

# Определение абсолютной величины поверхностного потенциала полупроводника по квазистатическим вольт-фарадным характеристикам МДП структуры

© А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, Г.В. Чучева

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141190 Фрязино, Россия

(Получена 5 августа 2002 г. Принята к печати 3 ноября 2002 г.)

Совместный анализ производных  $C'_V(V_g)$  экспериментальной и идеальной квазистатических вольт-фарадных характеристик, представленных в зависимости от нормированной дифференциальной емкости МДП структуры  $V_V(V_g)$ , позволяет идентифицировать в пределах энергетической щели полупроводника  $E_g$  области, в которых практически отсутствуют пограничные состояния и в которых легко установить связь между поверхностным потенциалом  $\psi_S$  реального полупроводника и приложенным к МДП структуре напряжением  $V_g$ . Это позволяет достаточно точно определять аддитивные постоянные  $\psi_{S0}(V_{g0})$ , необходимые для расчета зависимости  $\psi_S(V_g)$  во всем диапазоне изменений  $V_g$  путем численного интегрирования экспериментальной квазистатической вольт-фарадной характеристики. Сопоставление этой зависимости с идеальной детально характеризует интегральные электронные свойства гетерограницы полупроводник-диэлектрик: усредненную по  $E_g$  плотность пограничных состояний, качественный характер их распределения по ширине щели, напряжение плоских зон  $V_{FB}$  и его компоненты, обусловленные фиксированным зарядом в подзатворном диэлектрике и зарядом, локализованным на пограничных состояниях. Высокая точность регистрации  $V_{FB}$  обеспечивает обнаружение даже слабого „физического“ отклика МДП структур на внешние воздействия или на вариации технологии формирования гетерограницы. Приводятся результаты такого рода анализа для типичной гетерограницы  $\text{SiO}_2/\text{Si}$   $n$ -Si-МОП структуры. Отмечается перспективность применения диаграмм  $C'_V - C_V$  для анализа высокочастотных вольт-фарадных характеристик.

В зависимости поверхностного потенциала полупроводника  $\psi_S$  от напряжения  $V_g$ , приложенного к МДП структуре, проявляются все основные факторы, определяющие электронные свойства области гетерограницы (ГГ) полупроводник-диэлектрик: локализованные электронные состояния, фиксированный и подвижный заряд в диэлектрике, контактная разность потенциалов (полевой электрод)-полупроводник, флуктуационные эффекты, профиль легирования полупроводника [1,2]. По зависимостям  $\psi_S(V_g)$  можно судить об изменениях этих свойств после термополевых и радиационных стрессов, стимулирующих, в частности, генерацию дефектов и накопление/аннигиляцию заряда в подзатворном диэлектрике. Такого рода информация имеет особую значимость в связи с явлениями деградации сверхтонких ( $\sim 2$  нм) подзатворных окислов субмикронных полевых транзисторов [3,4]. В то же время нахождение функции  $\psi_S(V_g)$  — лимитирующая стадия практически всех методов вольт-емкостной спектроскопии (ВЕС), основного инструмента физической диагностики ГГ [1,2,5].

Один из наиболее распространенных алгоритмов определения зависимости  $\psi_S(V_g)$  основан на соотношениях [1,2,6]

$$\psi'_S(V_g) = d\psi_S(V_g)/dV_g = 1 - C_V(V_g), \quad (1)$$

$$\psi_S(V_g) = \psi_{S0} - \int_{V_{g0}}^{V_g} [1 - C_V(V_g)] dV_g, \quad (2)$$

где  $C_V(V_g) = C(V_g)/C_i$  — нормированная квазистатическая вольт-фарадная характеристика (КС ВФХ)

МДП структуры,  $C_i$  — „емкость диэлектрика“,

$$\psi_{S0} = \psi_S|_{V_g=V_{g0}},$$

$V_{g0}$  — напряжение, отвечающее некоторой характерной точке КС ВФХ. Функция  $\psi_S(V_g)$  находится численным интегрированием (2) с точностью до аддитивной постоянной  $\psi_{S0}$ . Даже небольшие отклонения  $\Delta\psi_{S0}$  величины  $\psi_{S0}$  от фактического значения  $\psi_{S0}^*$  приводят к существенным отклонениям наблюдаемых характеристик ГГ от реальных. Это обстоятельство на примере метода квазиравновесной ВЕС (КР ВЕС) [1,2] демонстрирует рис. 1. На нем представлены „спектры“ пограничных состояний (ПС)  $N_{SS}(E) = N_{SS}(\psi_{S0})$ , полученные по идеальной равновесной ВФХ, рассчитанной с точностью  $\pm 5 \cdot 10^{-8}$  с параметрами исследуемой  $n$ -Si-МОП структуры. На рис. 1 использованы обозначения:  $E = \psi_S + E_g - E_F$ ,  $E_g = E_c - E_v$  — ширина энергетической щели полупроводника,  $E_g(\text{Si}) = 1.12$  эВ,  $E_F$  — энергия Ферми,  $E_v$  — потолок валентной зоны,  $E_c$  — дно зоны проводимости; величина  $\psi_S$  отсчитывается от уровня  $E_c$  в объеме полупроводника:  $\psi_S > 0$  в состоянии обогащения,  $\psi_S < 0$  в состояниях обеднения и инверсии.

