01;06

Исследование приграничных состояний в МДП структурах одночастотным методом адмиттанса

© Е.Н. Бормонтов, С.В. Лукин

Воронежский государственный университет,
394693 Воронеж, Россия

(Поступило в Редакцию 18 марта 1996 г.)

Рассмотрены две модели процесса туннельной перезарядки приграничных состояний, заглубленных в диэлектрик. В одной из них пространственное распределение этих состояний считается однородным, в другой объемная плотность ловушек экспоненциально спадает с глубиной. Получены аналитические выражения для ширины и положения максимума кривых нормированной проводимости в обеих моделях, показаны их точность и ограничения. Предложена новая методика исследования приграничных состояний методом адмиттанса, использующая $G-V$-характеристики структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП), снятые на фиксированной частоте.

Введение

Как известно, наиболее корректным методом исследования границы раздела полупроводник–диэлектрик в МДП структурах является метод полной проводимости [1]. В модели Леговека и Слободского [2] предполагается, что имеется континуум поверхностных состояний, локализованных строго на границе полупроводник–диэлектрик, а поверхностный заряд и потенциал одинаковы во всех точках этой границы. Реально же из-за несовершенства технологии выращивания окисла на кремнии на поверхности полупроводника всегда имеются флуктуации поверхностного потенциала, а в запрещенной зоне диэлектрика — электронные состояния, которые могут обмениваться носителями заряда с разрешенными зонами полупроводника. Оба этих эффекта приводят к уширению экспериментальных кривых нормированной проводимости по сравнению с построенными по модели [2]. Теория флуктуаций поверхностного потенциала подробно разработана Николлианом и Гоетцбергером [3] и получила дальнейшее развитие в работах [4–7]. Нами была разработана одночастотная методика контроля поверхностных параметров МДП структур в рамках флуктуационной модели [8], основанная на анализе зависимости полной проводимости МДП структуры от смещения и температуры.

В последнее время особо актуальна проблема туннельной перезарядки ловушек в диэлектрике в связи с тенденцией к уменьшению геометрических размеров элементов интегральных схем, в частности, с использованием тонких оксидных слоев [9,10]. Хотя в принципе возможно разделение флуктуационного и туннельного механизмов уширения кривых нормированной проводимости, это очень трудно сделать экспериментально при сканировании по частоте, так как необходимо изменять величину частоты на много (около десятка) порядков [11]. В настоящей работе предлагается одночастотная методика исследования приграничных состояний (ПС) в МДП структурах методом полной проводимости в рамках туннельной модели с учетом реального пространственного распределения электронных и дырочных ловушек в диэлектрике.

Туннельная модель перезарядки приграничных состояний

В диэлектриках всегда имеются электронные состояния, квазинепрерывно распределенные по энергиям в запрещенной зоне. Если эти состояния заглублены в диэлектрик на глубину до 30 Å, то становятся возможными туннельные переходы электронов на эти состояния [12], которые оказывают существенное влияние на адмиттанс МДП структур. При этом большое значение имеет характер пространственного и энергетического распределения ловушек в диэлектрике. В нашей работе будет рассматриваться случай равномерного распределения ПС по энергиям, соответствующий области обедняющих изгибов зон. Что касается пространственного распределения ПС, то мы рассмотрим два случая: равномерной и экспоненциально убывающей объемной плотности состояний в диэлектрике.

