухающая в $+z$-направлении составляющая. Это связано с неоднородностью распределения зарядов в системе при выходе обоих p^+—n-переходов на поверхность, что приводит, согласно (5), к избыточному отрицательному быстрозатухающему по z заряду.

Поверхностная плотность положительного заряда, выступающего на металле затвора (при $-l < x < +l$), определится как

$$\sigma^M(x) = \frac{-\text{æ}}{4\pi} \frac{d\varphi_d(x,z)}{dz} \Big|_{z=-d} ,$$

и, используя (2), получим

$$\sigma^M(x) = \frac{-\text{æ}}{4\pi} \left[\frac{V_c - V_g}{d} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\frac{\pi(2k+1)}{2l}}{\operatorname{sh} \frac{\pi(2k+1)d}{2l}} f_k \cos \frac{\pi(2k+1)x}{2l} \right] \tag{6}$$

или в ином представлении

$$\sigma^M(x) = \frac{-\text{æ}}{4\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \left[\frac{4(-1)^k (V_c - V_g)}{\pi(2k+1)d} + \frac{\frac{\pi(2k+1)}{2l}}{\operatorname{sh} \frac{\pi(2k+1)d}{2l}} f_k \right] \times$$
$$\times \cos \frac{\pi(2k+1)x}{2l} . \tag{7}$$

При этом зависимость $\sigma^M(x)$ имеет минимум при $x = 0$. Под металлом затвора при $x < -l$ и $x > +l$ (в случае $d \ll l$) можно считать поверхностные плотности зарядов на металле (граница металл—SiO_2) и на поверхности p^+-кремния (граница SiO_2—p^+-Si) равными

$$\sigma^M(x) \cong \frac{\text{æ}}{4\pi} \frac{-V_c + V_g}{d}$$

и

$$\sigma^p(x) \cong \frac{\ae}{4\pi}\,\frac{-V_g + V_c}{d}$$

соответственно, т. е. взаимно компенсируемыми. Поскольку объемный положительный заряд с плотностью en_0 в n-области шириной $2l$ полностью компенсируется постоянными составляющими отрицательных поверхностных зарядов при $x=-l$ и $x=+l$ с плотностью $en_0 l$, то интегральный избыточный заряд[2] в p^+-областях

$$Q^- = 2\int_0^\infty \left(\sigma^p(z) + en_0 l\right) dz = \frac{-\ae_{\text{пп}}}{2\pi}\sum_{k=0}^{\infty}(-1)^k \cdot A_k \tag{8}$$

должен компенсироваться полным зарядом затвора на участке $-l<x<+l$

$$Q^+ = \int_0^\infty \sigma^M(x)dx = \frac{-\ae}{2\pi}\sum_{k=0}^{\infty}\left[\frac{8l\,(V_c - V_g)}{\pi^2(2k+1)^2 d} + \frac{(-1)^k f_k}{\operatorname{sh}\frac{\pi(2k+1)d}{2l}}\right]. \tag{9}$$

Из равенства $|Q^-| = |Q^+|$ получаем для A_k

$$A_k = \frac{4(-1)^k}{\pi(2k+1)}\,\frac{V_g - V_c - \dfrac{16}{\pi}\,\dfrac{en_0 l^2}{\ae_{\text{пп}}(2k+1)^2}\,\dfrac{\pi(2k+1)d/2l}{\operatorname{sh}(\pi(2k+1)d/2l)}}{\dfrac{\pi(2k+1)d/2l}{\operatorname{sh}\frac{\pi(2k+1)d}{2l}} + \dfrac{\ae_{\text{пп}}}{\ae}\,\dfrac{\pi d(2k+1)}{2l}}. \tag{10}$$

Сравнивая (10) с (2), отметим, что при $d \ll l$ данный подход дает удовлетворительный результат для распределения зарядов в системе. Таким образом, проведена проверка решения (1), (2) на теорему Гаусса—Остроградского для контура A—1—2—B

$$\ae_{\text{пп}}\int\limits_{1'-A,\,2'-B}\frac{d\varphi(x,z)}{dx}dz + \ae\int\limits_{1-2}\frac{d\varphi_d(x,z)}{dz}dx \cong 4\pi\int_0^{+\infty}\int_{-l}^{+l} e\,n_0\,dx\,dz \tag{11}$$

