

# Релаксация потенциала поверхности полупроводника в МДП структуре при наличии конвективных токов в диэлектрике и через его границы

© С.Г. Дмитриев<sup>¶</sup>

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 141190 Фрязино, Россия

(Получена 29 марта 2010 г. Принята к печати 24 июня 2010 г.)

Метод Берглунда для определения релаксации потенциала полупроводниковой поверхности структуры металл–диэлектрик–полупроводник при изменении напряжения на структуре справедлив только в отсутствие конвективных токов в диэлектрике. В данной работе предложен метод определения релаксации потенциала при наличии конвективных токов. Кроме того, рассматриваются токи, возникающие в структуре благодаря изменению разности контактного потенциала при вариации температуры.

## 1. Введение

Для определения релаксации  $\Delta\varphi_s$  потенциала  $\varphi_s$  на границе раздела (ГР) полупроводник–диэлектрик в МДП структуре при изменении напряжения  $V_g$  на структуре при постоянной температуре  $T$  обычно используется метод Берглунда [1–3]:

$$\Delta\varphi_s = \int_{V_1}^{V_2} \left(1 - \frac{C_{qs}}{C_0}\right) dV_g, \quad (1)$$

где  $C_0$  — емкость диэлектрика,  $C_{qs}(V_g)$  — дифференциальная квазистатическая (квазиравновесная) емкость структуры

$$\frac{1}{C_{qs}(V_g)} = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_s(\varphi_s)}, \quad (2)$$

где  $C_s(\varphi_s) = C_{it} + C_{sc}$  — емкость полупроводника, включая емкость  $C_{it}(\varphi_s)$  поверхностных состояний (ПС) на ГР полупроводник–диэлектрик и емкость  $C_{sc}(\varphi_s)$  области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника. Отметим вытекающие из соотношения (2) полезные равенства:

$$1 - \frac{C_{qs}}{C_0} = \frac{C_0}{C_0 + C_s} = \frac{C_{qs}}{C_s}.$$

Формула (1) верна, если токи в диэлектрике и в ОПЗ полупроводника можно считать емкостными (т.е. индуцированными токами смещения), а конвективные токи (электронов и подвижных ионов) пренебрежимо малы. В реальных же условиях заметные конвективные токи могут протекать как в пленке диэлектрика, так и через его ГР.

В данной работе предложен метод определения релаксации потенциала  $\Delta\varphi_s$  в медленных процессах при наличии конвективных токов в структуре. Кроме того, рассмотрены для сравнения термотоки, возникающие из-за изменения контактной разности потенциалов (КРП) между металлом и полупроводником при изменении температуры структуры.

## 2. Релаксация $\Delta\varphi_s$ поверхностного потенциала

Связь между конвективными токами в пленке, токами через ее ГР и релаксацией потенциала полупроводника можно, в рамках одномерной геометрии при  $T = \text{const}$ , описать формулами [4]:

$$I - C_{qs} \frac{dV_g}{dt} = \frac{C_s}{C_0 + C_s} I_{\text{con}} + \frac{C_0}{C_0 + C_s} I_{\text{em}}, \quad (3a)$$

$$\frac{d\varphi_s}{dt} = \frac{C_0}{C_0 + C_s} \frac{dV_g}{dt} + \frac{1}{C_0 + C_s} (I_{\text{con}} - I_{\text{em}}), \quad (3b)$$

где  $I$  — измеряемый ток,  $I_{\text{con}}$  — усредненный по пленке конвективный ток, а  $I_{\text{em}}$  — электронный ток через ГР полупроводник–диэлектрик (см. подробнее в работе [4]). Формулы (3a), (3b) справедливы, если релаксация заряда в полупроводнике происходит достаточно быстро, его электронная подсистема квазиравновесна, а медленные заряды в диэлектрике не дают вклада в емкости. Кроме того, флуктуации потенциала на ГР полупроводник–диэлектрик должны быть малы. Предполагается, конечно, что параметры полупроводника, в частности емкость  $C_s(\varphi_s)$ , в процессе эксперимента не меняются.