а) Равномерное распределение состояний в диэлектрике. Этот случай достаточно подробно рассмотрен в [11,12]. Нормированная проводимость МДП структуры в этой модели описывается выражением [11]

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_s}{4\varkappa}\left(\frac{\ln(1+x^2)}{x} - \frac{\ln(1+A^2x^2)}{Ax} + 2\,\mathrm{arctg}\,(Ax) - 2\,\mathrm{arctg}\,x\right), \quad (1)$$

где q — заряд электрона; N_s — плотность ловушек в диэлектрике; $x = \omega\tau_0$, ω — частота измерительного сигнала; τ_0 — постоянная времени ПС на границе раздела полупроводник–диэлектрик; $A = \exp(2\varkappa d)$, d —

расстояние, на которое заглублены ПС в диэлектрик;

$$\varkappa = \frac{\sqrt{2m^*W}}{\hbar} \tag{2}$$

— коэффициент затухания волновой функции электрона в диэлектрике, m^* — эффективная масса электрона в запрещенной зоне диэлектрика, W — высота потенциального барьера для туннелирования, $\hbar$ — постоянная Планка.

Исследование функции (1) на экстремум дает уравнение для положения максимума кривой нормированной проводимости в виде

$$\ln(1 + A^2x_m^2) - A\ln(1 + x_m^2) = 0. \tag{3}$$

Это трансцендентное уравнение, которое, однако, в случае $A > 20$ может быть сведено к алгебраическому, и решено аналитически относительно x_m

$$x_m = \frac{2\sqrt{\varkappa d + 0.2}}{\exp(\varkappa d + 0.2)}. \tag{4}$$

Условие $A > 20$ соответствует при реальных значениях эффективной массы ($m^* = 0.5m_0$) и потенциального барьера ($W = 2{-}4\,\mathrm{eV}$) глубине $d > 3\,\text{Å}$. При таких глубинах распределения ПС в диэлектрике погрешность формулы (4) по сравнению с точным решением уравнения (3) не превышает 6%.

Важнейшей задачей в модели туннельной перезарядки ПС является нахождение параметра d. В настоящей работе предлагается использовать для этой цели подход Брюса [5], основанный на использовании фракционного параметра f_d. Существуют два значения x, при которых нормированная проводимость $G_p/\omega = f_d(G_p/\omega)_{\max}$. Обозначим их x_+ и x_-. Ширина кривой нормированной проводимости $\ln(x_+/x_-)$ является функцией d. В общем случае, используя выражение (1), можно построить эту функцию численно. Однако при том же условии $A > 20$ выражение (1) можно преобразовать к такому виду, что искомая функция станет аналитической. При $A > 20$ вблизи максимума выполняются условия $x \ll 1$ и $Ax \gg 1$. Тогда $\ln(1 + x^2)$ и $\operatorname{arctg} x$ можно разложить в ряд по степеням x, ограничившись первыми членами, и $\operatorname{arctg}(Ax)$ принять равным $\pi/2$. В этом случае для $x = \omega\tau_o$, соответствующих данному f_d, получается квадратное уравнение, имеющее следующее решение:

$$x_{\pm} = \frac{\pi}{2}(1 - f_d) + x_m f_d \pm \left[\left(\frac{\pi}{2}(1 - f_d) + x_m f_a\right)^2 - x_m^2\right]^{1/2}, \tag{5}$$

где x_m описывается выражением (4).

Вводя поправочный коэффициент 1.1, учитывающий погрешность разложения в ряд логарифма и арктангенса, а также обозначение

$$t = \frac{\pi}{2}(1 - f_d) + x_m f_d,$$

получим окончательно для ширины кривой нормированной проводимости

$$\ln\left(\frac{x_+}{x_-}\right) = 1.1\ln\left(\frac{t + \sqrt{t^2 - x_m^2}}{t - \sqrt{t^2 - x_m^2}}\right). \tag{6}$$