Исследовалась структура: Al-(термический окисел  $\text{SiO}_2$ )-Si:P. Ориентация подложки — (100); концентрация фосфора  $N_d = 1.58 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ; толщина окисла  $h_{\text{SiO}_2} = 1700 \text{ \AA}$ ; площадь полевого электрода  $S = 2.4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ ,  $C_i = 489.1 \text{ пФ}$ ,  $T = 293 \text{ К}$ . Эти же значения параметров  $h_{\text{SiO}_2}$ ,  $N_d$ ,  $C_i$  и  $T$  использовались при расчете идеальной равновесной ВФХ. Относительно низкий уровень легирования кремния позволял не учи-

тывать возможную неоднородность распределения примеси, которая несущественна при  $N_d < 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ([1], § 8, 3.1).

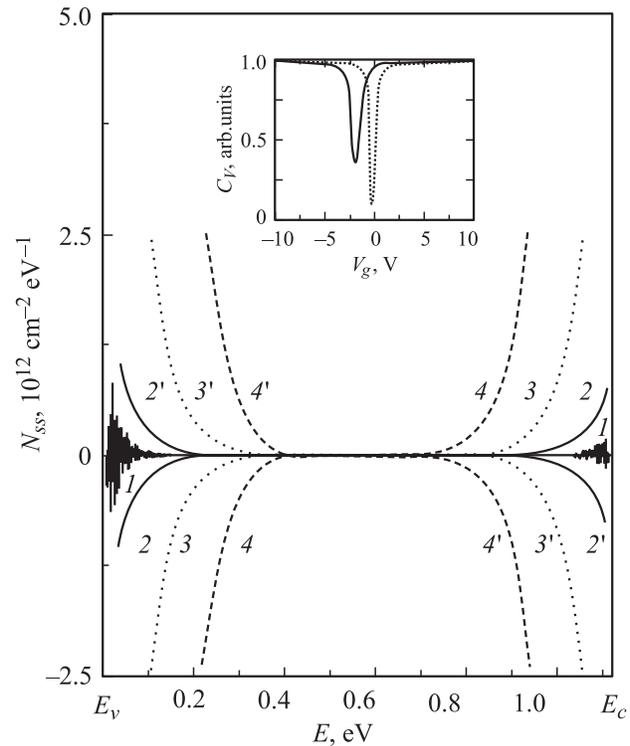
Строгая реализация алгоритма метода КР ВЕС по измеренной ВФХ при  $\psi_{S0} = \psi_{S0}^*$  должна приводить, очевидно, к нулевой плотности состояний по всей щели Si. Это и имеет место в действительности (рис. 1, кривая 1). При отклонении  $\psi_{S0}$  от  $\psi_{S0}^*$  вид функции  $N_{SS}(E)$  кардинально изменяется (рис. 1, кривые 2–4, 2'–4'): область достоверности спектра ПС резко сужается, на зависимостях  $N_{SS}(E)$  появляются плавно нарастающие к краям щели фиктивные „хвосты“ плотности состояний. В частности, при обогащении, когда  $\psi_{S0} = \psi_{S0}^* - \Delta\psi_{S0}$  ( $\psi_{S0}^* = 0.35307 \text{ эВ}$ ,  $V_g = 20 \text{ В}$ ), плотность состояний вблизи  $E = E_c$  велика и положительна, тогда как вблизи  $E = E_v$  она велика и отрицательна; когда же  $\psi_{S0} = \psi_{S0}^* + \Delta\psi_{S0}$  — наоборот. Интересно, что вводимое, например, в области обогащения в  $\psi_{S0}^*$  возмущение  $\Delta\psi_{S0}$  транслируется без изменения величины и знака в область инверсии.

