Анализ частотных зависимостей проводимости МДП структур с учетом флуктуационной и туннельной теоретических моделей

© Н.А. Авдеев¶, В.А. Гуртов, И.В. Климов, Р.А. Яковлев

Петрозаводский государственный университет,
185910 Петрозаводск, Россия

(Получена 29 августа 2005 г. Принята к печати 7 октября 2005 г.)

Предложена методика анализа частотных зависимостей нормированной проводимости МДП структур с учетом влияния флуктуаций поверхностного потенциала и заглубления электрически активных состояний в диэлектрик. Произведен выбор параметров для оценки уширения зависимостей. Получены аналитические выражения для этих параметров. Предложен метод разделения влияния туннельного и флуктуационного механизмов уширения на форму частотной зависимости проводимости.

PACS: 85.30.De, 85.30.Hi, 73.40.Qv, 72.30.+q

1. Введение

В реальных структурах металл–диэлектрик–полупроводник (МДП), вследствие технологических особенностей обработки поверхности полупроводника и получения подзатворного диэлектрика, величина поверхностного потенциала (ПП) флуктуирует от точки к точке вдоль границы раздела [1], а в запрещенной зоне диэлектрика существуют электронные состояния, способные обмениваться носителями заряда с разрешенными зонами полупроводника туннельным путем [2,3]. Оба этих эффекта приводят к тому, что экспериментальные данные недостаточно хорошо описываются зависимостями нормированной проводимости $G/\omega = f(\omega)$, построенными по модели однородной поверхности Леговека и Слободского [4]. Наличие гетерогенности межфазовой границы раздела (МФГ) также приводит к существенным ошибкам в определении реальных спектров поверхностных состояний (ПС), а также может быть основной причиной наблюдаемого активационного переноса носителей в инверсионных слоях карбида кремния [5,6].

При существующей тенденции миниатюризации интегральных схем уменьшение площади затвора приводит к возрастанию роли неоднородного распределения заряда по площади, а использование более тонких оксидных слоев — к увеличению влияния заглубления состояний в переходной слой [2]. При этом всегда существуют естественные флуктуации ПП, обусловленные дискретным характером распределения объемного заряда [7]. Применение новых материалов при создании МДП структур, например, на основе SiC [6] или анодного окисла InAs [8] подтверждает актуальность данной проблемы. В данном случае наиболее информативным методом изучения границы раздела полупроводник–диэлектрик в МДП структурах является исследование частотных зависимостей проводимости [1].

¶ E-mail: romnd@mail.ru

2. Теоретический анализ

В модели [4] предполагается, что имеется континуум ПС, локализованных строго на границе полупроводник–диэлектрик, а поверхностный заряд и потенциал одинаковы во всех точках этой границы. Зависимость динамической проводимости такой системы от частоты можно описать с помощью формулы

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_{\text{ss}}}{2\omega\tau}\ln(1+\omega^2\tau^2), \tag{1}$$

где G_p — эквивалентная параллельная проводимость,[1] ω — частота измерительного сигнала, q — заряд электрона, N_{ss} — плотность ПС, τ — постоянная времени ПС.

Величина нормированной проводимости с учетом влияния флуктуаций ПП [9,10] может быть получена интегрированием выражения (1):

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_{\text{ss}}}{2} \times \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\omega\tau(\tilde{\psi}_{\text{s}})}\ln[1+\omega^2\tau^2(\tilde{\psi}_{\text{s}})]P(\psi_{\text{s}})d\psi_{\text{s}}, \tag{2}$$

где $P(\psi_s)$ — функция распределения величины поверхностного потенциала ψ_{s} относительно среднего значения.

В реальных случаях (большой ансамбль частиц) распределение поверхностного потенциала описывается гауссовской зависимостью:

$$P(\psi_{\text{s}}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_{\text{s}})^{1/2}}\exp\left[\frac{-\beta(\psi_{\text{s}}-\tilde{\psi}_{\text{s}})^2}{2\sigma_{\text{s}}^2}\right], \tag{3}$$

где σ_{s} — относительная среднеквадратичная дисперсия потенциала в единицах теплового потенциала kT/q, $\beta = q/kT$. Наличие флуктуаций потенциала симмет-

[1] Проводимость параллельной RC-цепочки, эквивалентной изменению проводимости МДП структуры на переменном сигнале.