При измерениях на фиксированной частоте ширина кривой нормированной проводимости равна разности значений поверхностного потенциала y_s^+ и y_s^-, при которых $G_p/\omega = f_d(G_p/\omega)_{\max}$. В левой части выражения (6) вместо $\ln(x_+/x_-)$ можно подставить $(y_s^+ - y_s^-)$. В уравнении (6) останется одна неизвестная величина — d, входящая в выражение (4) для x_m. Решение уравнения (6) почти точно совпадает с численными расчетами, если $f_d \geq 0.9$, т.е. сечение проводится вблизи максимума кривой $G_p/\omega(y_s)$. Определив d из уравнения (6), можно найти положение максимума нормированной проводимости x_m и значение постоянной времени ПС в точке максимума $\tau_m = x_m/\omega$. После нахождения τ_m находится сечение захвата σ_0 состояний, лежащих на границе раздела полупроводник–диэлектрик, по формуле

$$\sigma_0 = (\tau_m v n_0)^{-1}\exp(-y_{sm}), \tag{7}$$

где v — средняя тепловая скорость электронов (в полупроводнике n-типа); n_0 — концентрация электронов; y_{sm} — поверхностный потенциал, при котором нормированная проводимость МДП структуры максимальна.

Сечение захвата электронов на состояния, заглубленные в диэлектрик на расстояние z, равно $\sigma(z) = \sigma_0\exp(-2\varkappa z)$.

Экспериментальное значение $(G_p/\omega)_{\max}$ дает возможность определить объемную плотность ловушек в диэлектрике N_s. Действительно, из (1) с учетом (3) для $(G_p/\omega)_{\max}$ имеем следующее выражение:

$$(G_p/\omega)_{\max} = \frac{qN_s}{2\varkappa}\Big(\operatorname{arctg}(Ax_m) - \operatorname{arctg} x_m\Big), \tag{8}$$

в котором все величины известны из эксперимента и решения уравнения (4), (6), за исключением N_s. Решая уравнение (8) относительно N_s, находим среднюю объемную плотность ловушек в диэлектрике, а умножая ее на d, — плотность поверхностных состояний в МДП структуре. В целом при глубине распределения ПС в диэлектрике $d > 3\,\text{Å}$ и характерных величинах m^*, W и $\varkappa$ описанный аналитический подход дает погрешность не более 6%.

б) Экспоненциально убывающая плотность состояний в диэлектрике. Мы рассмотрели простейшую модель распределения ловушек в диэлектрике, когда объемная плотность ПС постоянна как по энергии, так и по координате. Однако в реальном случае, как показано в [9], плотность ловушек в диэлектрике более точно описывается экспоненциально убывающей функцией координаты z

$$N(z) = N_s\exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right), \tag{9}$$

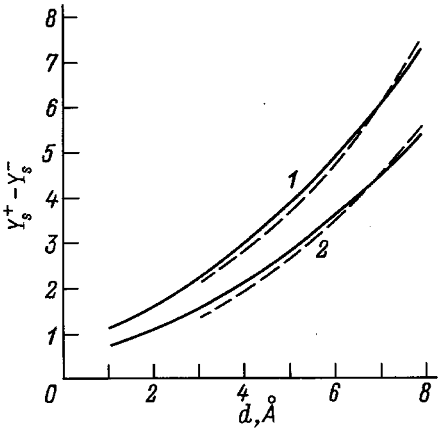

Рис. 1. Зависимость ширины кривой нормированной проводимости G_p/ω (y_s) от d в модели равномерного пространственного распределения ПС. Сплошные кривые — точный численный расчет с помощью выражения (1), штриховые кривые — расчет по аналитическому соотношению (6); f_d: *1* — 0.9, *2* — 0.95; $m^* = 0.5m_0$, $W = 4$ eV.

где N_s — плотность состояний на границе раздела полупроводник–диэлектрик, λ — характерная глубина спада плотности ловушек в диэлектрике.

Известно, что сечение захвата носителей заряда на ПС экспоненциально спадает в глубь диэлектрика, а постоянная времени ПС экспоненциально растет. Разбивая диэлектрик на тонкие слои толщиной dz и интегрируя их проводимость G_p/ω по z от 0 до ∞, получим следующее выражение для нормированной проводимости МДП структуры:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_s}{4\varkappa} x^{\alpha} \int\limits_{x}^{\infty} \frac{\ln(1+y^2)}{y^{2+\alpha}}\, dy, \tag{10}$$

где $x = \omega\tau_0$, $\alpha = 1/(2\varkappa\lambda)$.