Эти факты легко понять, исходя из основного уравнения КР ВЕС [1,2,6]:

$$C_{SS}(\psi_S) = qN_{SS}(\psi_S) = \frac{C_i}{S} \left[ \frac{C_V[\psi_S(V_g)]}{1 - C_V[\psi_S(V_g)]} - \frac{C_S(\psi_S)}{C_i} \right], \quad (3)$$

где  $C_{SS}(\psi_S)$  — удельная „емкость ПС“,  $C_S(\psi_S)$  — емкость слоя объемного заряда полупроводника [1,2],  $q$  — элементарный заряд,  $S$  — площадь МДП структуры. У краев щели полупроводника (если  $|\psi_S| \gg kT$ ) при возрастании  $|V_g|$  из соотношения (3) следует:  $C(V_g) \rightarrow C_i$ ,  $C_V(V_g)/[1 - C_V(V_g)] \rightarrow \infty$  и  $C_S/C_i \propto \exp|\psi_S|/2kT \rightarrow \infty$ . При нулевой плотности ПС первый и второй члены в (3) в точности равны при любых  $\psi_S$ , а при малой — весьма близки. Иными словами, при сильном обогащении или глубокой инверсии плотность ПС  $N_{SS}(\psi_S)$  определяется разностью двух больших чисел, и даже малые систематические ошибки в величине  $\psi_{S0}$ , а следовательно и в  $\psi_S$ , существенно искажают функцию  $N_{SS}(E)$ , обуславливая появление нефизических „хвостов“ плотности состояний (положительных — из-за недооценки второго слагаемого в (3) и отрицательных — из-за точно такой же его переоценки). По этой же причине случайные погрешности расчетов или измерений проявляются в форме статистического шума, нарастающего по амплитуде к краям энергетической щели полупроводника (рис. 1, кривая 1).

Между тем надежной количественной методики идентификации  $\psi_{S0}$ , адекватной как задаче определения зависимости  $\psi_{S0}(V_g)$ , так и задачам КР ВЕС, не существует. Известные подходы к оценке  $\psi_{S0}$  [1,6,7] постулируют выполнение у краев энергетической щели полупроводника, граничащего с диэлектриком, неравенства  $C_S/S \gg C_{SS}$ , предполагая тем самым априорную возможность совмещения идеальной  $[C_{Vid}(\psi_S)]$  и экспериментальной



**Рис. 1.** Расчетная плотность состояний, обусловленная статистической погрешностью расчетов (1) и систематическими ошибками „определения“  $\psi_{S0}$  (2–4, 2'–4'). Значения  $\psi_{S0}$  принимались равными: 1 —  $\psi_{S0}^*$ , 2–4 —  $(\psi_{S0}^* - \Delta\psi_{S0})$ , 2'–4' —  $(\psi_{S0}^* + \Delta\psi_{S0})$ ;  $\psi_{S0}^* = 0.35307 \text{ эВ}$  ( $V_g = 20 \text{ В}$ ). Значения  $\Delta\psi_{S0}$ , мэВ: 2, 2' — 0.1; 3, 3' — 1; 4, 4' — 10. На вставке — экспериментальная (сплошная линия) и идеальная (пунктирная) зависимости  $C_V(V_g)$  для исследуемой структуры.

$[C_{Vex}(\psi_S)]$  КС ВФХ, представленных в зависимости от  $\psi_S$ .

Для преобразования экспериментальной КС ВФХ  $C_{Vex}(V_g) \rightarrow C_{Vex}(\psi_S)$  используется уравнение (2). Значение  $\psi_{S0}$  выбирается достаточно произвольно вблизи краев диапазона изменения  $V_g$  ( $|\psi_S| \gg kT$ ), где зависимость  $\psi_S(V_g)$  весьма слаба [1]. Далее это значение  $\psi_{S0}$  корректируется на величину сдвига  $\pm\Delta\psi_{S0}$ , требующегося для совмещения подобных областей кривых  $C_{Vid}(\psi_S)$  и  $C_{Vex}(\psi_S)$ . Затем  $\psi_{S0}$  варьируется и отыскивается область спектра  $N_{SS}(E)$ , устойчивая к таким вариациям, которая и объясняется результатом ВЕС [8]. Качественный характер такого алгоритма оценки  $\psi_{S0}$  отражается в значительном сужении энергетического диапазона  $\Delta T$  наблюдаемой плотности ПС и в погрешностях регистрации функции  $N_{SS}(E)$  даже в пределах этого диапазона  $\Delta E$  [8]. В случае Si он равен  $\Delta E \simeq \pm E_g/4$  относительно середины щели Si при  $N_{SS}(E) \simeq 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{эВ}^{-1}$ .