Как видно из (3b), метод Берглунда применим и в случае „сквозных“ токов  $I_{\text{con}} = I_{\text{em}}$ , например, при автоэмиссии из полупроводника или металла. Однако токи подвижных ионов в диэлектрике, перезарядка (через ГР) медленных ПС и т.п. могут приводить к тому, что  $I_{\text{con}} \neq I_{\text{em}}$ . В таком случае для определения релаксации  $\Delta\varphi_s$  в медленных процессах можно использовать равенство [2,3]

$$\frac{d[1/C_{qs}^2]}{dV_g} = \frac{d(1/C_s^2)}{d\varphi_s}, \quad (4)$$

справедливое, если вклад в емкости дают только электронные процессы в полупроводнике, параметры полупроводника не меняются, а производная по  $V_g$  берется при постоянных зарядах в диэлектрике. Таким образом, измерения  $C_{qs}(V_g)$  для определения  $dC_{qs}/dV_g$  в

<sup>¶</sup> E-mail: sgd@ms.ire.rssi.ru

соотношении (4) должны быть достаточно быстрыми, а их масштаб по шкале  $V_g$  достаточно малым, чтобы медленные изменения заряда в диэлектрике не влияли заметным образом на величину производной. При измерениях на некоторой, достаточно низкой, частоте [1,3] производную емкости можно в принципе определять по отклику на удвоенной частоте.

Определение зависимостей  $C_{qs}$  и  $dC_{qs}/dV_g$  от времени  $t$  позволяет с помощью (2) и (4) находить зависимости  $C_s$  и  $dC_s/d\varphi_s$  от  $t$  и тем самым зависимость  $dC_s/d\varphi_s$  (или  $d\varphi_s/dC_s$ ) от  $C_s$ . Последние зависимости универсальны (по отношению к медленным процессам в диэлектрике), если в течение эксперимента электронные процессы в полупроводнике квазиравновесны (так что  $C_s$  зависит только от  $\varphi_s$ ), а параметры полупроводника не меняются. Теперь релаксацию потенциала можно (в области монотонности зависимости  $C_s(\varphi_s)$ ) определить путем численного интегрирования по формуле

$$\Delta\varphi_s = \int_{C_{s0}}^{C_s} \frac{d\varphi_s}{dC_s} dC_s, \quad (5)$$

где  $C_{s0} = C_s(t_0)$ ,  $C_s = C_s(t)$ . Если совместно с емкостями измерять и ток  $I(t)$ , то из соотношения (3), учитывая, что  $d\varphi_s/dt = d(\Delta\varphi_s)/dt$ , можно найти и токи  $I_{con}$  и  $I_{em}$ .

Изменения  $C_s$  обычно связаны с изменениями ПС (т.е. с изменениями  $C_{it}$ ), которые возникают при радиационных воздействиях, инжекции электронов и дырок в диэлектрик и других специальных воздействиях на структуру, когда в диэлектрике происходит генерация дырок, высвобождается водород Н и т.п. Наиболее коварным объектом является водород, различные формы проявления которого (зарядовое состояние, скорость процесса и т.д.) зависят от особенностей технологии [5]. Водород к тому же способен проникать в Si через ГР Si–SiO<sub>2</sub> и пассивировать легирующую примесь в Si [6,7], что также приводит к изменению  $C_{sc}$  и  $C_s$ . Процессы водородной пассивации известны и в других полупроводниках [7].

В условиях обычной диагностики, когда используется лишь умеренный подогрев образца в нейтральной атмосфере, а специальные воздействия отсутствуют, можно ожидать, что  $C_s$  при измерениях не меняется. Некоторые сомнения в этом все же остаются. Неизвестно, например, сопровождаются ли ионные пики на динамических вольт-амперных характеристиках (ДВАХ) при диагностике подвижных ионов в пленках SiO<sub>2</sub> еще и токами (электронными или ионными) через ГР с Si. Это вполне вероятно при наличии вторых пиков на ДВАХ [8]. В кварце, например, при высоких температурах транспорт Н<sup>+</sup> приводит к высвобождению связанного Na [9]. Неясно, возможны ли в пленках при умеренных температурах обратные процессы или другие явления с последующим транспортом водорода через ГР в Si и пассивацией примесей.