В общем случае этот интеграл аналитически не берется, однако можно использовать то обстоятельство, что в большинстве случаев $\lambda > 10$ Å [9]. При этом $\alpha < 0.1$ и интеграл можно взять приближенно, используя малость α. Аналитическая формула, приближенно описывающая нормированную проводимость в данной модели, имеет следующий вид:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_s}{4\varkappa(1+\alpha)} \left[\frac{\ln(1+x^2)}{x} + (\pi - 2\,\mathrm{arctg}\, x)x^{\alpha}\right]. \tag{11}$$

Функция (11) стремится к нулю как при $x \to 0$, так и при $x \to \infty$. Она имеет максимум, положение которого можно определить, приравнивая производную к нулю. В результате получается следующее уравнение для положения максимума нормированной проводимости x_m:

$$2x_m^2 - (1+x_m^2)\ln(1+x_m^2) + \alpha x_m^{\alpha+1}(1+x_m^2) \times (\pi - 2\,\mathrm{arctg}\, x_m) - 2x_m^{\alpha+2} = 0. \tag{12}$$

Если решить это уравнение приближенно с учетом того, что $\alpha \ll 1$, то, разлагая в ряд логарифм и арктангенс, получим следующее аналитическое выражение для положения максимума:

$$x_m = \alpha\pi = \pi/(2\varkappa\lambda). \tag{13}$$

Расхождение между численным решением уравнения (12) и формулой (13) при $\lambda > 10$ Å не превосходит 2%. Таким образом, максимум смещается в сторону меньших частот или постоянных времени приблизительно обратно пропорционально глубине λ.

Для модели экспоненциального распределения ловушек в диэлектрике можно также получить формулу, аналогичную (6), которая связывает ширину кривой нормированной проводимости с параметром λ. Для фракционного параметра $f_\lambda = (G_p/\omega)/(G_p/\omega)_{\max} \simeq 0.9$ она имеет следующий вид:

$$\ln\left(\frac{x_+}{x_-}\right) = 1.25 \ln\left(\frac{t + \sqrt{t^2 - (0.5+\alpha)^2 x_m^2}}{t - \sqrt{t^2 - (0.5+\alpha)^2 x_m^2}}\right), \tag{14}$$

где

$$t = \frac{\pi}{2}(1 - f_\lambda) + (0.5+\alpha) f_\lambda x_m,$$

x_m определяется формулой (13).

Результаты, полученные по формуле (14), отличаются от точных численных расчетов ширины кривой нормированной проводимости с использованием выражения (11) не более чем на 3% при $\lambda > 10$ Å и $f_\lambda = 0.9$. Ясно, что при измерениях на фиксированной частоте для кривых $G_p/\omega(y_s)$ левая часть (14) может быть заменена на разность значения поверхностного потенциала y_s^+ и y_s^-, соответствующих выбранному фракционному параметру f_λ.

Дальнейшая процедура обработки кривой нормированной проводимости аналогична той, что описана применительно к модели равномерного распределения ПС в

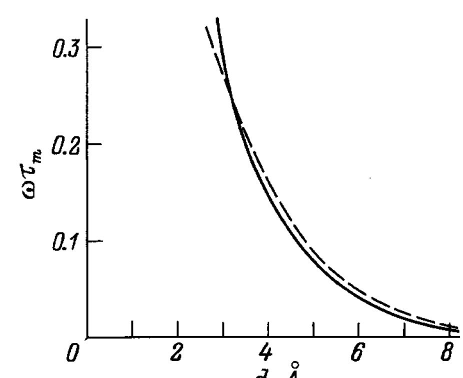

Рис. 2. Зависимость положения максимума кривой нормированной проводимости G_p/ω ($\omega\tau_0$) от глубины d залегания приграничных состояний ПС в диэлектрике в модели равномерного пространственного распределения ПС. Сплошная кривая — численное решение уравнения (3), штриховая кривая — расчет по формуле (4); $m^* = 0.5m_0$, $W = 4$ eV.

