

06

Параметры границы раздела и механизмы протекания тока в структурах металл–туннельно-тонкий фторид церия (неодима, диспрозия)—кремний

© М.Б. Шалимова, Н.В. Щербакова

Самарский государственный университет
E-mail: rozhkov@ssu.samara.ru

Поступило в Редакцию 1 июля 2004 г.

Представлены результаты исследования электрофизических характеристик структур металл–туннельный диэлектрик–полупроводник. В качестве диэлектрика использовались фториды диспрозия, церия, неодима. Определены параметры границы раздела, такие как энергетическое распределение плотности поверхностных состояний, значение поверхностного потенциала. Исследованы особенности процессов токопрохождения в данных структурах.

Необходимость использования новых изолирующих материалов с высокой диэлектрической проницаемостью приводит к поиску и исследованию новых перспективных диэлектриков, обладающих разнообразными функциональными свойствами. К таким диэлектрикам относятся фториды редкоземельных элементов, которые характеризуются значениями диэлектрической проницаемости $\epsilon_D = 8 \div 14$ и удельного сопротивления $\rho = 6 \cdot 10^{12} \div 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$, обладают химической, термической и радиационной стойкостью. В настоящей работе исследовались параметры границы раздела кремния с фторидами редкоземельных элементов и определялись механизмы токопрохождения в МДП (металл–диэлектрик–полупроводник)-диоде.

МДП-диоды получались путем электроформовки МДП-структур с толстым диэлектриком. В основе метода электроформовки лежит явление переключения проводимости, которое наблюдается в пленках фторидов редкоземельных элементов под действием сильных электрических полей [1]. В течение этого процесса в диэлектрической пленке создается локальная неомогенная область с высокой проводимостью площадью $A \sim 3 \div 80 \mu\text{m}^2$.

Экспериментальные образцы изготавливались на подложке монокристаллического кремния n - или p -типа проводимости с удельным сопротивлением $5 \Omega \cdot \text{cm}$ и $4.5 \Omega \cdot \text{cm}$ соответственно. На подложку методом термического распыления в вакууме наносился слой фторида редкоземельного элемента толщиной $d = 0.3 \div 0.4 \mu\text{m}$. На фторид редкоземельного элемента наносились алюминиевые контакты диаметром $0.5 \div 0.7 \text{mm}$. Под действием электрического поля напряженностью $\sim 10^8 \text{V/m}$ в однородной исходной пленке создается проводящий канал, который в основном состоит из металлической фазы. При этом, как показали исследования, в области канала проводимости на границе с кремнием формируется слой туннельного диэлектрика толщиной $d_t = 1 \div 3 \text{nm}$. Слой туннельного диэлектрика образуется при достаточно большой величине нагрузочного сопротивления ($R > 1.5 \text{k}\Omega$), включенного в цепь последовательно с образцом. Таким методом получались структуры $\text{Al}-\text{CeF}_3-\text{Si}$, $\text{Al}-\text{DyF}_3-\text{Si}$, $\text{Al}-\text{NdF}_3-\text{Si}$.

Исследования показали, что при отсутствии внешнего приложенного напряжения на поверхности полупроводника реализуется состояние обеднения основными носителями заряда для всех исследованных структур. При этом в области прямого смещения на вольт-амперных характеристиках выделяются три характерные области.

1) Область ограничения тока через структуру полупроводником, когда напряжение, подаваемое на структуру, $U < \varphi_{s0}$. При этом ток через структуру определяется процессами надбарьерной эмиссии основных носителей из полупроводника в металл с экспоненциальной зависимостью тока от приложенного напряжения согласно уравнению

$$J = \overline{D_{n,p}} \cdot A^* \cdot T^2 \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{qU}{nkT}\right), \quad (1)$$

где $\Phi_b = \varphi_{s0} + (E_c - F)$ — для полупроводника n -типа проводимости, $\overline{D_{n,p}}$ — коэффициент туннельной прозрачности электронов (дырок), A^* — постоянная Ричардсона, A — площадь структуры, n — коэффициент неидеальности, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, q — заряд электрона, E_c — энергия дна зоны проводимости, F — энергия уровня Ферми полупроводника.

В данной работе предполагается постоянство коэффициента туннельной прозрачности диэлектрика в области используемых напряже-