Отсюда вытекает необходимость поиска достаточно точного метода идентификации  $\psi_{S0}$  как в области обогащения, так и в области инверсии. Далее реализуется один из подходов к решению этой задачи.

Полагая напряжение  $V_g$  параметром, представим экспериментальную и идеальную КС ВФХ в координатах:

$$C'_{V_{ex}}(V_g^{ex}) - C_{V_{ex}}(V_g^{ex}), \quad C'_{V_{id}}(V_g^{id}) - C_{V_{id}}(V_g^{id}),$$

где

$$C'_{V_{ex}}(V_g^{ex}) = dC_{V_{ex}}/dV_g^{ex}, \quad C'_{V_{id}}(V_g^{id}) = dC_{V_{id}}/dV_g^{id}.$$

Совпадение этих графиков в каких-либо областях общего аргумента функций  $C_V(V_g) = C_{V_{ex}}(V_g^{ex})$ ,  $C_V(V_g) = C_{V_{id}}(V_g^{id})$ , определенного на одном и том же интервале (0,1), означает равенство как самих функций, так и их производных и возможность точного совмещения обеих ВФХ путем трансляции одной из них вдоль оси напряжений на некоторую постоянную величину  $\Delta V_g = \text{const}$ . Иными словами, если

$$C'_{V_{ex}}[C_{V_{ex}}(V_g^{ex})] = C'_{V_{id}}[C_{V_{id}}(V_g^{id})]$$

и

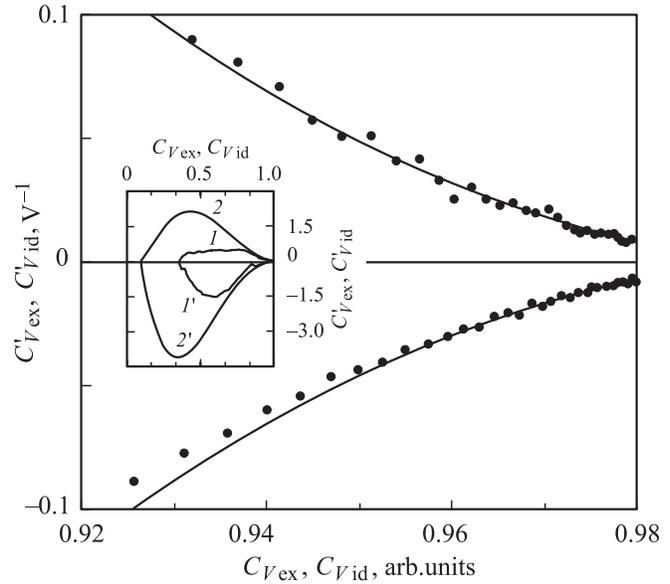
$$C_{V_{ex}}(V_g^{ex}) = C_{V_{id}}(V_g^{id}),$$

то

$$\psi_S^{ex}(V_g^{ex}) \equiv \psi_S^{id}(V_g^{id}),$$

т.е. поверхностный потенциал реального полупроводника  $\psi_S^{ex}$  при напряжении  $V_g^{ex}$  равен поверхностному потенциалу идеального полупроводника  $\psi_S^{id}$  при напряжении  $V_g^{id}$ , при этом  $V_g^{ex} - V_g^{id} = \Delta V_g = \text{const}$ ;  $\Delta V_g > 0$  при  $V_g^{ex} > V_g^{id}$  и  $\Delta V_g < 0$  при  $V_g^{ex} < V_g^{id}$ . Следовательно, выбирая любую величину  $C_{V_{ex}}(V_g^{ex})$  из области совпадения экспериментальной и идеальной диаграмм  $C'_V - C_V$ , находим по ней значение  $V_g^{ex}$ , которое принимаем за  $V_{g0}$ . По равным значениям  $C_{V_{ex}}(V_{g0})$  и  $C_{V_{id}}(V_g^{id})$  находим напряжение  $V_g^{id}$  и отвечающий ему, точно известный поверхностный потенциал  $\psi_S^{id} = \psi_{S0}$  идеального полупроводника, т.е. искомую постоянную интегрирования  $\psi_{S0}(V_{g0})$  [см. (2)].

Таким образом, без каких-либо геометрических манипуляций, чисто аналитически, устанавливается точная связь между поверхностным потенциалом реального полупроводника  $\psi_{S0}$  и напряжением  $V_{g0}$ , приложенным к исследуемой МДП структуре. В результате обеспечивается самосогласованная идентификация областей экспериментальной и идеальной КС ВФХ с функционально идентичными зависимостями  $\psi_S^{ex}(V_g^{ex}) = \psi_S^{id}(V_g^{id})$ , не требующая каких-либо предположений о характере спектра ПС. Такие области могут появляться на различных участках КС ВФХ, непосредственно свидетельствуя об очень низкой плотности ПС или об их отсутствии. Поэтому подобным путем можно идентифицировать не одно, а ряд значений  $\psi_{S0}(V_{g0})$ , необходимых как для расчета функций  $\psi_S(V_g)$  и  $N_{SS}(E)$ , так и для независимой проверки получаемых данных.



