

ПРОВОДИМОСТЬ ИНВЕРСИОННЫХ СЛОЕВ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В МДП СТРУКТУРАХ

В. А. Гергель, Г. В. Шпатаковская

Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф. В. Лукина, 103460, Москва, Россия

(Получена 24 марта 1992 г. Принята к печати 30 ноября 1992 г.)

Исследовано влияние статистических флуктуаций плотности встроенного заряда на поверхностную проводимость инверсионных слоев в МДП структурах. Рассматриваемые флуктуации заряда индуцируют в приграничном слое полупроводника случайный потенциальный рельеф, в окрестностях минимумов которого формируются связанные (локализованные) электронные состояния. Часть электронов инверсионного слоя захватывается на эти состояния, образуя локализованный заряд. Подвижный, делокализованный заряд составляют электроны с энергиями выше уровня протекания — среднего поверхностного потенциала. В квазиклассическом приближении путем усреднения по флуктуациям потенциала рассчитаны зависимости связанного и свободного зарядов от температуры и изгиба зон. Показано, что при $T \ll \Delta$ (характерной энергии флуктуаций) с ростом полного заряда инверсионного слоя сначала происходит заполнение связанных состояний, а уже затем свободных, что обуславливает соответствующий сдвиг порога зависимости поверхностной проводимости от управляющего напряжения на электроде МДП структуры. Напротив, при высоких температурах практически весь инверсионный заряд подвижен. Установлено, что в области промежуточных температур $2\Delta > T > \Delta/2$ (этот диапазон может составлять несколько сот градусов) подвижная и связанная компоненты полного заряда инверсионного слоя изменяются пропорционально друг другу, что на эксперименте проявляется как заметное уменьшение эффективной поверхностной подвижности электронов по сравнению с ее объемными значениями.

1. Известно, что на границе раздела полупроводник—диэлектрик всегда имеется определенное количество электрически заряженных точечных дефектов — так называемый встроенный (или фиксированный) заряд [1, 2]. Ранее было принято полагать, что влияние встроенного заряда на основные электрические характеристики МДП структуры (зависимость дифференциальной емкости от напряжения — вольт-фарадная характеристика и зависимость проводимости инверсионного слоя от того же напряжения на управляющем электроде—затворе МДП структуры) сводится к аддитивному сдвигу этих характеристик по оси напряжений на величину, пропорциональную средней поверхностной плотности этого заряда [3]. Оказывается, однако, что эффективное влияние встроенного заряда на подвижные носители (электроны или дырки), появляющиеся в приграничной с диэлектриком части полупроводника при отвечающих режиму инверсии напряжениях на электроде, связано не столько с его средней поверхностной плотностью, сколько с флуктуациями этой плотности в плоскости расположения заряженных центров, т. е. на границе раздела полупроводник—диэлектрик. Дело в том, что статистические флуктуации плотности встроенного заряда индуцируют в приповерхностной части полупроводника МДП структуры случайный потенциальный рельеф, в окрестности минимумов которого формируются локализованные (связанные) состояния с энергией, меньшей так называемого уровня протекания. В соответствии с общими представлениями теории электронных состояний в неупорядоченных системах [4, 5] электроны,

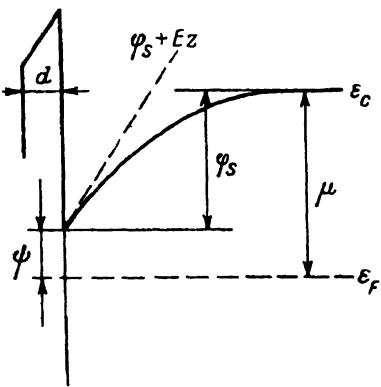


Рис. 1. Фрагмент схемы МОП структуры в режиме инверсии.

