

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ НА КРЕМНИИ В МДП (МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК) СТРУКТУРАХ С ТУННельНО-ТОНКИМ СЛОЕМ ОКИСЛА

Л. С. Берман, И. В. Грехов, И. Н. Каримов, Е. В. Остроумова

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 29 апреля 1992 г. Принята к печати 20 ноября 1992 г.)

Исследованы поверхностные состояния в структурах алюминий—туннельно-тонкий окисел—*n*-кремний. Показано, что в верхней части запрещенной зоны кремния имеется максимум плотности поверхностных состояний. В верхней половине запрещенной зоны кремния имеется демаркационный энергетический уровень; при обратном напряжении заполнение поверхностных состояний с энергией ниже этого уровня определяется уровнем Ферми в металле. Наличие такого демаркационного уровня в структуре алюминий—окисел кремния—*n*-кремний возможно при толщине окисла, близкой к 30 Å.

Свойства границы раздела кремний—окисел в переходах металл—туннельно-тонкий окисел—кремний (МТТОК) — плотность поверхностных состояний (ПС), их заряд, положение в запрещенной зоне, сечение рекомбинации и др. — существенно влияют на протекание тока в этих структурах. Исследования, проведенные в последнее время на МТТОК структурах [1–4], показали, что на основе этих структур можно создать приборы с высокоэффективным эмиттером [2], включение которого в транзисторную структуру открывает возможность увеличить коэффициент усиления транзистора до значения $\alpha \approx 1$ и более (оже-транзистор) [3]. Однако рекомбинация носителей тока на границе кремний—окисел при туннельной инжекции носителей сквозь окисел из металла в полупроводник уменьшает коэффициент усиления транзистора, так как ухудшаются инжекционные свойства его эмиттера — перехода металл—окисел кремния—кремний. Для достижения высокой эффективности эмиттера в широком интервале токов, текущих через МТТОК структуру, необходимо снизить плотность ПС на границе между кремнием и окислом. Уменьшение плотности ПС позволяет уменьшить ток, необходимый для их насыщения и получить коэффициент инжекции, близкий к 1 при меньших токах. ПС увеличивают также обратный ток МТТОК структур.

ПС в МТТОК структурах исследован в ряде работ [5–15], где приведены существенно различные экспериментальные данные по энергетическому спектру ПС. Это различие объясняется тем, что измеренный энергетический спектр ПС зависит не только от исходного кремния и технологии создания МТТОК структур [10]: методы вольт-фарадных характеристик (ВФХ) [5], частотной и температурной зависимости емкости [5, 7–11], релаксационная емкостная спектроскопия (DLTS) [13, 14], импульсные методы [15] позволяют обнаружить только те ПС, заполнение которых электронами изменяется в ходе измерений. Заполнение же тех ПС, для которых время туннелирования τ_T много меньше времени термоэмиссии τ_{th} , определяется уровнем Ферми в металле [16]; эти ПС не могут быть обнаружены перечисленными выше методами.