диэлектрике. Вместо формул (4) и (6) нужно использовать выражения (13) и (14), формулу (7) оставить без изменений, а объемную плотность ловушек определять из уравнения

$$\left(\frac{G_p}{\omega}_{\max}\right) = \frac{qN_s}{4\varkappa(1+\alpha)} \times \left[\frac{\ln(1+x_m^2)}{x_m} + (\pi - 2\operatorname{arctg} x_m)x_m^{\alpha}\right], \quad (15)$$

в которое подставляются экспериментальное значение $(G_p/\omega)_{\max}$ и рассчитанное из (13), (14) значение x_m. Плотность поверхностных состояний определяется как интеграл от $N(z)$ по координате z в глубь диэлектрика

$$N_{ss} = \int_0^{\infty} N_s \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) dz = N_s\lambda. \quad (16)$$

Представленная выше одночастотная методика исследования приграничных состояний в структурах с электронными или дырочными ловушками в диэлектрике применяется в области обедняющих изгибов зон, когда энергетическое распределение плотности и сечений захвата ПС можно считать приблизительно однородным и ограничиться взаимодействием ловушек на границе раздела и в диэлектрике только с зоной основных носителей заряда (валентной для полупроводника p-типа, зоной проводимости для n-типа).

Результаты и их обсуждение

Для проверки предложенной модели адмиттанса МДП структуры были проведены соответствующие расчеты, результаты которых представлены на рисунках. На рис. 1 сопоставляются результаты вычисления ширины кривой нормированной проводимости $G_p/\omega\,(y_s)$ для значений

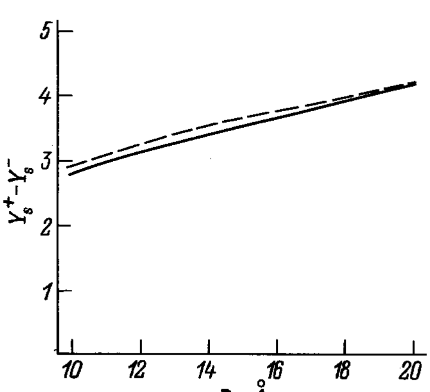

Рис. 3. Зависимость ширины кривой нормированной проводимости $G_p/\omega\ (y_s)$ от λ в модели экспоненциально убывающего пространственного распределения ПС при $\lambda > 10$ Å. Сплошная кривая — точный численный расчет с помощью выражения (11), штриховая кривая — расчет по аналитическому соотношению (14); $f_d = 0.9$, $m^* = 0.5m_0$, $W = 2$ eV.

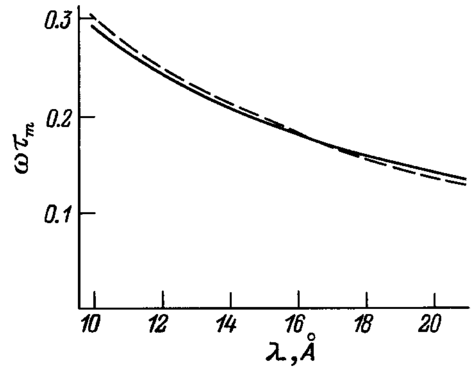

Рис. 4. Зависимость положения максимума кривой нормированной проводимости $G_p/\omega\ (\omega\tau_0)$ от λ в модели экспоненциально убывающего пространственного распределения ПС при $\lambda > 10$ Å. Сплошная кривая — численное решение уравнения (12), штриховая кривая — расчет по формуле (13); $m^* = 0.5m_0$, $W = 2$ eV.