заполняющие эти локализованные состояния, могут совершать лишь финитные движения и, следовательно, не дают вклад в поверхностную электропроводность инверсионного слоя. Последнюю определяют делокализованные электроны в состояниях с энергией выше уровня протекания. Таким образом, полный поверхностный электронный заряд Q_t на границе раздела при соответствующем напряжении на электродах МДП структуры [$Q_t = c_0 (V - V_t)$, $c_0 = \epsilon_i / 4\pi d$ — емкость слоя диэлектрика толщиной d , ϵ_i — диэлектрическая проницаемость диэлектрика] разделяется на две составляющие — подвижную Q_d и неподвижную (связанную) Q_l .

Чтобы найти связь между делокализованным Q_d и локализованным Q_l (либо полным $Q_t = Q_d + Q_l$) зарядом, нужно каждую из рассматриваемых компонент выразить через величину $\psi =$

$\phi_s - \mu$, определяющую насколько близко уровень протекания — среднее положение края зоны проводимости полупроводника на границе с диэлектриком — подходит к уровню Ферми μ [ϕ_s — средний поверхностный потенциал или изгиб зон (см. рис. 1)]. Такая задача уже рассматривалась в [6], где в пределе низких температур с учетом нелинейного электронного экранирования потенциала флуктуаций для зависимости величины заряда от среднего поверхностного потенциала было получено следующее простое выражение:

$$Q_l = Q_l^{\max} \exp(-\psi / 2\Delta). \quad (1)$$

Здесь $Q_l^{\max} = (2a)^{-3/4} (\sigma / \pi)^{5/8}$, $a = \hbar^2 / me^2$ — боровский радиус, $\sigma = \sigma^+ + \sigma^-$ — сумма средних поверхностных плотностей положительно и отрицательно заряженных компонент встроеного заряда, $\Delta = e^2 \sqrt{\pi \sigma} / \kappa$ — характерный энергетический масштаб флуктуаций потенциала, $\kappa = (\epsilon_i + \epsilon_s) / 2$ — эффективная диэлектрическая проницаемость, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Это выражение справедливо для не слишком больших изгибов зон $|\phi_s|$, пока $\psi = \phi_s - \mu > 0$, т. е. пока среднее положение края зоны проводимости на границе с диэлектриком еще не пересекло уровня Ферми.¹ Соответственно при этом $Q_l = Q_t < Q_l^{\max}$ — так называемого максимального локализованного заряда. При $Q_t > Q_l^{\max}$, $Q_l = Q_l^{\max}$, а $Q_d = Q_t - Q_l^{\max}$, и, следовательно, искомая зависимость имеет ярко выраженный пороговый характер.

По аналогии с соответствующим понятием физики полупроводников ситуацию, описываемую формулой (1), можно назвать вымораживанием электронов инверсионного слоя на флуктуационные поверхностные состояния. Ясно, что с повышением температуры все большая часть электронов инверсионного слоя будет покидать связанные, локализованные состояния и занимать делокализованные, подвижные, обуславливая увеличение поверхностной проводимости. Представляется достаточно интересным и важным подробно исследовать соответствующие температурные зависимости, чтобы определить температурную границу T_1 области вымораживания [где справедлива формула (1)], характерную температуру T_2 , начиная с которой практически все инверсионные электроны являются делокализованными, и, главное, характер изменения соотношения между локализованной и делокализованной компонентами заряда ин-

¹ В наших обозначениях ϕ_s и $\mu < 0$ (см. рис. 1), так как энергия отсчитывается от дна зоны проводимости в объеме полупроводника.

версионного слоя в промежуточной области $T_1 < T_2$; эта область, как показано далее, оказывается довольно протяженной и ей соответствует большая часть экспериментальных результатов и рабочих характеристик реальных МОП транзисторов.

