

Моделирование энергетического спектра поверхностных состояний структур металл–диэлектрик–полупроводник с учетом тока через диэлектрик

© Л.С. Берман

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 29 ноября 2001 г. Принята к печати 4 декабря 2001 г.)

В структурах металл–диэлектрик–полупроводник с тонким диэлектриком нужно учитывать влияние тока через диэлектрик на заряд поверхностных состояний. Захват носителей тока на поверхностные состояния подавляет их термоэмиссию с поверхностных состояний. Этот процесс замедляет увеличение заряда поверхностных состояний при увеличении (по абсолютной величине) потенциала поверхности. Определение плотности поверхностных состояний методом высокочастотной емкости дает заниженное (в пределе — нулевое) значение плотности поверхностных состояний. Аномальная зависимость плотности поверхностных состояний от потенциала поверхности может быть индикатором равномерного по площади тока через диэлектрик.

1. Введение. Постановка задачи

Энергетический спектр поверхностных состояний (ПС) существенно влияет на параметры полупроводниковых приборов, использующих структуру металл–диэлектрик–полупроводник (МДП): полевые транзисторы, приборы с зарядовой связью (ПЗС), МДП варикапы и др. В настоящее время детально разработаны методы исследования энергетического спектра ПС на границе раздела (ГР) полупроводник–диэлектрик без учета тока через диэлектрик (утечки) [1,2]. Однако в последнее время имеет место тенденция к уменьшению размеров структур МДП, в частности, к уменьшению толщины диэлектрика. Для тонких диэлектриков ($\sim 100 \text{ \AA}$) необходимо учитывать влияние токов утечки на параметры структур МДП.

В работах [3–5] рассмотрено влияние токов утечки на сигналы DLTS (deep level transient spectroscopy). Показано, что уже при плотности тока $j > 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ может иметь место искажение сигнала DLTS, приводящее к ошибочному определению параметров ПС. В работе [6] исследовано влияние токов утечки на параметры структур МДП InP–(анодный окисел)–металл (Au, Al). Использовались методы вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик, проводимости и DLTS. При увеличении токов утечки эти методы неэффективны для определения параметров ПС.

Заметим, что заполнение глубоководных центров в базе p - n -диода при прохождении прямого тока также может исказить сигнал DLTS, измеряемый при обратном смещении [7].

В настоящей работе выполнено моделирование влияния тока утечки при определении энергетического спектра ПС. Учтем влияние тока утечки на заполнение и заряд ПС. Рассмотрим для определенности структуру МДП с полупроводником n -типа проводимости. Примем, что ПС — донорные. Примем, что в полупроводнике имеются лишь мелкие доноры с концентрацией N_d и

они полностью ионизованы. Используем метод высокочастотной емкости [1,2]. Этот метод применим, если потенциал поверхности полупроводника ψ_s меньше некоторого критического значения ψ_{scr} , определяемого из условия $2\pi f \tau_n = 1$ [8], где τ_n — постоянная времени термоэмиссии электронов с ПС, f — частота измерения емкости. Зависимость τ_n от ψ_s определяется известными методами [1,2]. Типичные значения ψ_{scr} находятся в интервале $-(0.10-0.25) \text{ В}$.

2. Результаты моделирования и их анализ

Интегрируя уравнение Пуассона и дифференцируя затем полученный результат по потенциалу поверхности ψ_s , получаем

$$\frac{dV}{d\psi_s} - 1 - \frac{C_{sc}}{C_i} = -\frac{1}{C_i} \left(\frac{dQ_{ss}}{d\psi_s} + \frac{dQ_i}{d\psi_s} \right), \quad (1)$$

где V — напряжение между металлом и омическим контактом к полупроводнику, C_{sc} — емкость области объемного заряда полупроводника, C_i — емкость диэлектрика, Q_{ss} — заряд ПС, Q_i — заряд в диэлектрике. При $Q_i = 0$ соотношение (1) аналогично соотношению (37) в гл. 7 работы [1]. Заряд Q_i состоит из заряда ионов в диэлектрике и заряда свободных носителей тока Q_j . Первая составляющая при дифференцировании обращается в нуль. Количественная оценка показывает, что при плотности тока $j < 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ и толщине диэлектрика $d < 0.1 \text{ мкм}$ заряд Q_j и его производная по ψ_s на несколько порядков меньше, чем заряд в области объемного заряда полупроводника Q_{sc} и его производная по ψ_s соответственно. Поэтому можно пренебречь слагаемым $dQ_j/d\psi_s$ в выражении (1). Однако при прохождении тока происходит захват электронов на ПС и изменение