рично уширяет частотную зависимость нормированной проводимости, уменьшает ее значение в максимуме и сдвигает максимум в сторону более высоких частот.

Наличие в окисле перезаряжающихся состояний, способных обмениваться носителями заряда с разрешенными зонами полупроводника туннельным путем [2,3], также оказывает влияние на частотные свойства проводимости. Выражение для проводимости, обусловленной заглубленными состояниями, можно получить, проинтегрировав выражение (1) с учетом зависимости времени перезарядки от координаты z, направленной в глубь диэлектрика:

$$\tau(z) = \tau_0 e^{2\chi z}, \tag{4}$$

где τ_0 — постоянная времени перезарядки состояний на границе раздела полупроводник–диэлектрик, χ — коэффициент затухания волновой функции электрона в диэлектрике. При равномерном распределении состояний в плоскостях, параллельных границе раздела, получим

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_{ss}}{2}\int_0^d \frac{1}{\omega\tau(z)} \ln[1+\omega^2\tau^2(z)]dz = \frac{qN_{ss}}{4\chi}$$
$$\times\left[\frac{\ln(1+x^2)}{x} + 2\operatorname{arctg}\frac{1}{x} - \frac{\ln(1+A^2x^2)}{Ax} - 2\operatorname{arctg}\frac{1}{Ax}\right], \tag{5}$$

где d — максимальная глубина залегания состояний в диэлектрике, $x = \omega\tau_0$, $A = \exp 2\chi d$.

Наличие заглубленных состояний приводит к явно несимметричному уширению частотной зависимости нормированной проводимости. В этом случае низкочастотная ветвь уширяется сильнее. Кроме того, увеличивается значение максимума и он сдвигается в сторону низких частот [2].

В практических случаях (анодный окисел, карбид кремния) вид экспериментальной частотной зависимости нормированной проводимости может определяться одновременным воздействием двух вышеперечисленных факторов [6]. Один из возможных методов разделения механизмов уширения рассмотрен в работе [11]. Авторами предложена одночастотная методика исследования ПС по измерениям в области обеднения, когда энергетическое распределение плотности и сечений захвата ПС можно считать приблизительно однородным по энергии. Однако такой подход может являться некорректным в случае существования примесных моноуровней, создающих сильно неоднородный энергетический спектр ПС.

Для оценки уширения зависимости нормированной проводимости в работе [12] предложено использовать величину $R_{1/5}$, которая определяется как отношение нормированной проводимости в максимуме при $\omega = \omega_{\max}$, к проводимости, соответствующей частоте $\omega_{\max}/5$. Анализ симметрии уширения левой и правой ветвей позволяет разделить влияние флуктуаций поверхностного потенциала от туннельного механизма [3].

Нами предлагается оригинальная методика, позволяющая разделить влияние флуктуаций поверхностного потенциала и заглубления электрически активных состояний. В основе расчета лежит анализ функциональных точек частотных зависимостей проводимости (максимума и перегиба кривой), что дает возможность применять для расчета аналитические выражения и стандартные математические методы. Это позволяет точно определить значения дисперсии σ_s и глубины залегания состояний в диэлектрике d в случае, когда оба этих механизма присутствуют одновременно.

3. Методика

Выражение для кривой нормированной проводимости, в котором учитывается влияние как неоднородного распределения зарядов по площади, так и заглублений, можно получить, проинтегрировав уравнение (5) по потенциалу с учетом функции распределения ψ_s:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_{ss}}{4\chi}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{\ln(1+x^2)}{x} + 2\operatorname{arctg}\frac{1}{x}\right.$$
$$\left. - \frac{\ln(1+A^2x^2)}{Ax} - 2\operatorname{arctg}\frac{1}{Ax}\right]P(\psi_s)d\psi_s. \tag{6}$$

Проведенное на модельных зависимостях исследование производной, нормированной на значение в максимуме эквивалентной параллельной проводимости

$$\frac{G_p^*(\omega)}{\omega} = \frac{G_p(\omega)/\omega}{[G_p(\omega)/\omega]_{\max}}$$