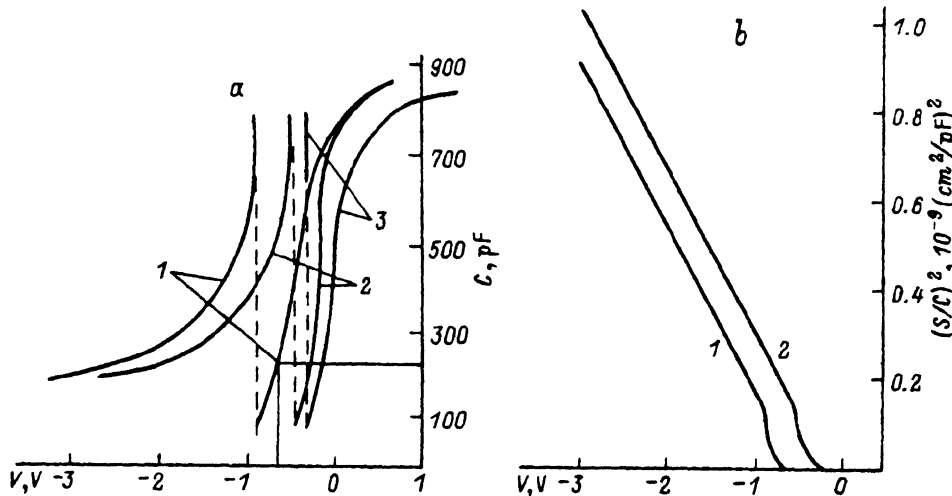


Рис. 1. Вольт-фарадные характеристики МТТОК — структуры (группа 1) ВФХ (а): 1, 2 — экспериментальные при 300 и 77 К соответственно, 3 — расчетная при 300 К, значения емкости, меньшие 80 пФ, приведены в увеличенном масштабе ($\times 10$). б — экспериментальные зависимости $(S/C)^2$ от V . Т, К: 1 — 300, 2 — 77. S — площадь структуры.

В настоящей работе исследованы ПС в МТТОК структурах Al—SiO₂—n-Si, аналогичных тем, которые используются в оже-транзисторах [3].

Образцы

Группа 1. КЭФ-0.3 (111). Слой окисла толщиной $d = 27 \text{ \AA}$ выращен в окнах окисла размером $180 \times 370 \text{ мкм}$ (700°C , 20 мин, сухой O₂). Область n^+ со стороны базы создавалась диффузией фосфора ($N_P = 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Металлизация структуры осуществлялась напылением алюминия при температуре подложки 200°C .

Группа 2. КЭФ-0.3 (100). Слой окисла толщиной $d = 27 \text{ \AA}$ выращен при 700°C , 30 мин, сухом O₂. В остальном аналогична группе 1.

Группа 3. Контрольные образцы. КЭФ-0.3 (100), $d = 100 \text{ \AA}$ (700°C , 10 ч, сухой O₂).

Методика измерений

ВФХ и спектры DLTS измерялись при $f = 100 \text{ кГц}$ на автоматизированной установке [17]. Результаты измерений вводились в память ЭВМ для их последующей обработки. Толщина окисла измерялась эллипсометрическим методом.

Результаты измерений и их обсуждение

ВФХ для групп 1 и 2 идентичны. Типичные ВФХ при 300 и 77 К приведены на рис. 1, а. Их сравнение показывает, что по мере уменьшения напряжения V и потенциала поверхности ψ_s при $0 > V > -0.8 \text{ В}$ сдвиг по напряжению между этими ВФХ возрастает, а при $V < -0.8 \text{ В}$ не изменяется. Это указывает на наличие в верхней части запрещенной зоны кремния ПС, перезаряжающихся при изменении напряжения. На рис. 1, б приведены зависимости $(S/C)^2$ от V для того же образца. При 300 К и $V < -0.9 \text{ В}$ зависимость $(S/C)^2$ от V прямая, что характерно для высокочастотной емкости C_H при обеднении и малой плотности

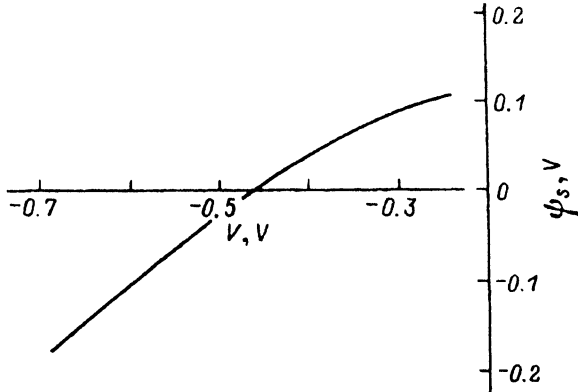


Рис. 2. Зависимость потенциала поверхности от напряжения.