**Рис. 2.** На вставке — общий вид производных по напряжению  $V_g$  экспериментальной  $C'_{V_{ex}}$  (1, 1') и идеальной  $C'_{V_{id}}$  (2, 2') КС ВФХ в зависимости от нормированных емкостей МОП структуры  $C_{V_{ex}}$ ,  $C_{V_{id}}$ . Крупным планом представлены области совпадения экспериментальной (точки) и идеальной (сплошные линии) кривых. Верхние кривые — обогащение, нижние — инверсия.

КС ВФХ МОП структуры  $C(V_g) = I(V_g)/\beta_V$  измерялись в режиме линейной полевой развертки:

$$V_g = V_g^0 + \beta_V t, \quad V_g^0 = V_g|_{t=0},$$

$\beta_V = \text{const} = \pm 40$  мВ/с — скорость развертки,  $t$  — время,  $C(V_g)$  — дифференциальная емкость МОП конденсатора,  $I(V_g)$  — ток. В диапазоне  $-10 \leq V_g \leq 10$  В посредством цифровой измерительной системы [9] регистрировались две КС ВФХ: при  $V_g^0 = -10$  В ( $\beta_V > 0$ ) и при  $V_g^0 = 10$  В ( $\beta_V < 0$ ). Полученные при  $\beta_V > 0$  и  $\beta_V < 0$  кривые  $C(V_g)/C_i$  усреднялись, что позволяло исключить систематические ошибки измерений, обусловленные вкладом в КС ВФХ неемкостных компонент тока [10]. Нормировочный коэффициент

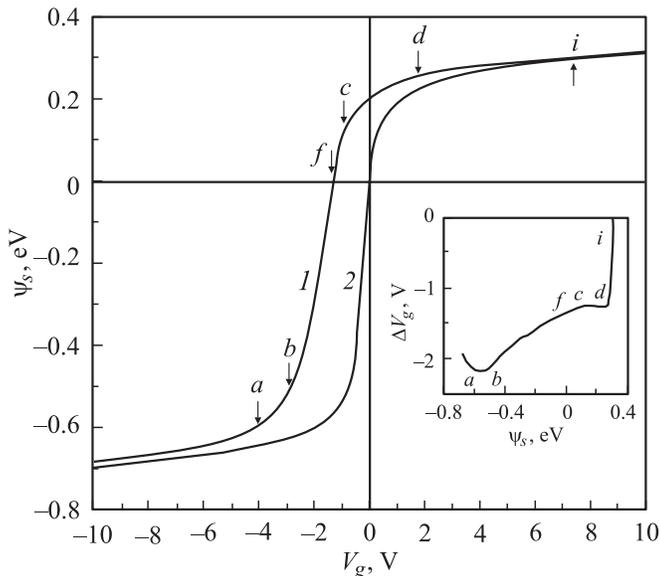
$$C_i = (|I_{a1}| + |I_{a2}|)/2|\beta_V| = 489.1 \text{ пФ}$$

определялся по усредненной КС ВФХ;  $I_{a1}$ ,  $I_{a2}$  — уровни тока, отвечающие состояниям сильного обогащения поверхности Si при  $\beta_V > 0$  и  $\beta_V < 0$  соответственно.

Результаты измерений и численных расчетов по экспериментальной и идеальной КС ВФХ (рис. 1, вставка) зависимостей

$$C'_{V_{ex}}(V_g^{ex}) = f[C_{V_{ex}}(V_g^{ex})] \quad \text{и} \quad C'_{V_{id}}(V_g^{id}) = f[C_{V_{id}}(V_g^{id})]$$

для исследованной МОП структуры представлены на рис. 2 кривыми 1, 1' и 2, 2'. Верхние ветви кривых отвечают обогащению поверхности Si



**Рис. 3.** Зависимости поверхностного потенциала кремния  $\psi_S$  от напряжения  $V_g$  для исследуемой структуры: экспериментальная (1) и идеальная (2). Стрелками  $a, b$  (инверсия) и  $c, d$  (обогащение) отмечены области совпадения кривых на рис. 2. На вставке — зависимость от  $\psi_S$  сдвига  $\Delta V_g$  по оси напряжений между кривыми 1 и 2.