Неточность определения баланса зарядов, вытекающая из сравнения (10) с (2), происходит вследствие неучета потоков вектора напряженности электрического поля через контуры $1'-1$ и $2'-2$. Учет потока через контуры $1'-1$ или $2'-2$ дает следующую величину интегрального избыточного заряда, появляющегося на обкладках МДП конденсатора при $x>+l$ или $x<-l$ в приближении линейного хода потенциала вдоль линий $1'-1$ и $2'-2$:

$$Q = \frac{\ae}{4\pi}\sum_{k=0}^{\infty}(-1)^k f_k\,\frac{1-\operatorname{ch}\frac{\pi d(2k+1)}{2l}}{\operatorname{sh}\frac{\pi d(2k+1)}{2l}}. \tag{12}$$

Дополнительно отметим, что проведенный выше анализ означает, что и при нулевом напряжении затвора относительно нейтральной части n-подложки металл затвора при $-l<x<+l$ имеет ненулевой поверхностный заряд.

[2] Подразумевается величина заряда на единицу длины в направлении, перпендикулярном плоскости x0z, поэтому величины Q^- и Q^+ имеют размерность Кл/м.

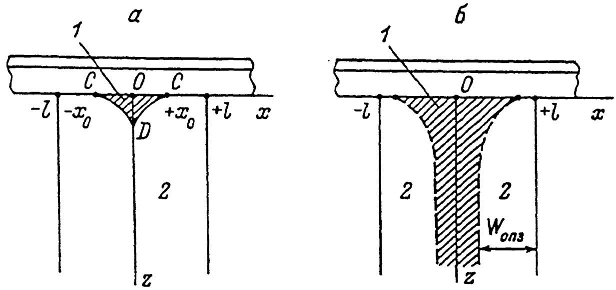

Рис. 2. Расслоение средней n-области при условии слабого перекрытия канала слоями ОПЗ (*а*) и при условии $2l > 2W_{опз}$ (*б*).

1 — нейтральная n-область, *2* — полностью обедненная n-область.

2. О расслоении средней n-области

Проанализируем (1), (2) при нулевом потенциале затвора относительно нейтральной части n-подложки, когда потенциал боковых p^+-областей уже не слишком велик, так что n-объем структуры при больших z еще заведомо перекрыт слоями ОПЗ p^+-n-переходов с некоторым запасом $2l < 2W_{опз}$, т.е. анализируется ситуация вблизи равенства этих величин (здесь $W_{опз} = (æ_{пп}|V_c|/2\pi e n_0)^{1/2}$ — толщина области пространственного заряда одиночного p^+-n-перехода). Тогда может оказаться, что вблизи точки (0, 0) потенциал $\varphi(x, z) > 0$. Но в приближении полностью обедненной средней n-области (а именно в этом приближении и определялось затравочное решение (1), (2)) это является некорректным результатом, поскольку означает появление отрицательного электронного заряда в окрестности точки (0, 0). Из этого следует, что в такой ситуации при нулевом напряжении затвора относительно n-подложки при $T = 0$ средняя n-область расслаивается на полностью обедненную n-область (2) и нейтральную n-область (1), находящуюся в состоянии практически[3] плоских зон $\varphi(x, z) \approx 0$ (при $T \geq 77$ К это справедливо с точностью до переходных областей, где концентрация свободных носителей экспоненциально спадает от n_0 до 0). При этом поверхностная плотность зарядов на металле затвора $\sigma^M(x) = 0$ в области $-x_0 < x < +x_0$ (рис. 2, *а*). Таким образом, данная ситуация является промежуточной между режимом полного обеднения средней n-области, когда всюду при $z > 0$ и $-l < x < +l$ $\varphi(x, z) < 0$, и режимом $2l > 2W_{опз}$ (рис. 2, *б*), когда в системе возникает односвязная протяженная по z (для идеальной модели вплоть до $+\infty$) нейтральная n-область.

Рост напряжения на затворе приводит в такой ситуации к формированию начального аккумуляционного слоя вдоль линии C—C практически, как и в обычных МДП структурах, однако результирующая эффективная ширина аккумуляционного слоя в режиме сильного вырождения превышает величину $2x_0$ (рис. 2, *а*).

Линия контура CDC, отделяющего нейтральную n-область от полностью обедненной n-области, вообще говоря, может сильно отличаться от контура, соответствующего линии $\varphi(x, z) = 0$ в формуле (1), и находится в рамках общей концепции решения задачи двумерного нелинейного экранирования, хотя может найтись и из решения специально сформулированной вариационной задачи со свободной границей для контура CDC в модели двух областей. На рис. 3, *а*, *б* схематически показан ход потенциала $\varphi(x, z)$ при $x = 0$ по оси z в исследуемом случае соответственно при $V_g = 0$ и $V_g > 0$, когда уже сформирован сильно вырож-

[3] При $T = 0$ с точностью до энергии связи мелкого донора в кремнии ($E_д \approx -45$ мэВ).