ПС [18]. При отрицательных напряжениях инверсионный слой не образуется, что характерно для туннельно-тонкого окисла. При 77 К зависимость $(S/C)^2$ от V также прямая. Концентрация легирующей примеси N_D определялась по линейному участку $(S/C)^2 - V$ -характеристики, для обоих групп образцов имеем $N_D = (3 \div 4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Значение N_D для каждого из образцов использовалось для вычисления высокочастотной ВФХ $C_{hf}(V)$ [19] (рис. 1, а, линия 3). Заметим, что в расчетную ВФХ входит разность работы выхода электрона из металла φ_M и сродства электрона к полупроводнику χ_S . В литературе [20] приведены различные значения этих параметров. Следовательно, напряжение V , соответствующее емкости C_{hf} , определяется с точностью до $\varphi_M - \chi_S$. Поэтому о плотности ПС N_{SS} следует судить не по сдвигу (по напряжению) между экспериментальной и расчетной ВФХ, а по изменению этого сдвига.

Сравнение экспериментальной и расчетной ВФХ при 300 К показывает, что по мере уменьшения V и ψ_S при $V > -0.8$ В сдвиг по напряжению между этими ВФХ возрастает, а при $V < -0.8$ В не изменяется. Это подтверждает наличие в верхней части запрещенной зоны ПС, перезаряжающихся при изменении напряжения.

Оценим потенциал поверхности ψ_{sc} , для которого выполняется условие $2\pi f\tau_n = 1$ (где τ_n — время термоэмиссии с уровня ПС). При 300 К, задаваясь $\sigma_n = 10^{-(15 \pm 1)} \text{ см}^2$ (где σ_n — сечение захвата электрона), $f = 100$ кГц и используя известное выражение для τ_n [19], получаем $\psi_{sc} = -(0.18 \pm 0.06)$ В. При $\psi_S > \psi_{sc}$ измеряется низкочастотная емкость C_{lf} , а при $\psi_S < \psi_{sc}$ — высокочастотная емкость C_{hf} . Отклонение $(S/C)^2 - V$ -характеристики вниз от прямой в интервале $-0.6 > V > -0.9$ В также показывает, что в этом интервале напряжений измеряется C_{lf} (при 77 К это отклонение меньше). Следовательно, определение напряжения плоских зон V_{FB} по расчетному значению C_{hf} при $\psi_S = 0$ и экспериментальной ВФХ дает завышенное (по абсолютной величине) значение V_{FB} , т. е. для наших образцов $V_{FB} > -(0.65 - 0.70)$ В.

Зависимости $\psi_S(V)$ и $N_{SS}(E_S)$ при $\psi_S > -0.18$ В определялись методом низкочастотных ВФХ [21] (где E_S — энергия уровня ПС, отсчитываемая от нижнего края зоны проводимости кремния на поверхности E_{∞}); для образцов групп 1 и 2 эти зависимости близки. На рис. 2 и 3 приведены типичные зависимости $\psi_S(V)$ и $N_{SS}(E_S)$ для образцов групп 1. Из рис. 2 определяем $V_{FB} = -(0.45 - 0.50)$ В. Плотность ПС максимальна при $E_S \approx E_{\infty} - 0.18$ эВ ($N_{SS} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$) и резко уменьшается при уменьшении E_S .

При $E_S < -(0.33 - 0.35)$ В чувствительности метода ВФХ недостаточно. Поэтому для исследования ПС с более глубокими уровнями использовались спектры

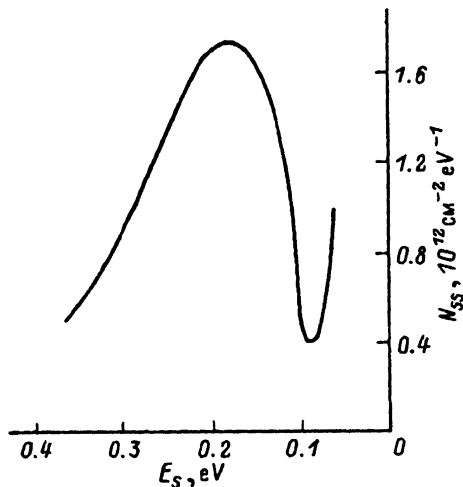


Рис. 3. Энергетический спектр плотности поверхностных состояний.