### 3. Термоतोки

Выше предполагалось, что  $T = \text{const}$ . Если температура меняется планомерно, как в экспериментах по термостимулированным токам (ТСТ), или нестабильна, то в МДП структурах возникают характерные, индуцированные изменением температуры  $dT/dt$  токи. Мы рассмотрим токи, связанные с изменением КРП между металлом и полупроводниками [2,3,10]

$$-q\varphi_{ms} = \Phi_m - (\chi_s - \mu)$$

при квазиравновесном изменении температуры. Здесь  $\Phi_m$  — внутренняя работа выхода из металла в диэлектрик,  $\chi_s$  — внутреннее сродство к электрону полупроводника (по отношению к диэлектрику),  $\mu = E_F - E_c < 0$  — электрохимический потенциал,  $E_F$  — уровень Ферми, а  $E_c$  — зона проводимости в объеме полупроводника.

Так как [2,3,10]

$$V_g + \varphi_{ms} = \Delta\varphi_i + \varphi_s, \quad (6a)$$

где  $\Delta\varphi_i = \varphi_m - \varphi_s$  — разность потенциалов на диэлектрике, а  $\varphi_m$  — потенциал металла, то

$$V_g + \varphi_{ms} = -\frac{Q_s}{C_0} + \varphi_s, \quad (6b)$$

где  $Q_s(\varphi_s, T)$  — заряд полупроводника, а  $\Delta\varphi_i = -Q_s/C_0$  (при отсутствии зарядов в диэлектрике). Эксперименты по ТСТ проводят обычно при постоянном напряжении  $V_g$ . Рассмотрим этот случай. Дифференцируя (6b) по  $T$  при  $V_g = \text{const}$  (изменения диэлектрических проницаемостей также предполагаются малыми), получаем соотношение

$$\frac{\partial\varphi_s}{\partial T} = \frac{C_0}{C_0 + C_s} \frac{\partial\varphi_{ms}}{\partial T} + \frac{1}{C_0 + C_s} \frac{\partial Q_s}{\partial T}, \quad (7)$$

где  $C_s = -\partial Q_s/\partial\varphi_s$ . Тогда с учетом (7) ток  $I_T = -dQ_s/dt$ , вытекающий из ОПЗ в полупроводник при изменении температуры, равен

$$I_T = \left( C_{qs} \frac{\partial\varphi_{ms}}{\partial T} - \frac{C_0}{C_0 + C_s} \frac{\partial Q_s}{\partial T} \right) \frac{dT}{dt}. \quad (8)$$

Первое слагаемое в (7) описывает вклад, связанный с изменением полной разности потенциалов  $V_g + \varphi_{ms}$  на структуре. При этом влияние электрохимического потенциала описывается слагаемым  $C_{qs}\partial(-\mu/q)/\partial T$ . Оценим его для кремниевых МОП структур [2,3]. При умеренных температурах  $T$ , когда доноры ионизованы и  $n = N_d$  (где  $n$  — концентрация электронов в объеме полупроводника, а  $N_d$  — концентрация доноров),  $-\mu = kT \ln(N_c/N_d)$  [2,10]. Плотность состояний в зоне проводимости полупроводника  $N_c \propto T^{3/2}$  и  $N_c > 10^{19} \text{ см}^{-3}$  уже при  $T = 300 \text{ К}$ . Тогда при  $N_c/N_d \approx 10^4 - 10^5$  величина  $\partial(-\mu/q)/\partial T \approx (8-10)k/q \approx (0.7-0.9) \cdot 10^{-3} \text{ В/град}$ . При

повышении  $T$  в области собственной проводимости полупроводника [2,10] эффект уменьшается.