$[C'_{V_{ex}}(V_g^{ex}), C'_{V_{id}}(V_g^{id}) > 0]$ , а нижние — инверсии  $[C'_{V_{ex}}(V_g^{ex}), C'_{V_{id}}(V_g^{id}) < 0]$ . И в той и в другой областях при  $C_V(V_g) > 0.95$  (большие значения  $|V_g|$ ) кривые 1, 2 и 1', 2' в пределах погрешности эксперимента совпадают. Знак производных изменяется только при переходе от режима обогащения к режиму обеднения и инверсии, оставаясь постоянным в соответствующих интервалах изменения  $V_g$ . Во всем диапазоне значений аргументов  $|C'_{V_{ex}}(V_g^{ex})| \leq |C'_{V_{id}}(V_g^{id})|$ , что естественным образом отражает „растяжку“ экспериментальной КС ВФХ, обусловленную пограничными состояниями. Нарушение этих закономерностей может указывать либо на неравновесность измеренных КС ВФХ (слишком большие значения  $|\beta_V|$ ), либо на присутствие на ГГ дискретных или квазидискретных ПС (т. е. на невыполнение условия „плавного спектра“, требующего слабого изменения плотности состояний на интервале энергии  $\sim kT$  [1]), либо, наконец, на наличие в приповерхностной электронной системе некоторого взаимодействия [11,12]. Таким образом, взаимосвязь функций  $C'_{V_{ex}}(V_g^{ex})$  и  $C'_{V_{id}}(V_g^{id})$  — чувствительный индикатор как корректности методики КР ВЕС, так и проявлений непредвиденных физических факторов.

На рис. 3 (кривая 1) приведен абсолютный поверхностный потенциал Si в зависимости от  $V_g$ . Потенциал рассчитан численным интегрированием (2) с использованием полученных по описанной выше процедуре значений  $\psi_{S0}(V_{g0})$  как для режима обогащения  $[\psi_{S0}^{as}(V_{g0}^{as})]$ , так и для режима инверсии  $[\psi_{S0}^{in}(V_{g0}^{in})]$ . На вставке к рис. 3 представлена зависимость от  $\psi_S$  сдвига  $\Delta V_g$  кривой 1

по оси напряжений относительно идеальной кривой 2. Стрелками  $a, b$  (инверсия) и  $c, d$  (обогащение) выделены области совмещения экспериментальной и идеальной кривых на рис. 2. Видно, что в областях совпадения графиков на рис. 2  $\Delta V_g = \text{const}$ , т. е. в этих областях кривая 1 с высокой точностью эквидистанта идеальной кривой 2. Этим подчеркивается надежность и корректность предложенной методики расчетов аддитивных постоянных  $\psi_{S0}(V_{g0})$  и реальной зависимости  $\psi_S(V_g)$ . Параметры расчета зависимостей на рис. 3:  $\psi_{S0}^{as} = 0.2840$  эВ,  $V_{g0}^{ac} = 4.25$  В;  $\psi_{S0}^{in} = -0.5736$  эВ,  $V_{g0}^{in} = -3.5$  В. Значения  $\psi_{S0}^{as}(V_{g0}^{as})$  и  $\psi_{S0}^{in}(V_{g0}^{in})$  взяты у середины интервалов  $(c, d)$ ,  $(a, b)$ . Резкие „хвосты“ функции  $\Delta V_g(\psi_S)$  на рис. 3 могут быть обусловлены нарастанием систематической погрешности определения экспериментальной КС ВФХ у краев измерительного диапазона [см. уравнение (3)].

Важно заметить, что вследствие ограниченной точности измерений и расчетов на краях диапазонов численного интегрирования уравнения (2) в значениях  $\psi_S$  накапливаются значительные систематические ошибки. С целью их минимизации аддитивные постоянные  $\psi_{S0}^{in}(V_{g0}^{in})$  и  $\psi_{S0}^{as}(V_{g0}^{as})$  выбирались в центральной части интервалов  $(a, b)$  и  $(c, d)$ , в пределах которых  $\Delta V_g = \text{const}$ . Интегрирование (2) проводилось вначале от  $V_g = V_{g0}^{in}$  до  $V_g^0 = -10$  В и вновь от  $V_g = V_{g0}^{in}$  до  $V_g^0 = 10$  В, а затем от  $V_g = V_{g0}^{ac}$  до  $V_g^0 = 10$  В и вновь от  $V_g = V_{g0}^{ac}$  до  $V_g^0 = -10$  В. Результаты интегрирования „сшивались“ у середины щели Si, где погрешность расчетов минимальна [1].