фракционного параметра $f_d = 0.9$ и 0.95 с помощью формул (1) и (6) в модели равномерного распределения ПС в диэлектрике по координате. Видно, что при этих значениях f_d достигается хорошее согласование численных и аналитических расчетов. На рис. 2 представлены зависимости положения максимума кривой нормированной проводимости от глубины залегания ПС в диэлектрике, вычисленные из уравнений (3) и (4). При $d \geq 3$ Å различие этих результатов не превосходит 5%. Аналогичные результаты для модели экспоненциального распределения ловушек в диэлектрике приведены на рис. 3 и 4.

Сравнение моделей равномерного и экспоненциально убывающего распределения ПС в диэлектрике показывает различия в характере уширения кривых нормированной проводимости. При равномерном распределении это уширение существенно больше по величине и сильнее зависит от расстояния, на которое заглублены ловушки. Экспоненциальный спад объемной плотности ПС сглаживает данный эффект, тем не менее он все равно заметен. В модели экспоненциально убывающей в глубь диэлектрика плотности ПС существенно меньше и сдвиг максимума кривой $G_p/\omega\ (\omega\tau)$ с ростом характерной глубины распределения. Максимум сдвигается влево приблизительно обратно пропорционально λ, в то время как при равномерном распределении ПС зависимость положения максимума от d носит экспоненциальный характер.

Заключение

В работе рассмотрена актуальная в настоящее время проблема туннельной перезарядки приграничных состояний в диэлектриках МДП структур. Теоретически рассмотрены различные модели распределения этих состояний по координате в глубь диэлектрика. В связи с тем что частота ω и постоянная времени ПС τ, зависящая от поверхностного потенциала y_s, входят в выражения для проводимости симетричным образом, возможно при исследовании поверхностных параметров МДП структур перейти от сканирования по частоте к сканированию по потенциалу, т.е. использовать $G-V$-характеристики МДП структур. Это существенно упрощает измерительное оборудование и позволяет использовать высокоточные измерители адмиттанса. Аналитический подход в описании процесса туннельной перезарядки приграничных состояний позволил получить достаточно простые выражения для ширины кривой нормированной проводимости и положения ее максимума, которые можно использовать при обработке экспериментальных результатов в большинстве практически важных случаев. Отметим, что описанная достаточная методика подобна представленной в [8], что позволяет использовать их для совместного анализа флуктуационного и туннельного механизмов уширения кривых нормированной проводимости МДП структур.

Список литературы

[1] *Nicollian E.H., Goetzberger A.* // Appl. Phys. Lett. 1965. Vol. 7. P. 216–219.
[2] *Lehovec K.* // Appl. Phys. Lett. 1966. Vol. 8. P. 48–50.
[3] *Nicollian E.H., Goetzberger A.* // Bell Syst. Tech. J. 1967. Vol. 46. P. 1055–1133.
[4] *Nicollian E.H., Goetzberger A., Lopez A.D.* // Sol. St. Electron. 1969. Vol. 12. P. 937–944.
[5] *Brews J.R.* // Sol. St. Electron. 1983. Vol. 26. P. 711–716.
[6] *Yadava R.D.S.* // Sol. St. Electron. 1990. Vol. 33. N 1. P. 127–137.
[7] *De Dios A., Castan E., Bailon L.* et al. // Sol. St. Electron. 1990. Vol. 33. N 8. P. 987–992.
[8] *Бормонтов Е.Н., Котов С.В., Лукин С.В., Головин С.В.* // ФТП. 1995. Т. 29. Вып. 4. С. 646–653.
[9] *Khosru Q.D.M., Yasuda N., Taniguchi K., Hamaguchi C.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 8. P. 4738–4742.
[10] *Schuegraf K.F., Hu C.* // Semicond. Sci. Technol. 1994. Vol. 9. P. 989–1004.
[11] *Гуртов В.А.* Электронные процессы в структурах металл–диэлектрик–полупроводник. Петрозаводск: Изд-во ПГУ, 1984. 114 с.
[12] *Овсюк В.Н.* Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. Новосибирск: Наука, 1984. 254 с.