2. Для оценки величины полного заряда Q_t и его делокализованной части Q_d будем исходить из общих выражений, приведенных в работе [6]

$$Q_{t,d} = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \left(\frac{m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty dz \int_{-\infty}^\infty d\varphi P(\varphi, z) \int_{\varphi_{t,d}}^\infty d\varepsilon \frac{\sqrt{\varepsilon - \varphi}}{1 + \exp[(\varepsilon - \mu)/T]} \quad (2)$$

Здесь нижний предел интегрирования для полного заряда Q_t $\varphi_t = \varphi$, а для делокализованного заряда Q_d $\varphi_d = \max(\varphi, \varphi_s)$;

$$P(\varphi, z) = [2\pi \langle \delta\varphi^2 \rangle]^{-1/2} \exp[-(\varphi - \varphi_s - Ez)^2 / 2\langle \delta\varphi^2 \rangle]$$

— функция распределения случайного потенциала. Формула (2) отвечает усреднению квазиклассической объемной плотности электронов по флуктуациям потенциала и ее последующему интегрированию по глубине инверсионного слоя z ($z > 0$ для полупроводниковой области МДП структуры). Используемый в (2) порядок интегрирования необходим, поскольку с изменением z изменяется как среднее значение потенциала $\varphi = \varphi_s + Ez$ (E — среднее электрическое поле, прижимающее электроны к поверхности раздела), так и дисперсия его распределения

$$\langle \delta\varphi^2 \rangle = \Delta^2 \ln(1 + R^2/z^2) \equiv \Delta^2 2u(z), \quad (3)$$

где $R = \sqrt{\sigma/\pi}/Q$ — радиус нелинейного электронного экранирования [5, 6].

Нормируем все энергетические характеристики задачи на характерную энергию флуктуаций Δ , тогда (2) можно переписать следующим образом:

$$Q_t = \frac{2}{3\sqrt{\pi}T} \left(\frac{\sigma}{\pi a^2} \right)^{3/4} \int_0^\infty \frac{dz}{\sqrt{2\pi u(z)}} \int_{-\infty}^\infty d\varphi \exp[-(\varphi - \varphi_s - Ez)^2 / 4u(z)] \times \\ \times \int_0^\infty \frac{d\varepsilon \varepsilon^{3/2} \exp[(\varepsilon + \varphi - \mu)/T]}{(1 + \exp[(\varepsilon + \varphi - \mu)/T])}, \quad (4)$$

$$Q_d = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\sigma}{\pi a^2} \right)^{3/4} \int_0^\infty \frac{dz}{\sqrt{2\pi u(z)}} \int_0^\infty d\varepsilon' \sqrt{\varepsilon'} \int_0^\infty d\varphi' \frac{\exp[-(\varphi' - \varepsilon' - Ez)^2 / 4u(z)]}{1 + \exp[(\varphi + \varphi')/T]} \quad (5)$$

При получении формулы (4) для полного заряда интеграл по энергии ε переписан в более удобном виде с помощью интегрирования по частям. В результате подынтегральная функция в плоскости (φ, ε) представляется в виде произведения двух функций с δ -образным поведением: функции $P(\varphi, \zeta)$ — экстремумом в точке $\varphi = \varphi_s + Ez$, полушириной $2\sqrt{u}$, и функции

$$\frac{1}{T} \exp[(\varepsilon + \varphi - \mu)/T] / (1 + \exp[(\varepsilon + \varphi - \mu)/T])^2$$

с экстремумом в точке $\varepsilon = \mu - \varphi_s$ и полушириной T . От соотношения этих ширин (как будет показано ниже, от параметра $\beta = 2\sqrt{u/T}$) зависит значение интеграла по φ .

Выражение (5) получено из (4) путем замены переменных $\varepsilon' = \varepsilon - \varphi$, $\varphi' = \varphi - \varphi_s$ и изменения порядка интегрирования по φ' и по ε' .

3. Вычисляя полный заряд Q_t как функцию температуры T и других параметров (ψ , E , R), удобно, изменив порядок интегрирования, записать (4) в виде

$$Q_t = C \int_0^{\infty} d\varepsilon \varepsilon^{3/2} \int_0^{\infty} dz J(\varepsilon, z), \quad (6)$$

где

$$J(\varepsilon, z) = \int dt \exp[-f(t)],$$

$$f(t) = t^2 - \alpha - \beta t + 2 \ln [1 + \exp(\alpha + \beta t)],$$

$$C = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{\sigma}{4\pi a^2} \right)^{3/4} \frac{1}{T}, \quad t = \frac{(\varphi - \varphi_s - Ez)}{2\sqrt{u}}, \quad \alpha = \frac{(\varepsilon + \varphi + Ez)}{T}, \quad \beta = \frac{2\sqrt{u}}{T}.$$