DLTS. Режим измерений: $V = -3.0$ В, амплитуда заполняющего импульса 3.0 В, длительность 40 мс, $t_1 = 5$ мс—0.5 с, $t_2 = 15$ мс—1.5 с. Температурный интервал 77—340 К. После окончания заполняющего импульса перезаряжаются и могут наблюдаться по сигналам DLTS те ПС, заполнение которых определяется квазиуровнем Ферми для электронов в базе F_n . Плотность этих ПС определяется из выражения [22]

$$N_{SS} = N_D [kT \ln(t_2/t_1)]^{-1} \frac{\epsilon_S S \Delta C_{21}}{C^2}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, ϵ_S — диэлектрическая проницаемость полупроводника, S — площадь структуры, C — стационарная емкость, $\Delta C_{21} = C(t_2) - C(t_1)$ — сигнал DLTS. Для групп 1 и 2 получаем $N_{SS} < 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ ·эВ $^{-1}$. Перезарядка ПС с мелкими уровнями не наблюдается, по-видимому, из-за малых времен термоэмиссии.

Как следует из хода ВФХ и спектров DLTS, после перехода от обогащения к обеднению резко уменьшается изменение заряда ПС. Заметим для сравнения, что в контрольных образцах по сигналам DLTS наблюдаются ПС как в верхней части запрещенной зоны, так и вблизи ее середины. Для объяснения причины такого различия сравним зависимости скоростей туннелирования e_t и термоэмиссии e_{th} от энергии уровня ПС E_S (где $e_t = \tau_t^{-1}$ и $e_{th} = \tau_{th}^{-1}$). Примем, что в интервале энергии kT сечение захвата и сечение туннелирования электрона изменяется мало. Используя известное выражение для e_{th} [23, с. 20], получаем

$$\frac{1}{e_{th}} \frac{\partial e_{th}}{\partial E_S} = \frac{1}{kT}. \quad (2)$$

Для e_t справедлива приближенная формула [16, 24]

$$e_t = B \exp(-\Phi^{1/2}d), \quad (3)$$

где B — постоянная, Φ — высота потенциального барьера для туннелирования на уровень E_S (средняя толщина окисла), она слабо зависит от температуры.

Дифференцируя (3) по E_S , с учетом соотношения $\Phi = \chi_S + E_{c0} - E_S + 0.5eV_i$ получаем

$$\frac{1}{e_t} \frac{\partial e_t}{\partial E_S} = 0.5\Phi^{-1/2}d, \quad (4)$$

где E_{c0} — значение E_c на поверхности кремния, V_i — падение напряжения в окисле. Зададимся $\chi_S = (2.90-3.20)$ эВ [20], $E_{c0} - E_S = 0.2$ эВ, $eV_i = 0.3$ эВ, $d = 27$ Å. Тогда при 300 К получаем

$$e_t^{-1} \frac{\partial e_t}{\partial E_S} = (0.17-0.19) e_{th}^{-1} \frac{\partial e_{th}}{\partial E_S},$$

т. е. для исследуемых образцов выполняется неравенство

$$e_t^{-1} \frac{\partial e_t}{\partial E_S} < e_{th}^{-1} \frac{\partial e_{th}}{\partial E_S}. \quad (5)$$

Пусть при $\psi_S < 0$ для уровня E_S выполняется неравенство $e_t \ll e_{th}$, т. е. заполнение уровня E_S определяется F_n . Тогда при выполнении неравенства (5) заведомо выполняется неравенство $\partial e_t / \partial E_S \ll \partial e_{th} / \partial E_S$, т. е. при уменьшении E_S скорость туннелирования уменьшается значительно медленнее, чем скорость термоэмиссии.