заряда ПС. Заряд ПС определяется из выражения

$$Q_{ss} = q \int_0^{E_g} N_{ss}(E)[1 - f(E)]dE, \quad (2)$$

где q — заряд электрона, E_g — ширина запрещенной зоны, $N_{ss}(E)$ — плотность ПС с энергией E , $f(E)$ — вероятность заполнения электронами уровня с энергией E (энергия всех уровней отсчитывается от верхнего края валентной зоны на ГР). Значение $1 - f(E)$ определяется из выражения

$$1 - f(E) = \frac{n_1}{n_1 + n}, \quad (3)$$

где

$$n_1(E) = N_c \exp \left[- \left(\frac{E_g - E}{kT} \right) \right], \quad (4)$$

N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, n — концентрация электронов в полупроводнике на ГР, k — постоянная Больцмана, T — температура;

$$n = n_0 + n_j, \quad (5)$$

n_0 — концентрация электронов на ГР при отсутствии тока через диэлектрик, n_j — дополнительная концентрация электронов, обусловленная прохождением тока.

Для n_0 и n_j справедливы следующие соотношения:

$$n_0 = N_d \exp \left(\frac{q\psi_s}{kT} \right), \quad n_j = \frac{j}{qv_{dr}}, \quad (6)$$

где v_{dr} — дрейфовая скорость электронов. В сильном электрическом поле значение дрейфовой скорости достигает насыщения, поэтому будем считать дрейфовую скорость постоянной.

Для определенности зададимся энергетическим спектром ПС:

$$N_{ss}(E) = N_{ss \min} \left[1 + D \left(\frac{E - E_0}{kT} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где $N_{ss \min}$ — минимальное значение N_{ss} , D — коэффициент.

Используя выражения (2)–(7), после преобразований получаем

$$Q_{ss} = qN_{ss \min} \int_0^{E_g} \left\{ \left[1 + D \left(\frac{E - E_0}{kT} \right)^2 \right] \times \exp \left(\frac{E - F}{kT} \right) / \left[\exp \left(\frac{E - F}{kT} \right) + 1 + \frac{n_j}{n_0} \right] \right\} dE, \quad (8)$$

где F — уровень Ферми.

Зададимся следующими значениями параметров: $E_g = 1.4$ эВ, $E_0 = 0.7$ эВ, $T = 300$ К, $N_d = 10^{14}$ см $^{-3}$, $N_c = 5.5 \cdot 10^{16} T^{3/2}$ см $^{-3}$, $N_{ss \min} = 10^{10}$ см $^{-2}$ ·эВ $^{-1}$, $D = 1$, $v_{dr} = 10^7$ см·с $^{-1}$. Рассмотрим сначала случай отсутствия

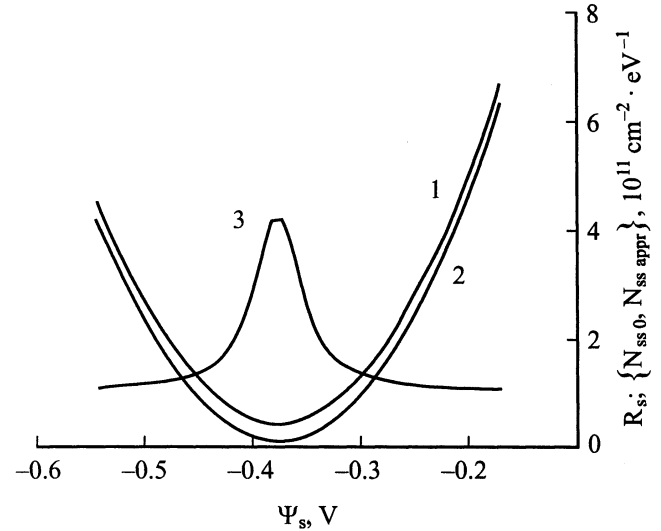


Рис. 1. Зависимости N_{ss0} (1), $N_{ss \text{ appr}}$ (2) и R_s (3) от потенциала поверхности ψ_s .