Интеграл по t оцениваем методом перевала, в результате

$$J(\varepsilon, z) = \sqrt{\frac{2\pi}{f''(t_0)}} \exp[-f(t_0)]. \quad (7)$$

Здесь точка перевала t_0 находится из уравнения

$$\text{th} \left[\frac{(\alpha + \beta t_0)}{2} \right] = -\frac{2t_0}{\beta}, \quad (8)$$

а вторая производная $f''(t_0)$ имеет вид

$$f''(t_0) = 2 + \frac{\beta^2}{2 \text{ch}^2 \left[\frac{(\alpha + \beta t_0)}{2} \right]} \gg 2.$$

При достаточно низких температурах ($T \ll 1$, $\beta \gg 1$) можно аппроксимировать гиперболический тангенс в (8) первым членом его разложения. При этом $t_0 = -(\alpha/\beta)(1 - T^2/u + T^4/u^2)$, а последующие интегрирования оказываются возможным выполнить аналитически, что в результате дает выражение

$$Q_t = Q_l = Q_t^{\max} \exp \left(-\frac{\psi}{2} + \frac{T^2}{2} \right), \quad (9)$$

которое отличается от (1), полученного в [6], множителем $\exp(T^2/2)$, демонстрирующим тенденцию к увеличению заряда Q_t с температурой при фиксированном ψ .

В общем случае произвольных температур приходится численно решать трансцендентное уравнение (8). Подставляя (7) в (6) и заменяя z на $u = \ln(R/z)$, оцениваем получившийся интеграл по u также методом перевала. В результате остается только интегрирование по ε .

$$Q_t = 2\pi CR \int_0^{\infty} d\varepsilon \frac{\varepsilon^{3/2} \exp[-f(u_0, t_0)]}{\sqrt{f''(u_0, t_0)} \cdot f'''(u_0, t_0)} \frac{e^{-u_0}}{\sqrt{1 - e^{-2u_0}}}, \quad (10)$$

здесь точка перевала u_0 удовлетворяет уравнению

$$1 + (t_0/\sqrt{u_0}) \left(\frac{ERe^{-u_0}}{\sqrt{1 - e^{-2u_0}}} - \frac{t_0}{\sqrt{u_0}} \right) = 0. \quad (11)$$

В (10), (11) использована зависимость $u(z)$ в форме (3). Учитывая, что при $\bar{\psi} \gg 1$ основной вклад в интеграл по ε дают малые ε , для нормированного полного заряда окончательно получим

$$\begin{aligned} \tilde{Q}_t &= \frac{Q_t}{\frac{\sqrt{\pi}}{2} R \left(\frac{\sigma}{4\pi a^2} \right)^{3/4}} = \frac{\sqrt{2}}{ER} \times \\ &\times \frac{(1-x^2)(1-x^2T^2) \exp(-u_0x^2)}{x^{7/2} \sqrt{(1-x^2)T^2 + (1-x^2T^2) \left[(1-x^2)u_0 + \frac{1}{2} \left(x + \frac{1}{x} \right)^2 \right]}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $u_0 = \frac{1}{2} \ln(1 + [ERx/(1-x^2)]^2)$, а переменная $x = -t_0/\sqrt{u_0}$ удовлетворяет уравнению

$$\operatorname{th} \left\{ \frac{\left(\psi + \frac{(1-x^2)}{x} - x \ln \left[1 + \left(\frac{ERx}{1-x^2} \right)^2 \right] \right)}{2T} \right\} = xT,$$

полученному из системы уравнений (8) и (11) для t_0 и u_0 . В (12) \tilde{Q}_t нормировано таким образом, чтобы при низких температурах $\tilde{Q}_t \rightarrow \exp(-\psi)$.