по лагарифму частоты:

$$\Delta \equiv \frac{d[G_p^*(\omega)/\omega]}{d(\ln\omega\tau)},$$

показало, что положение точки перегиба ω_2 на низкочастотной ветви кривой $G_p(\omega)/\omega$ зависит от величины дисперсии σ_s и от глубины залегания электронных состояний d в диэлектрике. Положение максимума кривой на оси частот $\omega_1 = \omega_{\max}$ также зависит от этих факторов. В качестве характерного параметра оказалось удобно использовать расстояние на оси частот от точки максимума ω_1 до точки перегиба ω_2 (рис. 1).

В модели заглублений ПС происходит сдвиг точки перегиба ω_2 и более сильный сдвиг точки максимума ω_1 в сторону низких частот. Для модели флуктуаций ПП сдвиг точки максимума ω_1 незначителен, а сдвиг точки перегиба ω_2 более сильный. Расстояние $(\omega_1 - \omega_2)$ уменьшается с увеличением заглубления электронных состояний d и увеличивается с возрастанием флуктуаций потенциала σ_s. На рис. 2 приведены зависимости $\omega_1\tau$, $\omega_2\tau$ и разности $(\omega_1 - \omega_2)\tau$ от значений d и σ_s.

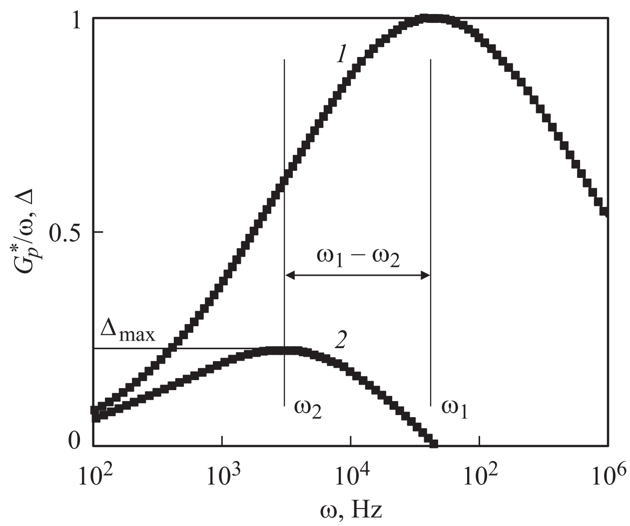

Рис. 1. Нормированная на значение в максимуме величина параллельной проводимости G_p^*/ω (кривая *1*) и ее производная Δ по переменной $\ln(\omega\tau)$ (кривая *2*) в зависимости от частоты измерительного сигнала ω. Вертикальными прямыми отмечены значения частоты ω_1, соответствующей максимуму зависимости $G_p^*/\omega = f(\omega)$, и значение частоты ω_2, соответствующей перегибу на низкочастотной ветви этой же зависимости.

Производная Δ в точке перегиба ω_2 имеет значение $\Delta_{\max}$ и ее величина также принимается в качестве характерного параметра. Максимальное значение производной $\Delta_{\max}$ уменьшается как с увеличением глубины залегания состояний d, так и при увеличении среднеквадратичной флуктуации σ_s.

Так как выражение для частотной зависимости нормированной проводимости выражается в аналитическом виде только для модели заглубленных состояний, именно эта модель была выбрана в качестве базовой для дальнейших расчетов.

В туннельной модели зависимости $\Delta_{\max}$ и $\omega_1-\omega_2$ от величины заглубления d спрямляются в полулогарифмических координатах и могут быть аппроксимированы. Зависимость, описывающая связь между глубиной залегания центров d и расстоянием $\omega_1-\omega_2$ от точки максимума до точки перегиба для модели заглубленных состояний, может быть представлена в следующем виде:

$$d[\text{Å}] = 0.61-2.73\ln(\omega_1-\omega_2)\tau_0. \tag{7}$$

Введем безразмерную величину η, представляющую собой производную функции $G_p(\omega)/\omega$ по частоте, нормированную на $qN_{\text{ss}}/4\chi$:

$$\eta(\omega) = \frac{4\chi}{qN_{\text{ss}}}\frac{d[G_p(\omega)/\omega]}{d(\ln\omega\tau)}$$

$$= \frac{\ln(1+x^2)}{x} - \frac{\ln(1+A^2x^2)}{Ax}. \tag{8}$$

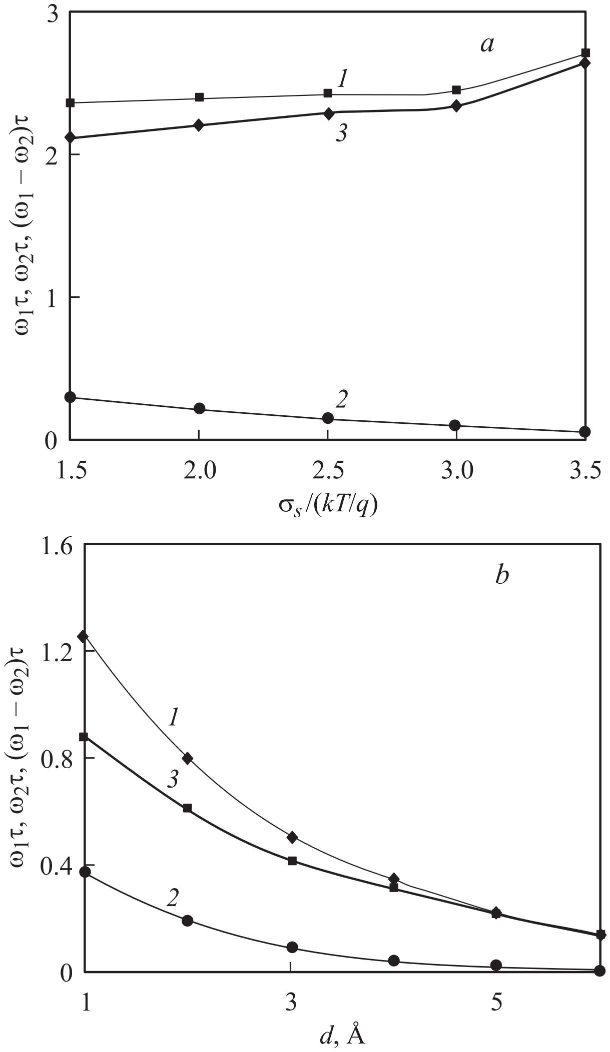

Рис. 2. Зависимости значений $\omega_1\tau$ (кривые *1*), $\omega_2\tau$ (кривые *2*) и разности $(\omega_1-\omega_2)\tau$ (кривые *3*), см. рис. 1: *a* — от величины среднеквадратичной флуктуации поверхностного потенциала; *b* — от глубины залегания электронных состояний в окисле d.

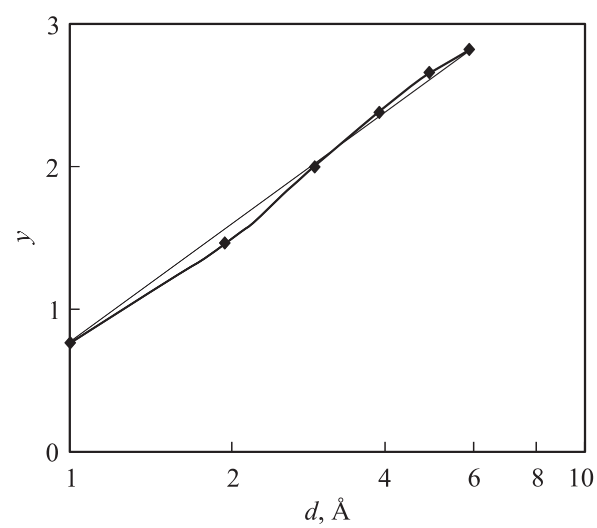

Рис. 3. Зависимость нормировочного коэффициента y от глубины залегания d электронных состояний в окисле. Прямая линия — аппроксимация.