тока ($n_j = 0$). Дифференцируя (8) по ψ_s , получаем выражение для плотности ПС

$$N_{ss0} = - \frac{1}{q} \frac{dQ_{ss}}{d\psi_s} = N_{ss \min} \int_0^{E_g} \left[1 + D \left(\frac{E - E_0}{kT} \right)^2 \right] \times \left\{ \frac{q}{kT} \exp \left(\frac{E - F}{kT} \right) / \left[\exp \left(\frac{E - F}{kT} \right) + 1 \right]^2 \right\} dE. \quad (9)$$

Обычно принимается, что при $E > F$ ПС пусты, а при $E < F$ полностью заполнены электронами. При такой ступенчатой аппроксимации значение плотности ПС $N_{ss \text{ appr}}(E)$ равно значению N_{ss} при $E = F$. Если энергетический спектр ПС описывается выражением (7), то имеем

$$N_{ss \text{ appr}} = N_{ss \min} \left[1 + D \left(\frac{F - E_0}{kT} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

Значение производной Q_{ss} по ψ_s определяется по экспериментальным значениям параметров левой части выражения (1). При ступенчатой аппроксимации зависимости $N_{ss}(E)$ принимается, что дифференцирование Q_{ss} по ψ_s дает не значение N_{ss0} — формула (9), а значение $N_{ss \text{ appr}}$ — формула (10). На рис. 1 приведены зависимости N_{ss0} , $N_{ss \text{ appr}}$ и их отношения $R_s = N_{ss0}/N_{ss \text{ appr}}$ от ψ_s ; R_s максимально вблизи минимума плотности ПС и имеет величину порядка нескольких единиц, а при изменении ψ_s стремится к 1.

Учтем далее влияние тока утечки на заряд ПС. Для определенности примем, что ток определяется эмиссией Шоттки. Для принятых отрицательных значений потенциала поверхности (см. выше) и соответствующих им отрицательных напряжений на металле ток определяется потоком электронов из металла в полупроводник.

Не будем учитывать силы изображения. Тогда высота потенциального барьера для потока электронов из металла в полупроводник и, следовательно, ток не зависят от напряжения (см., например, [1], гл. 6). Подставляя (6) в (8), получаем

$$Q_{ss} = qN_{ss} \min \int_0^{E_g} \left[1 + D \left(\frac{E - E_0}{kT} \right)^2 \right] \times \left\{ \exp \left(\frac{E - F}{kT} \right) / \left[\exp \left(\frac{E - F}{kT} \right) + 1 + \frac{j}{qv_{dr} N_d \exp(q\psi_s/kT)} \right] \right\} dE. \quad (11)$$

Из выражения (11) определяем зависимость Q_{ss} от ψ_s . Далее вычисляем плотность ПС N_{ssj} путем численного дифференцирования Q_{ss} по ψ_s .

Приведем результаты расчетов. На рис. 2 показано семейство зависимостей Q_{ss} от ψ_s для различных значений j . При увеличении $|\psi_s|$ возрастает отношение n_j/n_0 , т.е. захват электронов на ПС подавляет термоэмиссию электронов с ПС, при этом замедляется возрастание заряда ПС. Разумеется, этот эффект выражен сильнее для больших значений тока.

На рис. 3 показано семейство зависимостей N_{ssj} от ψ_s для различных значений j . При $j = 0$ имеем $N_{ssj} = N_{ss0}$. По мере увеличения $|\psi_s|$ увеличивается расхождение между настоящей и вычисленной плотностью ПС, т.е. между N_{ss0} и N_{ssj} . Так, например, уже при $\psi_s = -0.5$ В и $j = 10^{-7}$ А/см² N_{ssj} существенно меньше N_{ss0} (ср. кривые 1 и 2). При плотности тока $\sim 10^{-5}$ А/см² возрастание Q_{ss} прекращается, а N_{ssj} уменьшается почти до