Рассмотрим теперь возможность определения электронных характеристик ГГ Si/SiO<sub>2</sub> на основании данных рис. 3. В областях отсутствия ПС (участки  $a-b, c-d$ , см. вставку) имеет место постоянный сдвиг  $\Delta V_g$  между кривыми 1 и 2, причем усредненный сдвиг в области обогащения  $\Delta V_g^{ac} = -1.254 \pm 0.002$  В отличен от такового в области инверсии  $\Delta V_g^{ac} = -2.149 \pm 0.005$  В. Кривая 1 смещена относительно кривой 2 в сторону отрицательных  $V_g$  вследствие присутствия в окисле фиксированного положительного заряда с плотностью  $Q_f$ . Напряжение плоских зон для кривой 1

$$V_{FB} = V_g|_{\psi_S=0} = -1.348 \text{ В} = V_k - \text{sign}(q)V_f - \text{sign}(q)V_{SS},$$

$V_k = -0.426$  В — контактная разность потенциалов Al/Si,<sup>1</sup>  $V_f = SQ_f/C_i$ ,  $V_{SS} = SQ_{SS}/C_i$ ,  $Q_{SS}$  — плотность заряда, локализованного на ПС при  $V_g = V_{FB}$ .

$$V_k(\text{Al/Si}) = -(1/q) \times \{0.38 + kT \ln[N_c(T)10^4/N_c(300 \text{ К})N_d]\},$$

где  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости Si [2]. При  $T = 293$  К и  $N_d = 1.58 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $V_k = -0.426$  В.

<sup>1</sup> В области комнатных температур подвижный заряд в окисле исследуемых структур не проявляется [13,14].

Для определения  $Q_f$  необходимо оценить плотность заряженных пограничных состояний  $Q_{SS}$ , расположенных под уровнем энергии  $E = \psi_S = 0$ . Очевидно, что

$$SQ_{SS} \simeq \delta\Delta V_g C_i = V_{SS} C_i,$$

где  $\delta\Delta V_g = 0.792$  В — приращение разности напряжений  $\Delta V_g$  между кривыми 1 и 2 от точки  $f$  на рис. 3, где  $\psi_S = 0$ , до точки  $b$ ,  $\psi_S = -0.506$  эВ (см. также вставку), т.е.  $V_{SS} = \delta\Delta V_g$ . Тогда

$$\begin{aligned} \text{sign}(q)V_f &= -V_{FB} + V_k - \text{sign}(q)V_{SS} \\ &= 1.348 - 0.426 + 0.792 = 1.714 \text{ В} \end{aligned}$$

и плотность фиксированных в  $\text{SiO}_2$  положительных зарядов равна

$$N_f = Q_f/qS = V_f C_i/qS \simeq 2.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2},$$

а количество заполненных ПС при  $V_g = V_{FB}$  составляет

$$N_S = Q_{SS}/qS = V_{SS} C_i/qS \simeq 1.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}.$$

Аналогичным путем легко оценить число ПС, локализованных в областях  $\psi_S$  от точки  $f$  до точки  $c$  ( $V_{SS} = 0.092$  В,  $N_S \simeq 1.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) и от точки  $f$  до точки  $i$  пересечения кривых 1 и 2 ( $V_{SS} = 1.348$  В,  $N_S \simeq 1.71 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Следовательно, средняя плотность ПС в пределах щели Si  $E_g = 1.12$  эВ составляет  $N_{SS} \simeq 2.42 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ .

Сделанные оценки  $N_f, N_{SS}$  и качественного распределения ПС по щели Si адекватны большинству задач физической диагностики электронных свойств ГТ полупроводник–диэлектрик. Заметное (до  $\Delta E \simeq 0.9$  эВ) расширение энергетического диапазона наблюдения функции  $\psi_S(V_g)$ , распространяющееся и на плотность ПС  $N_{SS}(E)$ , обеспечивает не только возможность, но и высокую (десятичные доли %) точность регистрации  $V_{FB}$ . Тем самым обеспечивается и обнаружение даже весьма слабого „физического“ отклика МДП структуры на внешние воздействия или на вариации технологии формирования ГТ, в особенности ГТ кремния с новыми перспективными подзатворными диэлектриками, необходимыми для субмикронных МДП транзисторов [15,16]. Следовательно, анализ зависимостей  $\psi_S(V_g)$ , получаемых с использованием диаграмм  $C'_V - C_V$ , позволяет отказаться от типичной практики изучения ГТ полупроводник–диэлектрик на базе чисто качественных наблюдений эволюции формы и положения КС ВФХ по оси напряжений [17,18] и перейти к прямым количественным исследованиям электронных свойств ГТ и их изменений под воздействием времени, рабочих условий или различного рода стрессов.