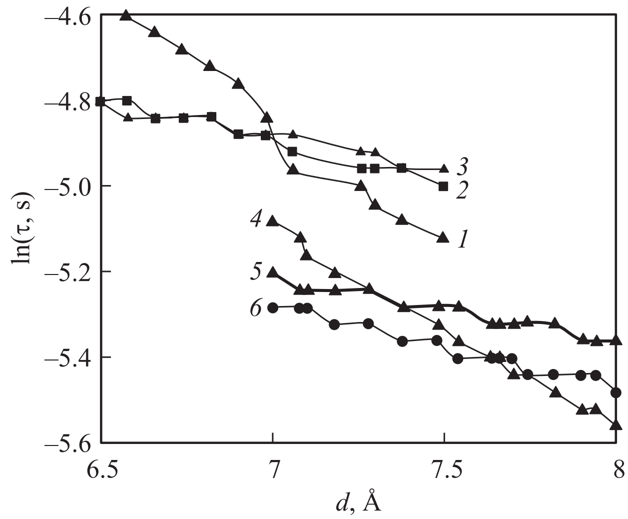

Рис. 4. Графическое решение системы уравнений (7), (9), (10) при $d = 7\,\text{Å}$, $\sigma_s = 0$ (кривые *1–3*) и при $d = 6\,\text{Å}$, $\sigma_s = 2kT/q$ (кривые *4–6*). Кривые *1* и *4* соответствуют уравнению (9), *2* и *5* — уравнению (7), 3 и 6 — уравнению (10).

Тогда для максимального значения производной получим выражение

$$\eta(\omega)\big|_{\omega=\omega_2} = \Delta_{\max}\left[0.785 + 1.138\ln(d/\text{Å})\right], \qquad (9)$$

где нормировочный коэффициент

$$y(d) = 0.785 + 1.138\ \ln(d/\text{Å})$$

описывает изменение максимума кривой $G_p^*(\omega)/\omega$ в зависимости от величины заглублений d. На рис. 3 приведена расчетная зависимость $y(d)$ и аппроксимирующая ее функция.

Значения $\Delta_{\max}$ и $\omega_1 - \omega_2$ можно использовать как параметры, с помощью которых можно определить величины флуктуаций потенциала и заглубления состояний при одновременном присутствии этих явлений в МДП структуре.

Для выделения вклада заглубленных состояний в уширение частотной зависимости нормированной проводимости предположим, что флуктуации поверхностного потенциала отсутствуют. Для модели заглублений необходимо рассчитать параметры заглубленных состояний: глубины залегания d и постоянной времени состояний на поверхности τ_0. Решение уравнения (7) с учетом

$$\eta(\omega)\big|_{\omega=\omega_1} = 0 \qquad (10)$$

позволяет определить постоянную времени τ заглубленных состояний и глубину их залегания d.

Корректность выбора модели можно проверить путем подстановки полученных значений τ и d в уравнение (9). В уравнения (7), (9), (10) в качестве констант входят 3 следующих экспериментальных параметра: положение точек максимума ω_1, перегиба ω_2 и максимальное значение производной нормированной проводимости $\Delta_{\max}$.

Графическая иллюстрация решения показана на рис. 4, где соответствующие графики при $\sigma_s = 0$ сходятся в одну точку. Если после подстановки экспериментальных параметров общее решение данной системы отсутствует, то можно говорить о заметном влиянии флуктуаций поверхностного потенциала в данной МДП структуре.

Для вычленения вклада флуктуаций выражение (6) можно записать в виде свертки функций:

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\omega)k(\omega - \omega')d\omega, \qquad (11)$$

где $f(\omega)$ — экспериментальная частотная зависимость нормированной проводимости, обусловленная, в общем случае, вкладом флуктуаций и заглублений; $h(\omega)$ — расчетная нормированная проводимость, обусловленная только заглублениями, и $k(\omega - \omega')$ — ядро уравнения, отвечающего за вклад флуктуаций потенциала.