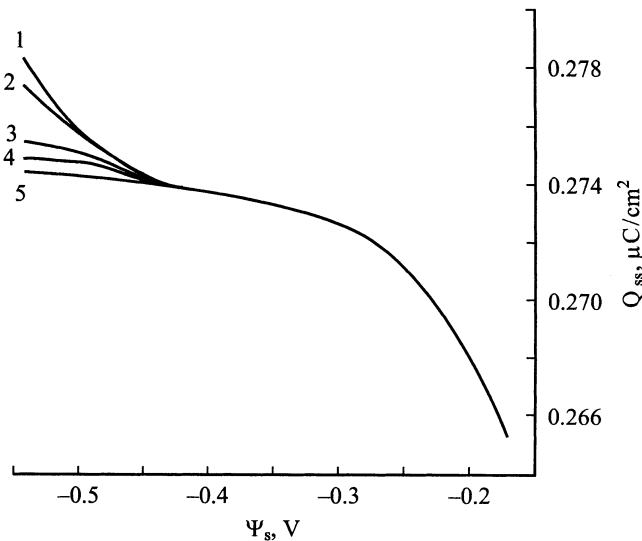


Рис. 2. Зависимость заряда поверхностных состояний Q_{ss} от потенциала поверхности ψ_s для различных значений плотности тока j , А/см²: 1 — 0, 2 — 10^{-7} , 3 — 10^{-6} , 4 — $2 \cdot 10^{-6}$, 5 — $5 \cdot 10^{-6}$.

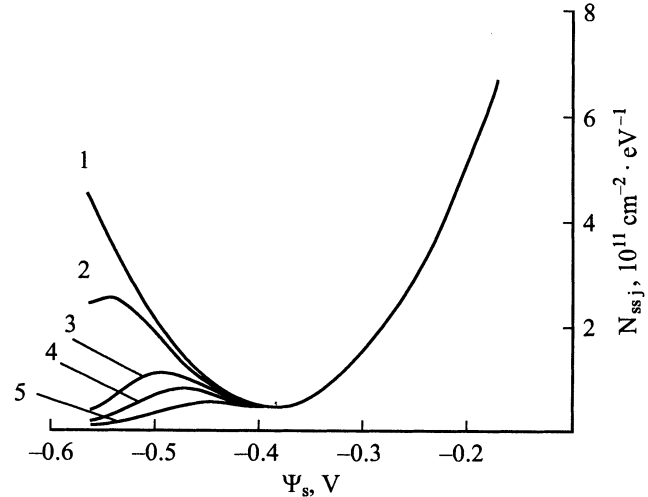


Рис. 3. Зависимость вычисленной плотности поверхностных состояний N_{ssj} от потенциала поверхности ψ_s для различных значений плотности тока. Значения j те же, что на рис. 2.

нуля (кривая 5 на рис. 3). Такая anomальная зависимость N_{ssj} от ψ_s может быть индикатором равномерного (по площади) тока через диэлектрик.

3. Заключение

В структуре МДП при увеличении (по абсолютной величине) потенциала поверхности захват электронов на поверхностные состояния подавляет термоэмиссию электронов с поверхностных состояний, при этом замедляется возрастания заряда поверхностных состояний. Анализ спектра поверхностных состояний методом высокочастотной емкости дает заниженное (в пределе — нулевое) значение плотности поверхностных состояний в некотором интервале изменения потенциала поверхности. Anomальная зависимость плотности поверхностных состояний от потенциала поверхности может быть индикатором равномерного (по площади) тока через диэлектрик.

Автор выражает признательность И.В. Грехову и Л.С. Костиной за постановку задачи и полезные советы при обсуждении результатов.

Список литературы

- [1] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., 1981) т. 1.
- [2] E.H. Nicollian, J.R. Brews. *MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology* (N.Y., 1983).
- [3] M.C. Chen, D.V. Lang, W.C. Dautremont-Smith, A.M. Sergent, J.R. Harrison. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 790 (1984).
- [4] E.K. Kim, H.Y. Cho, S.K. Min. *J. Appl. Phys.*, **67**, 1380 (1990).
- [5] K. Dmowski, B. Lepley, E. Losson, M.El. Bouabdellati. *J. Appl. Phys.*, **74**, 3936 (1993).

- [6] С.В. Тихов, А.П. Касаткин, С.И. Карпович. ФТП, **25**, 434 (1991).
- [7] А.А. Лебедев. ФТП, **28**, 1980 (1994).
- [8] Л.С. Берман, И.В. Грехов, И.Н. Каримов, Е.В. Остроумова. ФТП, **27**, 917 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

The modelling of the surface state density dependence on the surface potential in the metal–insulator–semiconductor devices under consideration of current leakage through insulator

L.S. Berman

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract In metal–insulator–semiconductor devices with thin insulator it is necessary to take into account influence of leakage current through insulator on surface state charge. Capture of current carriers on surface states suppresses their thermoemission from surface states. This process decelerates the increase of surface state charge at increase of surface potential (absolute value). Evaluation of surface state density by the method of high-frequency capacitance leads to understated (in limit — to zero) values of surface state density. Anomalous dependence of surface state density on surface potential can be an indicator of uniform distribution of current density.