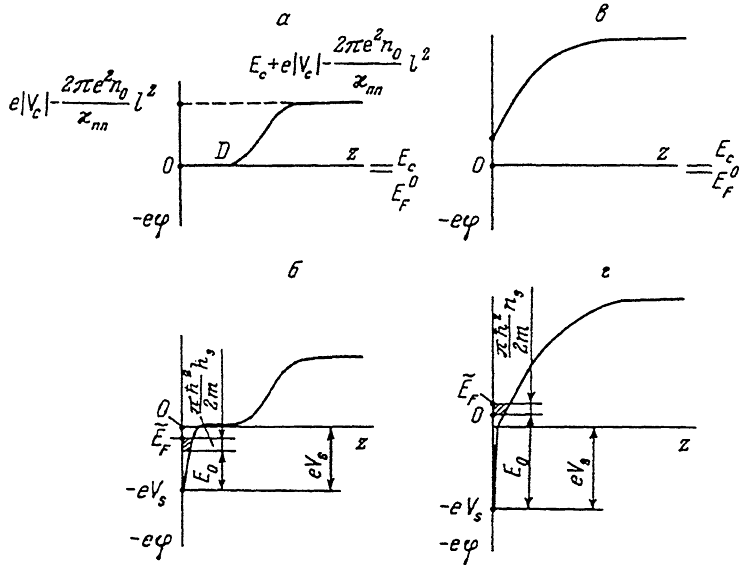

Рис. 3. Схематическое распределение потенциала по оси z при $x = 0$ (на примере хода дна зоны проводимости n-кремния) при наличии нейтральной n-области вблизи точки (0, 0) (*а*, *б*) и в случае полностью обедненной n-области (*в*, *г*).

а, *в* — при нулевом напряжении затвора относительно нейтральной части n-подложки ($V_g = 0$), когда аккумуляционный слой еще не сформирован; *б*, *г* — при ненулевом потенциале затвора ($V_g > 0$), когда аккумуляционный слой уже сформирован. E_c — уровень дна зоны проводимости в нейтральной части n-подложки (выбран за начало отсчета для величин E_F^0, $E_F(x)$, $\tilde{E}_F$); E_F^0 — уровень Ферми, контролируемый нейтральным n-объемом полупроводника; $\tilde{E}_F$ — квазиуровень Ферми в области аккумуляции; $-eV_s < 0$ — дополнительный изгиб зон, обусловленный собственно аккумуляционным слоем и отсчитываемый от уровня E_c; E_0 — величина первого уровня размерного квантования для движения по z (отсчет от уровня поверхностного потенциала на границе раздела $Si-SiO_2$ при $z = 0$).

денный аккумуляционный слой. При полном обеднении средней n-области при $V_g = 0$ (рис. 3, *в*) формирование аккумуляционного слоя с ростом V_g (рис. 3, *г*) происходит таким образом, что на расстоянии 60—100 Å от границы раздела $Si - SiO_2$ (т. е. вне области аккумуляционного слоя) потенциал $\varphi(x, \approx 0)$ фиксируется вблизи нуля [7] там, где аккумуляционный заряд уже существует (в смысле распределения по оси x). Увеличение затворного напряжения приводит и к появлению положительного заряда в области $-l < x < +l$ на металле затвора (практически равного интегральному аккумуляционному заряду), который заполняет исходный минимум в распределении поверхностной плотности положительного заряда на металле затвора.

П р и л о ж е н и е

Постановка задачи в приближении сильно неоднородного двумерного электронного газа

Для структур на низколегированных n-подложках (~ 10 Ом·см) в режиме сильной аккумуляции, когда электронный газ сильно вырожден, реализуемом уже при небольшом превышении затворным напряжением порога отпирания, целесообразно говорить при строгом рассмотрении не о квазиодномерном, а о сильно неоднородном электронном газе, который описывается функцией $n_s(x)$.