Далее, обычно  $\tilde{C}_{qs}$  порядка  $\tilde{C}_0 = \epsilon_0 \epsilon_i / d$ , где  $\tilde{C}_{qs}$  и  $\tilde{C}_0$  — емкости структуры и диэлектрика на единицу площади,  $\epsilon_i = 3.9$  — относительная диэлектрическая проницаемость  $\text{SiO}_2$ ,  $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-14}$  Ф/см, а  $d \approx 1000 \text{ \AA}$  — толщина диэлектрика, так что  $\tilde{C}_0 \approx 3.5 \cdot 10^{-8}$  Ф/см<sup>2</sup>. Тогда плотность термотока  $j_T \approx (2-3) \cdot 10^{-11} (\partial T / \partial t)$  А/см<sup>2</sup> достигает значений  $j_T \approx 10^{-12}$  А/см<sup>2</sup> при  $\partial T / \partial t \approx (0.05-0.03)^\circ\text{C}/\text{с}$ . При полном изменении температуры на  $\Delta T \approx 100^\circ\text{C}$  этим током соответствует эффективная плотность заряда  $N_s \approx 10^{10}$  см<sup>-2</sup>.

Вклад от второго слагаемого в (8) в режиме обеднения ( $|q\varphi_s|/kT > 1$ ) обычно мал. Действительно, в этом случае заряд  $Q_{sc}$  полупроводника [2,3]

$$Q_{sc} = (2kT\epsilon_0\epsilon_{sc}n)^{1/2} \left( -\frac{q\varphi_s}{kT} - 1 \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где  $n = N_d$ , а  $\epsilon_{sc}$  — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника. Тогда  $\partial Q_{sc} / \partial T = -C_{sc}(k/q)$ , и если вклад от ПС не очень велик, то вклад от первого слагаемого на порядок больше, чем от второго. Поскольку температурная зависимость „внутренних“ работ выхода из-за теплового расширения мала,  $\sim 10^{-4}-10^{-5}$  эВ/град [11], можно ожидать, что изменения (той же природы) внутренних барьеров  $\Phi_m$  и  $\chi_s$  с температурой также невелики. Однако атомная релаксация на ГР и дефекты могут увеличить  $\partial\varphi_{ms}/\partial T$ . Кроме того, с ростом  $T$  растет влияние зависимости ширины запрещенной зоны  $E_g(T)$  от температуры ( $|dE_g/dT| > 10^{-4}$  эВ/град,  $dE_g/dT < 0$  при  $T \approx 300-500$  К [12,13]).

Отметим также, что „полезные“ при диагностике МДП структур токи дырок или положительно заряженных ионов в диэлектрике в пиках ТСТ направлены обычно от полупроводника к металлу (так как снимаются при  $V_g < 0$ ), в то время как обсуждаемые термотоки направлены в обратную сторону (против поля).

Далее, заряд в диэлектрике дает дополнительный вклад в разность потенциалов на диэлектрике

$$\Delta V_c = -\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_i d} \int_0^d x \rho(x) dx, \quad (10)$$

где  $\rho(x)$  — объемная плотность заряда в диэлектрике, а  $x$  отсчитывается от металла. Равенство (6б) с учетом этого вклада приобретает вид

$$V_g - V_0 = -\frac{Q_s}{C_0} + \varphi_s, \quad (11)$$

где  $V_0 = -\varphi_{ms} + \Delta V_c$ . Обсудим смысл этой величины. В однородном полупроводнике при  $\varphi_s = 0$  зоны плоские (т.е. поле внутри полупроводника равно нулю) и  $Q_{sc} = 0$ . Если при этом равен нулю заряд на ПС, то  $Q_s = 0$  и  $V_g = V_0$  при  $\varphi_s = 0$ . В этом случае  $V_0 \equiv V_{fb}$