Поэтому возможно наличие демаркационного уровня E_S^* , для которого $e_t \approx e_{th}$; вблизи уровня E_S^* происходит переход от неравенства $e_t \ll e_{th}$ к неравенству $e_t \gg e_{th}$, что имеет место в образцах групп 1 и 2. Заполнение ПС с уровнями ниже E_S^* будет определяться уровнем Ферми в металле. Следовательно, после переключения от нуля до обратного напряжения заполнение таких ПС не изменится и они не будут наблюдаться по сигналам DLTS. В контрольных же образцах скорость туннелирования на несколько порядков меньше, чем в образцах групп 1 и 2, поэтому заполнение ПС определяется уровнем Ферми в полупроводнике F_n (как и в обычных МДП структурах).

Выводы. В исследованных МТТОК структурах имеется максимум плотности поверхностных состояний с энергией $E_S \approx E_{c0} - 0.18$ эВ. После перехода от обогащения к обеднению резко уменьшается изменение заряда поверхностных состояний, что объясняется наличием демаркационного уровня в верхней половине запрещенной зоны. При обратном напряжении заполнение поверхностных состояний с уровнями ниже демаркационного определяется уровнем Ферми в металле. Наличие такого демаркационного уровня в МТТОК структурах Al—SiO₂—n-Si возможно при толщине окисла, близкой к 30 Å.

Авторы выражают признательность М. И. Дьяковой за обсуждение теории туннелирования, А. Ф. Шулекину и М. Л. Павловой за изготовление образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. G. Simmons, G. W. Taylor. Sol. St. Electron., 29, 287 (1986).
- [2] И. В. Грехов, Е. В. Остроумова. Письма ЖТФ, 12, 1209 (1986).
- [3] И. В. Грехов, Е. В. Остроумова, А. А. Рогачев, А. Ф. Шулекин. Письма ЖТФ, 17, 44 (1991).
- [4] T. Yoshimoto, K. Matsumoto, K. Sakamoto, T. Sakata. Japan. J. Appl. Phys., 30, 2012 (1991).
- [5] C. Baret, F. Chekir, A. Vapaille. J. Phys. C: Col. St. Phys., 16, 2421 (1983).
- [6] P. Muret, A. Deneuveille. J. Appl. Phys., 53, 6289 (1982).
- [7] P. Muret, A. Deneuveille. Surf. Sci., 162, 640 (1985).
- [8] C. T. Poon, H. C. Card. J. Appl. Phys., 51, 5880 (1980).
- [9] H. C. Card. Sol. St. Electron., 22, 809 (1979).
- [10] S. Kar, W. E. Dahlke. Sol. St. Electron., 15, 221 (1972).
- [11] Z. P. Ma, R. C. Barker. Sol. St. Electron., 17, 913 (1974).

- [12] X. Wu, E. S. Yang. *J. Appl. Phys.*, **65**, 3560 (1989).
- [13] W. Dahlke, J. A. Shimer. *Sol. St. Electron.*, **26**, 465 (1983).
- [14] S. Jain, W. Dahlke. *Sol. St. Electron.*, **29**, 597 (1986).
- [15] H. K. Phan, L. H. Phu, P. N. Bin. *Sol. St. Electron.*, **29**, 273 (1986).
- [16] L. H. Freeman, W. Dahlke. *Sol. St. Electron.*, **13**, 1483 (1970).
- [17] Л. С. Берман, А. Д. Ременюк, М. Г. Толстобров. Препринт ФТИ АН СССР, № 974 (1985).
- [18] S. J. Fonash. *J. Appl. Phys.*, **54** 1966 (1983).
- [19] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М. (1984).
- [20] Z. A. Weinberg. *J. Appl. Phys.*, **53**, 5052 (1982).
- [21] C. N. Berglund. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, ED-13, 701 (1966).
- [22] H. Zhang, Y. Aoyagi, S. Swai, S. Namba. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 341 (1987).
- [23] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках Л. (1981).
- [24] V. Kumar, W. Dahlke. *Sol. St. Electron.*, **20**, 142 (1977).

Редактор В. В. Чалдышев