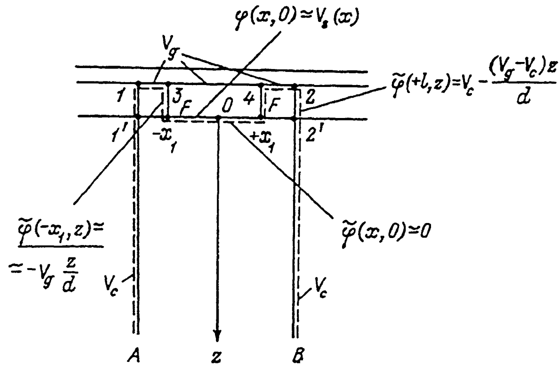

Рис. 4. Граничные условия для $\widetilde{\varphi}(x,z)$ в приближении неоднородного двумерного электронного газа.

Здесь $n_s(x)$ — зависимость эффективной двумерной электронной концентрации по оси x. Это обстоятельство связано с тем, что эффективная ширина аккумуляционного канала в таких структурах, как правило, находится в пределах от 0.1 до 0.7 мкм (при металлургической ширине, равной 1 мкм), а толщина аккумуляционного слоя составляет 50—100 Å в режиме сильного вырождения. Это и позволяет подойти к описанию такой системы, используя функции $n_s(x)$, $E_0(x)$, $V_s(x)$,

$$\left.\frac{\partial\varphi(x,z)}{\partial z}\right|_{z=0},$$

где $E_0(x)$ — зависимость энергии первого уровня размерного квантования для движения по z от координаты x, $-eV_s(x)$ — зависимость изгиба зон, обусловленного собственно аккумуляционным зарядом, от x. Здесь $\widetilde{\varphi}(x,z)$ — распределение потенциала в составной области $A—1—3—F—F—4—2—B$, полученное в результате решения уравнений Пуассона и Лапласа при граничных условиях (рис. 4) $\widetilde{\varphi}(x,0)\approx 0$ на участке $-x_1 < x < +x_1$, $\widetilde{\varphi}(x,-d) = V_g$ на участках $-l < x < -x_1$ и $+x_1 < x < +l$, где $\pm x_1$ — точки, в которых двумерная концентрация электронов обращается в нуль. При этом подразумевается линейный ход потенциала вдоль линий $1'—1$, $2'—2$, $F—3$, $F—4$, так как d значительно меньше l. Используя вариационную функцию типа Фэнга—Ховарда [8]

$$\xi(b,z) = \left[\frac{b^3}{2}\right]^{1/2} \cdot z\exp\left[-\frac{b\cdot z}{2}\right], \tag{13}$$

можно записать распределение электронного заряда в системе в виде

$$\rho(x,z) = e\,n_s(x)\ \left|\xi\left(b(x),z\right)\right|^2 \tag{14}$$

и, выразив функции $n_s(x)$, $V_s(x)$ и $E_0(x)$ через

$$b(x) \text{ и } \left.\frac{\partial\widetilde{\varphi}(x,z)}{\partial z}\right|_{z=0}$$

по аналогии с [9], свести описание системы к нахождению функции $b(x)$, согласующейся с решением уравнения Лапласа для диэлектрика в области $F—3—4—F$ с граничными условиями $\varphi(x,0) = V_s(x)$ и $\varphi(x,-d) = V_g$ при $-x_1 < x < x_1$ и решением для $\varphi(x,z)$. Для такого согласования может быть использована следующая связь:

$$n_s(x) = \frac{1}{4\pi e} \left| \varkappa_{\text{пп}} \frac{\partial \widetilde{\varphi}(x,z)}{\partial z} \right|_{z=0} - \varkappa \frac{\partial \varphi(x,z)}{\partial z} \Big|_{z=0} \Big|, \tag{15}$$

где

$$\left| \frac{\partial \varphi(x,z)}{\partial z} \right|_{z=0} \Big| \cong \frac{V_g - V_s(x)}{d}.$$

При этом необходимо требовать по возможности постоянства хода уровня Ферми по x в области аккумуляции

$$E_F(x) = -eV_s(x) + E_0(x) + \frac{\pi \hbar^2}{2m} n_s(x) \cong \widetilde{E}_F,$$

допуская в крайнем случае его небольшие осцилляции около среднего уровня $\widetilde{E}_F$. Здесь $\hbar$ — постоянная Планка, m — эффективная масса плотности состояний. Это требование равносильно в некотором роде минимизации функционала

$$J = \frac{\left[\frac{1}{x_1} \int\limits_0^{+x_1} \left[n_s(x) \frac{dE_F(x)}{dx} \right]^2 dx \right]^{1/2}}{\frac{1}{x_1} \int\limits_0^{+x_1} n_s(x)\, dx}. \tag{16}$$

Здесь числитель, домноженный на $e \cdot \mu$, (где μ — подвижность носителей), означает среднеквадратическую величину отклонения потока носителей в плоскости двумерного слоя от нулевого значения, происходящую в результате неточностей вычислительной процедуры, а знаменатель — среднюю концентрацию двумерных носителей в области канала. Для фиксированного потенциала затвора существует оптимальное положение точек $x = \pm x_1$, при котором вышеуказанное согласование осуществляется с минимальной невязкой.