Результаты серии расчетов, выполненных по формуле (12), представлены на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе. При этом мы полагаем $ER=1$, так как при не слишком малых Q нормированное электрическое поле равно [6]

$$E = \frac{(\varepsilon_i + \varepsilon_s) Q}{\varepsilon_i \sqrt{\sigma/\pi}}$$

и, следовательно, $ER = 1 + \varepsilon_i/\varepsilon_s \approx 1$. Семейство сплошных линий на рис. 2 отвечает разным значениям параметра ψ . Отметим, что при $T=1$ ($T=\Delta$ в размерных единицах) величина Q_t в 3–5 раз превосходит свое асимптотическое значение при нулевой температуре.

4. Перейдем теперь к рассмотрению делокализованного заряда (5), т. е. к определению среднего количества электронов, которые при заданных T и ψ обладают энергиями выше уровня протекания. При этом для простоты будем считать, что $\psi > T$, чтобы использовать Больцмановскую аппроксимацию функции распределения. Это сразу позволяет выделить характерный экспоненциальный множитель $\exp(-\psi/T)$ в формуле для Q_d . Вычисляя точно интеграл по φ (он выражается через интеграл вероятности), оцениваем интегралы по энергии ε и по переменной u методом перевала. В результате для нормированной величины делокализованного заряда получаем

$$\tilde{Q}_d = \varphi(\beta_0) T^{3/2} (T/ER) \exp(-\psi/T), \quad (13)$$

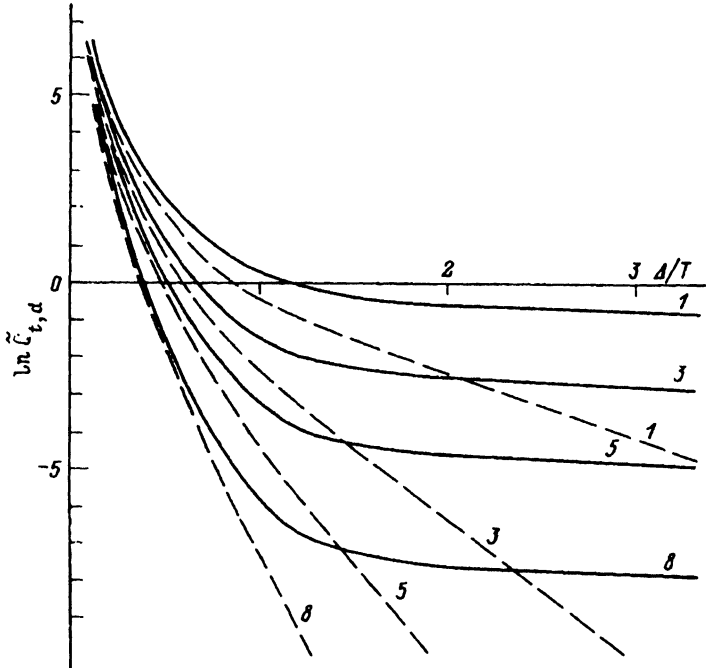


Рис. 2. Температурные зависимости полного \bar{Q} (сплошные линии) и делокализованного \bar{Q}_d (штриховые) зарядов. У кривых указаны значения Ψ/Δ .

где функция $\varphi(\beta_0)$ определяется через интеграл вероятности $\Phi(x)$ и элементарные функции

$$\varphi(\beta_0) = \frac{2\sqrt{\Sigma} e^{\beta_0^2/4}}{\sqrt{3 - 2e^{-\beta_0^2}}} \begin{cases} e^{-3/2} \left[1 - \Phi\left(\frac{\beta_0}{2} - \frac{3}{2\beta_0}\right) \right], & \frac{ERe^{-u_0}}{\sqrt{1 - e^{-2u_0}}} = T, \beta_0 = \frac{2\sqrt{u_0}}{T} < 1, \\ \beta_0^{5/2} e^{-3/2\beta_0} \left[1 - \Phi\left(\frac{\beta_0}{2} - \frac{3}{2}\right) \right], & \frac{ERe^{-u_0}}{\sqrt{1 - e^{-2u_0}}} = 2\sqrt{u_0}, \beta_0 > 1. \end{cases}$$

В пределе высоких температур $\varphi(\beta_0) = 2^{5/2}/e$ и $Q_d = Q_t$, вычисленному по формуле (12). При низких температурах $\varphi(\beta_0) \sim (2\sqrt{u_0}/T)^{3/2}$ и температурная зависимость Q_d аналогична полученной в [6]

$$\bar{Q}_d \sim (T/ER) \exp(-\psi/T).$$

Результатам расчетов по формуле (13) соответствуют штриховые линии на рис. 2, отвечающие тем же значениям параметра ψ .