приобретает смысл напряжения плоских зон  $V_{fb}$  [2,3]. Однако точка нейтральности ПС для ГР Si-SiO<sub>2</sub> примерно соответствует середине запрещенной зоны Si (полной универсальности здесь нет), т.е.  $Q_{it} \approx 0$ , когда уровень Ферми на ГР попадает в середину запрещенной зоны Si [3]. Этой ситуации отвечает напряжение  $V_{mg}$  (midgap), которое часто используется (вместо  $V_{fb}$ ) при диагностике [3]. К тому же в случае неоднородного легирования полупроводника вблизи ГР поле в нем и  $Q_{sc}$  могут быть не равны нулю при  $\varphi_s = 0$  (т.е. зоны в полупроводнике могут и не быть плоскими), что снижает удобство использования  $V_{fb}$ . Уравнение (11) можно использовать для описания токов ТСТ, но температурные зависимости  $\Delta V_c$ ,  $\varphi_{ms}$  и  $Q_{it}$  мало изучены.

## 4. Заключение

В работе предложен метод измерения релаксации поверхностного потенциала  $\Delta\varphi_s$  на ГР полупроводник-диэлектрик МДП структуры при наличии конвективных (медленных) токов как в диэлектрике, так и через его границы. Известная методика Берглунда [1] предполагает отсутствие таких токов [1-3]. Предложен также метод нахождения конвективных токов через ГР полупроводник-диэлектрик (и в диэлектрике), определение которых и представляет обычно основной интерес. Методика в целом основана на использовании формул (3)-(5) и требует одновременного измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ)  $C_{qs}(V_g)$  и ДВАХ  $I(V_g)$  (как в работе [8], например). При этом измерения отдельных участков ВФХ должны быть достаточно быстрыми по сравнению с характерными временами изучаемого медленного процесса, так чтобы вычисление производной в левой части (4) по измеренной „локальной“ ВФХ было правомерным (см. обсуждение формулы (4)). Тогда формулы (4) и (5) позволяют рассчитать производную емкости полупроводника по потенциалу и релаксацию самого потенциала на ГР полупроводник-диэлектрик. Данные по релаксации потенциала, ВФХ и ДВАХ позволяют найти обсуждаемые конвективные токи по формулам (3). Экспериментальная реализация предлагаемой методики будет представлена в другой работе.

Рассмотрены также токи, возникающие в МДП структурах из-за изменения КРП при изменении температуры (см. (8)).

## Список литературы

- [1] C.N. Berglund. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-13** (10), 701 (1966).
- [2] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [3] E.R. Nicollian, J.R. Brews. *MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology* (N.Y., J. Wiley & Sons, 1982).
- [4] С.Г. Дмитриев. ФТП, **43** (6), 854 (2009).

- [5] D.M. Fleetwood, M.J. Johnson, T.L. Meisenheimer, P.S. Winokur, W.L. Warren, S.C. Witzak. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-44** (6), 1810 (1997).
- [6] C. Sah, S. Pan, C. Hsu. J. Appl. Phys., **57** (12), 5148 (1985).
- [7] J. Chevallier. Def. Dif. Forum, **131-132**, 9 (1996).
- [8] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. ФТП, **42** (1), 45 (2008).
- [9] G. Hetherington, K.H. Jack, M.W. Ramsay. Phys. Chem. Glasses, **6** (1), 6 (1965).
- [10] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [11] C. Herring, M.H. Nichols. Rev. Mod. Phys., **21** (2), 185 (1949).
- [12] C.D. Thurmond. J. Electrochem. Soc., **122** (8), 1133 (1975).
- [13] V. Alex, S. Finkbeiner, J. Weber. J. Appl. Phys., **79** (9), 6943 (1996).

*Редактор Т.А. Полянская*

## **Semiconductor surface potential relaxation in MIS (metal–insulator–semiconductor)-structure in the presence of convective currents in insulator and through its boundaries**

*S.G. Dmitriev*

Institute of Radio Engineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
141120 Fryazino, Russia

**Abstract** Berglund's method to determine the relaxation of semiconductor surface potential  $\Delta\varphi_s$  in metal–insulator–semiconductor structure is true in the absence of convective currents in insulator. A method to determine  $\Delta\varphi_s$  in the presence of convective currents is proposed in present work. In addition, currents arising in structure due to changes of contact potential difference between metal and semiconductor under temperature variation are considered.