В данной модели, однако, уровень Ферми в области аккумуляционного слоя $\widetilde{E}_F$ в общем случае не совпадает с уровнем Ферми E_F^0, определяемым нейтральной частью n-полупроводника[4]. Подобная ситуация, когда квазиуровень Ферми в области аккумуляционного слоя отличается от уровня Ферми, определяемого нейтральным объемом n-полупроводника, является термодинамически неравновесной и в действительности может иметь место при $T = 0$, когда переход в термодинамически равновесное состояние осуществляется за бесконечно долгое время или, например, при слабой подсветке структуры.

Для элемента двумерного электронного газа в интервале $[x-dx, x+dx]$ в общем случае существует сложная зависимость положения локального квазиуровня Ферми $E_F(x)$, отсчитываемого от края зоны проводимости в нейтральной части n-подложки, от локальной концентрации носителей $n_s(x)$ и величины $\left((\partial \varphi(x,z)) / \partial z \right) \Big|_{z=0}$ в точке x. Затравочное распределение поверхностной электронной концентрации $n_s(x)$, грубо оцененное в соответствии с (15) по аналогии с [7], имеет максимум при $x = 0$. Из этого следует, что в случае, когда зависимость $E_F(x)$ по оси x, соответствующая затравочному распределению $n_s(x)$ и полученная пока без учета установления термодинамического равновесия в целом по ширине аккумуляционного канала (т. е. до процедуры выравнивания $E_F(x)$ по оси x), имеет минимум при $x = 0$, то перетекание двумерных носителей из областей с бо́льшими $E_F(x)$ в области с меньшими $E_F(x)$ приведет к уменьшению эффективной ширины элек-

[4] Разрешение аналогичной проблемы в обычных МДП аккумуляционных слоях приводит к нетривиальному решению для хода потенциала в структуре [10].

тронного канала по сравнению с первичными оценками. Подобная ситуация возникновения сверхузкого канала реализуется при малых значениях электронных концентраций вблизи порога отпирания и требует учета потенциала изображения и обменно-корреляционных поправок при вычислении $E_0(x)$.

Хотя данная задача еще требует дальнейшего численного решения, тем не менее характерный электронный заряд, при котором ширина проводящего канала близка к металлургической, можно оценить, используя результаты раздела 1. Очевидно, величина его равна

$$\approx t \cdot \left[\frac{\varkappa}{4\pi} \frac{V_g - V_c}{d} 2l - Q^+\right],$$

где t — коэффициент порядка 2—3, а величины в формуле относятся к точке порога отпирания структуры.

Авторы благодарят Ю. В. Шмарцева и А. Я. Вуля за поддержку данного направления исследований.

Список литературы

[1] *Fowler A. B., Hartstein A., Webb R. A.* // Physica. 1983. Vol. 117B & 118B. P. 661.
[2] *Webb R. A., Fowler A. B., Harstein A., Wainer J. J.* // Surf. Sci. 1986. Vol. 170. P. 14.
[3] *Вуль А.Я., Зинчик Ю. С., Осипов В. Ю.* и др. // Матер. IX Всесоюз. симпозиума "Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников". Новосибирск, 1988. Т. 1. С. 100—101.
[4] *Осипов В. Ю., Вуль А. Я., Зинчик Ю. С.* и др. // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988. Т. 2. С. 87—88.
[5] *Козырев С. В., Осипов В. Ю.*, // Тез. докл. XXVI Всесоюз. совещания по физике низких температур "Электронные явления при низких температурах". Донецк, 1990. С. 110—111.
[6] *Козырев С. В., Осипов В. Ю.*, // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 69—75.
[7] *Шик А. Я.* // ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 8. С. 1488.
[8] *Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.* Электронные свойства двумерных систем. Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 416 с.
[9] *Stern F,. Howard W. E.* // Phys. Rev. Vol. 163. P. 816—835.
[10] *Левин Е. И., Монахов А. М., Рогачев А. А.* // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 3. С. 450—454.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
С.-Петербург

Поступило в редакцию
11 ноября 1990 г.