5. Теперь следует сгруппировать рассчитанные по (12), (13) значения зарядов Q_t и Q_d таким образом, чтобы построить искомые зависимости $Q_d(Q_t)$ или, что тоже самое, $Q_d(V - V_1)$ при фиксированной температуре. При этом следует учесть и зависимость $R \sim Q_t^{-1}$. Соответствующие кривые изображены на рис. 3, 4.

При низких температурах делокализованный заряд Q_d , оставаясь много меньше Q_t практически во всем интервале $0 < Q_t < Q_t^{\text{max}}$, увеличивается с ростом

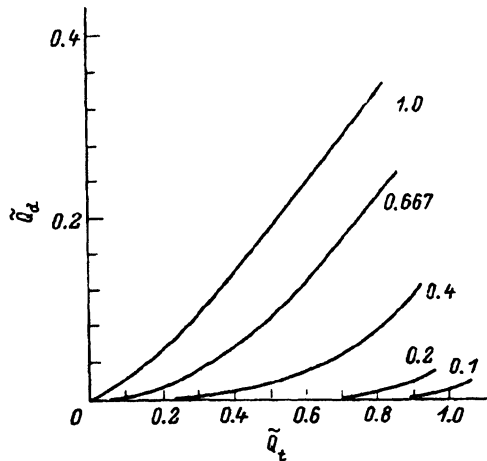


Рис. 3. Низкотемпературные зависимости делокализованного заряда Q_d от полного Q_t . У кривых указаны значения T/Δ .

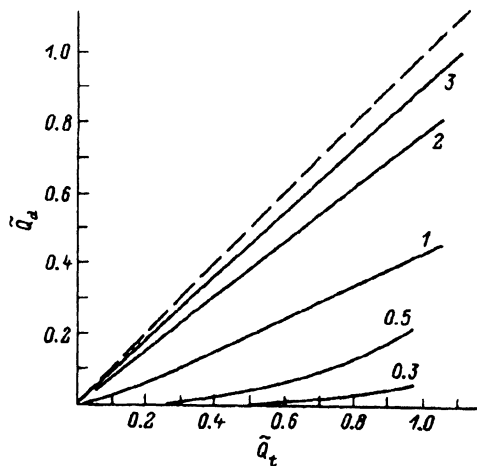


Рис. 4. Зависимости делокализованного Q_d заряда от полного Q_t . У кривых указаны значения T/Δ . Пунктирная линия соответствует равенству $Q_d = Q_t$.

полного заряда Q_t степенным образом: $\ln Q_d \sim \frac{1}{T} \ln Q_t$, что в значительной степени воспроизводит пороговый характер зависимости $Q_d(Q_t)$ при $T=0$.

Интересно, что для промежуточных температур ($0.5 \approx T_1 < T < T_2 \approx 2$) рассматриваемые заряды изменяются практически пропорционально друг другу подобно высокотемпературной асимптотике, но с меньшим наклоном ($Q_d/Q_t \sim 0.4T < 1$). Это означает, что в данном температурном интервале с ростом напряжения на затворе вместе с увеличением подвижного заряда происходит и одновременная дополнительная зарядка флуктуационных поверхностных состояний неподвижным зарядом. Ясно, что в силу обнаруженной прямой пропорциональности экспериментально это будет восприниматься как соответствующее уменьшение эффективной подвижности электронов.