Метод диаграмм  $C'_V - C_V$  легко обобщается на случай высокочастотных (ВЧ) ВФХ. Нахождение по таким диаграммам в спектрах ПС энергетических „щелей“, не содержащих локализованных электронных состояний,

позволит отыскивать реперные точки  $\psi_{S0}(V_g)$  и определять абсолютные значения  $\psi_S(V_g)$  вне зависимости от частоты измерительного сигнала  $f_m$ . В результате можно исключить известную неопределенность данных, извлекаемых из ВЧ ВФХ, обусловленную недостаточно высокими значениями  $f_m$ , не удовлетворяющими условию „высокочастотности“ ВФХ  $f_m \gg \tau^{-1}$ , где  $\tau$  — характерное время перезарядки „быстрых“ ПС.<sup>2</sup> Аналогичная проблема имеет место и в отношении методов исследования МДП структур, основанных на стабилизации их ВЧ емкости на заданном уровне посредством соответствующего изменения  $V_g$  [5,20,21]. Ее можно разрешить, стабилизируя емкость МДП структуры при значениях  $\psi_S, C(V_g)$  и  $V_g$ , определяемых по диаграммам  $C'_V - C_V$  и отвечающих энергетическим „щелям“ в плотности ПС. Это, в принципе, позволит контролировать отсутствие вклада в стабилизируемый емкостной сигнал емкости „быстрых“ ПС.

Авторы признательны Е.И. Гольдману за конструктивные дискуссии и Е.Л. Новиковой за помощь в работе.

## Список литературы

- [1] E.H. Nicolian, I.R. Brews. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physical and Technology* (N.Y., John Wiley @ Sons, 1982).
- [2] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [3] H. Watanabe, T. Baba, M. Ichikawa. *J. Appl. Phys.*, **85**, 6704 (1999).
- [4] E.M. Vogel, M.D. Edelstein, J.S. Suechle. *J. Appl. Phys.*, **90**, 2338 (2001).
- [5] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [6] C.N. Berglund. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-13**, 701 (1966).
- [7] V. Kuhn. *Sol. St. Electron.*, **13**, 873 (1970).
- [8] G. Declerk, R. VAN Overstraeten, G. Broux. *Sol. St. Electron.*, **16**, 1451 (1973).
- [9] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. ПТЭ, № 6, 110 (1997).
- [10] А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, Г.В. Чучева. ПТЭ, № 1, 1 (2002).
- [11] В.Г. Приходько. Автореф. канд. дис. (М., 1982).
- [12] А.Г. Ждан, В.Г. Приходько. ФТП, **17**, 690 (1983).
- [13] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. ФТП, **31**, 1468 (1997).
- [14] E.I. Goldman, A.G. Zhdan, G.V. Chucheva. *J. Appl. Phys.*, **89**, 130 (2001).
- [15] J. Kwo, M. Hong, A.R. Kortan et al. *J. Appl. Phys.*, **89**, 3920 (2001).
- [16] R.S. Johnson, J.G. Hong, G. Lucovsky. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **19**, 1606 (2001).

<sup>2</sup> Как правило, ВЧ ВФХ измеряются на частоте  $f_m = 1$  МГц [1,2,5]. Между тем заполнение „быстрых“ ПС успевает „следить“ за частотой тестирующего сигнала вплоть до  $f_m > 100$  МГц ([1] § 8, 2.4; [19]), что приводит к существенным ошибкам при определении электронных характеристик МДП структур методами ВЧ ВФХ ([1] § 8, 3.3).

- [17] R. Sharma, J.L. Fretwell, T. Ndai, S. Banerjee. J. Vac. Sci. Technol. B, **17**, 460 (1999).
- [18] R. Wetzler, A. Wacker, E. Schöll et al. Appl. Phys. Lett., **77**, 1671 (2000).
- [19] M.R. Boudry. Appl. Phys. Lett., **22**, 530 (1973).
- [20] V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [21] В.И. Антоненко, А.Г. Ждан, А.И. Минченко, П.С. Сульженко. ФТП, **20**, 208 (1986).

*Редактор Т.А. Полянская*

**The determination of a semiconductor surface potential absolute value from mis-structure quasistatic capacitance–voltage characteristics**

*A.G. Zhdan, N.F. Kuharskaya, G.V. Chucheva*

Institute of Radio Engineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
141190 Fryazino, Russia