Уравнение типа свертки содержит разностное ядро $k(\omega - \omega')$, благодаря чему интеграл (6) является операцией свертки функций $k(\omega)$ и $h(\omega)$, широко используемой в операционном исчислении Лапласа. Эта особенность позволяет воспользоваться при решении операторным методом, состоящим в получении алгебраических соотношений для операторных изображений (лаплас-образов), нахождении из них изображения искомой функции $h^\wedge(z)$ и определении по нему оригинала [13]:

$$f^\wedge(z) = h^\wedge(z)k^\wedge(z), \qquad (12)$$

где $f^\wedge(z)$, $h^\wedge(z)$, $k^\wedge(z)$ — соответственно фурье-образы экспериментальной частотной зависимости нормированной проводимости и расчетной, обусловленной заглублениями, а также оператор влияния флуктуаций. Используя экспериментальные данные $f^\wedge(z)$ путем выбора оператора флуктуаций $k^\wedge(z)$, можно найти решение $h^\wedge(z)$, удовлетворяющее системе (7), (9), (10):

$$h^\wedge(z) = \frac{f^\wedge(z)}{k^\wedge(z)}. \qquad (13)$$

Такое значение σ_s, при котором полученное решение $f^\wedge(z)$ удовлетворяет системе (7), (9), (10), и есть величина флуктуаций, а значение d, полученное решением системы, есть истинная величина заглубления. Таким образом, можно численно определить значения d и σ_s, а также зависимость $N_{ss}(\psi_s)$.

4. Экспериментальные результаты

Апробация методики проводилась на МДП структуре с термически выращенным в сухом кислороде при температуре 1050°C окислом на p-Si с ориентацией (100) и удельным сопротивлением 7.5 Ом · см. Результаты измерений приведены в таблице. Найденное значение σ_s хорошо совпадает с литературными данными ($\sigma_s = (0.9{-}1.9)kT/q$), ранее полученными для

Экспериментальные результаты для термического (1) и анодных (2–4) образцов

№ образца	Способ получения	Режим	$\sigma_s/(kT/q)$	d, Å
1	Термический	$T_{gr} = 1050°$C	1.1	0.5
2	Анодный смешанный	$j = 5$ мА/см^2	2.0	2.4
3	» »	$j = 0.8$ мА/см^2	1.5	1.8
4	Анодный гальваностатический	$j = 0.8$ мА/см^2	2.1	2.0

Примечание. T_{gr} — температура выращивания окисла в сухом кислороде, j — плотность тока при анодировании.

образцов, изготовленных по такой же технологии, и рассчитанными обычно применяемым методом подбора параметров [14].

Представленная методика применялась также для исследования образцов Si–SiO_2, полученных анодным окислением кремния. Анодирование проводилось в 0.04 M растворе KCl в этиленгликоле в гальваностатическом режиме. Перед формовкой при помощи кислоты HF стравливался естественный окисел. Окисление проводилось при различных плотностях тока j. В начале формовки образцы гомогенизировались (выдержка в течение 30 мин при низкой плотности тока $j = 0.1$ мА/см^2), а в конце процесса анодирования выдерживались в вольт-статическом режиме до остаточных токов $j = 0.3-0.5$ мА/см^2.

Кривые нормированной проводимости для термического и анодных образцов приведены на рис. 5. Результаты исследования параметров неоднородностей представлены в таблице. По сравнению с термическим окислом анодные образцы обладают более высокими значениями дисперсии ПП и глубины залегания ПС в диэлектрике.

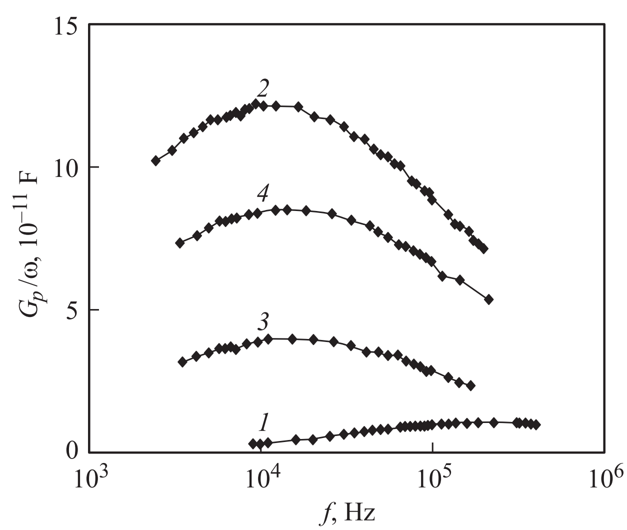

Рис. 5. Частотные зависимости нормированной проводимости от частоты $f = \omega/2\pi$ для анодных (*2–4*) и термического (*1*) образцов. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

Как видно из таблицы, с ростом плотности тока анодного окисления увеличивается степень разупорядочения поверхности, что проявляется в увеличении дисперсии потенциала и заглубления электронных состояний в диэлектрик.