Таким образом, развитое здесь обобщение теории флуктуационных поверхностных состояний в МДП структурах [6] на случай конечных температур объясняет основные особенности поверхностной проводимости инверсионных слоев, а именно пониженное значение поверхностной подвижности по сравнению с объемной, ослабление температурной зависимости поверхностной подвижности, низкотемпературный «скачок» порогового напряжения МОП транзистора. В частности, в рамках развитой теоретической модели легко интерпретируется известное отличие поверхностной подвижности электронов в кремниевых МОП транзисторах от ее объемного значения (примерно в три раза при комнатной температуре). Для этого достаточно предположить, что плотность заряженных дефектов $\sigma = \sigma^+ + \sigma^-$ на границе раздела Si—SiO₂ составляет $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что попадает в диапазон типичных для Si—SiO₂ значений плотности встроенного заряда.

Естественно также предположить, что выявленная закономерность — наличие в области промежуточных температур связанного заряда — должна существенно проявляться и в динамике переходных процессов в МДП транзисторах, а также определяющим образом влиять на шумовые характеристики приборов с поверхностным переносом заряда.

В заключение несколько слов о температурной зависимости плотности поверхностных состояний. Последнюю получают, как известно, соответствующей ма-

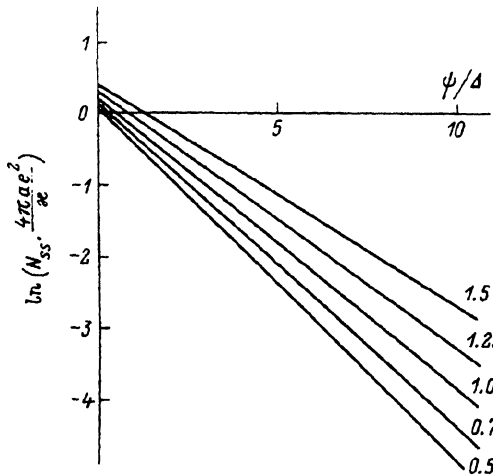


Рис. 5. Зависимость эффективной плотности поверхностных состояний от величины Ψ/Δ . Цифры у прямых соответствуют значениям T/Δ .

тематической обработкой экспериментальных вольт-фарадных характеристик МДП структуры. Формально определяемая соотношением

$$N_{ss}(\psi) = -\frac{d}{d\psi} Q_I(\psi),$$

эта плотность фактически является эффективной величиной и, строго говоря, ее следовало бы называть дифференциальной емкостью. В соответствии с приведенным выше определением, графики зависимости $N_{ss}(\psi)$ при

различных температурах легко построить также на базе расчетных данных, приведенных на рис. 2. Представленные на рис. 5 они показывают, что при низких температурах ($T < \Delta/2$) зависимость $N_{ss}(\psi, T)$ практически совпадает с зависимостью

$$N_{ss}(\psi, 0) = \frac{\kappa}{4\pi a e^2} \exp\left(-\frac{\psi}{2\Delta}\right),$$

полученной в [6] для нулевой температуры. Существенно, что в интересующей нас области промежуточных температур, где плотность связанного и делокализованного зарядов соизмеримы, поведение $N_{ss}(\psi)$ не претерпевает существенных изменений, сохраняя экспоненциальный характер убывания с ростом ψ при незначительно уменьшающемся с повышением температуры декременте. Можно заключить поэтому, что исследованные выше флуктуационные поверхностные состояния в МДП структурах сохраняют в области промежуточных температур свою традиционную функцию дополнительных центров захвата электронов (дырок) с «размазанным» энергетическим спектром, проявляясь при измерении проводимости инверсионных слоев в уменьшении эффективной поверхностной подвижности носителей тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В. Е. Деал. J. Electrochem. Soc., 121, 198 (1974).
- [2] О. В. Романов. ФТП, 16, 419 (1982).
- [3] В. Г. Литовченко, А. П. Горбань. Основы физики микрорезонансных устройств металл—диэлектрик—полупроводник. Киев (1978).
- [4] И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур. Введение в теорию неупорядоченных систем. М. (1982).
- [5] Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М. (1979).
- [6] В. А. Гергель, Р. А. Сурис. ЖЭТФ, 84, 719 (1983).

Редактор Т. А. Полянская