5. Заключение

Работоспособность методики подтверждается совпадением полученных и ранее опубликованных результатов для кремниевых структур с термическим окислом. Зависимость между током формирования окисла и дисперсией поверхностного потенциала указывает на способность метода фиксировать изменения свойства границы раздела окисел–полупроводник в зависимости от интенсивности протекания электрохимических реакций.

Проведено сравнение уровня флуктуаций поверхностного потенциала и заглубления поверхностных состояний для гальваностатического и смешанного режимов окисления. Методика отражает увеличение степени однородности границы раздела окисел–полупроводник после выдержки системы в вольт-статическом режиме, что соответствует литературным данным об анодных окислах кремния [15]. Величина заглублений d определяется в основном плотностью тока формовки в гальваностатическом режиме. Выдержка в вольт-статическом режиме незначительно изменяет величину заглублений в пределах 10%. В данных экспериментах методика регистрирует изменение флуктуаций и заглублений на уровне 10–30%.

В случае исследования структур с ловушками с большим сечением захвата, когда частота $5\omega_{max}$ оказывается настолько велика, что это может вызывать экспериментальные затруднения, появляется возможность увеличения расчетного диапазона ψ_s в область обогащения — для построения зависимости сечения захвата, величин d и σ_s от энергии в запрещенной зоне. Разделение вклада флуктуаций и заглублений производится путем анализа низкочастотной ветви зависимости $G_p(\omega)/\omega$. Соответственно уменьшается количество точек на экспериментальной частотной зависимости нормированной проводимости, т. е. сокращается время, необходимое для измерений, снижаются требования к экспериментальной установке по диапазону частот.

Список литературы

[1] E.H. Nicollian, A. Goetzberger. Appl. Phys. Lett., **7**, 216 (1965).
[2] K.F. Schuegraf, C. Hu. Semicond. Sci. Technol., **9**, 989 (1994).
[3] В.А. Гуртов. *Электронные процессы в структурных металл–диэлектрик–полупроводник* (Петрозаводск, Изд-во ПетрГУ, 1984).
[4] K. Lehovec. Appl. Phys. Lett., **8**, 48 (1966).
[5] Ю.С. Жарких. *Электрофизические характеристики неоднородных МДП структур* (Киев, Наук. думка, 1980).

[6] E. Bano, T. Ouisse, L.Di Ciocco, S. Karmann. Appl. Phys. Lett., **65** (21), 55 (1994).
[7] В.Б. Бондаренко, В.В. Кораблев, Ю.И. Равич. ФТП, **38** (3), 331 (2004).
[8] Г.Л. Курышев, А.П. Ковчавцев, Н.А. Валишева. ФТП, **35** (9), 1111 (2001).
[9] E.H. Nicollian, A. Goetzberger. Bell Syst. Tech. J., **46**, 1055 (1967).
[10] J.R. Brews. Sol. St. Electron., **26**, 711 (1983).
[11] Е.Н. Бормонтов, С.В. Лукин. ЖТФ, 67 (10), 55 (1997).
[12] J.J. Simonne. Sol. St. Electron., **16**, 121 (1973).
[13] А.Ф. Верлань, В.С. Сизиков. *Методика решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ* (Киев, Наук. думка, 1978).
[14] K.K. Hung, Y.C. Cheng. J. Appl. Phys., **62** (10), 923 (1987).
[15] А.П. Барабан, В.В. Булавинов, П.П. Коноров. *Электроника слоев Si–SiO$_2$ на кремнии* (Л., Изд-во ЛГУ, 1988).

Редактор Т.А. Полянская

Frequency-dependence analysis of MIS structure conductivity taking into account the fluctuation and tunnel theoretical model

N.A. Avdeev, V.A. Gurtov, I.V. Klimov, R.A. Yakovlev

Petrazavodsk State University,
185910 Petrazavodsk, Russia