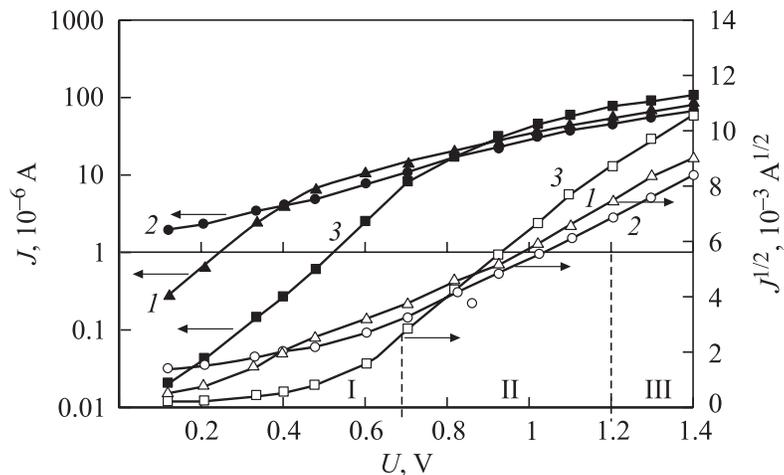


Рис. 1. Аппроксимация вольт-амперной характеристики экспоненциальной и квадратичной зависимостями для различных структур: 1 — Al-DyF₃-nSi, 2 — Al-NdF₃-nSi, 3 — Al-CeF₃-nSi. Пунктирные линии маркируют приближительные границы характерных областей I–II–III для структуры с CeF₃.

ний. На рис. 1 показаны экспериментальные вольт-амперные характеристики при прямом смещении, которые аппроксимируются экспоненциальной зависимостью в области I.

2) Область ограничения тока туннельной проводимостью диэлектрика в режиме $\varphi_{s0} < U < 1.2$ V. Прямые участки вольт-амперной характеристики в этой области определяются доминирующим прямым туннелированием основных носителей из полупроводника в металл и описываются зависимостью

$$J \cong B \cdot (U - \varphi_{s0})^2, \quad (2)$$

где B — постоянная. Наблюдаемая квадратичная зависимость тока через структуру от суммарного напряжения $(U - \varphi_{s0})$ связана с тем, что плотность туннельного тока, протекающего между металлом и зоной проводимости полупроводника в модели невзаимодействующих

электронов, может быть записана в виде [2]:

$$j_{nT} = \frac{1}{4} q V_n \overline{D}_n N_c [F_1(y_g - y_s) - F_1(-y_s)], \quad (3)$$

где $y_g = qU/kT$, $y_s = qU_s/kT$ — безразмерное напряжение на затворе структуры и поверхностный потенциал; V_n — средняя тепловая скорость электронов; N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника; $F_1(y)$ — интеграл Ферми. В области смещений, таких, что $|y_g - y_s| > 3$, интегралы в (3) могут быть заменены многочленом [3] и

$$j_{nT} = \frac{1}{4} q V_n \overline{D}_n N_c \frac{(y_g - y_s)^2}{2}. \quad (4)$$

Выражения (3), (4) справедливы, когда доминирующим механизмом протекания тока через структуру как для электронов, так и для дырок является туннельный механизм.

На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики структур в координатах \sqrt{J} от U . Экстраполяция данных прямых (область II) к нулевому току дает значение поверхностного потенциала φ_{s0} .

3) При $U > 1.2 \text{ В}$ прямой ток в основном ограничивается сопротивлением растекания кремниевой подложки.

Зависимость поверхностного потенциала от напряжения для $U \leq U_0 - 2kT/q$ (U_0 — напряжение плоских зон) рассчитывалась по формуле

$$\varphi_s(U) = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left[\frac{A^* \cdot A \cdot T^2}{J(U)} \right] - \frac{E_c - F}{q}. \quad (5)$$

Расчеты показали, что φ_s и U для большинства исследованных МДП-диодов связаны прямо пропорционально зависимостью, при этом выполняется соотношение [4]

$$|\varphi_s(U)| \cong \frac{U_0 - U}{b} = |\varphi_{s0}| - \frac{U}{b}. \quad (6)$$

$$b = 1 + \frac{q^2 N_t^0}{C_D}, \quad (7)$$

где N_t — плотность однозарядных поверхностных состояний, $C_D = \frac{\epsilon_0 \epsilon_D}{d}$ — емкость диэлектрика единичной площади.

Значения параметров МДП-диодов с различными фторидами редкоземельных элементов

Структура	Плотность поверхностных состояний N_t , $10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$	Поверхностный потенциал φ_{s0} , V
NdF ₃ -nSi	1.14 ± 0.35	0.31 ± 0.03
NdF ₃ -pSi	1.84 ± 0.50	0.35 ± 0.01
CeF ₃ -nSi	2.25 ± 0.64	0.43 ± 0.05
CeF ₃ -pSi	10.7 ± 0.26	0.29 ± 0.05
DyF ₃ -nSi	21.4 ± 1.56	0.11 ± 0.05
DyF ₃ -pSi	2.78 ± 0.67	0.37 ± 0.01

В данном случае условием прямо пропорциональной зависимости является $N_t = N_t^0 = \text{const}$, т.е. поверхностные состояния распределены с постоянной плотностью в заданном интервале энергий.

Из соотношения (6) следует, что экстраполяция данных прямых до $U = 0$ позволяет получить значение поверхностного потенциала φ_{s0} . Сравнение данной величины φ_{s0} со значением, полученным с использованием формулы (2), показало, что оба метода дают значения поверхностного потенциала φ_{s0} , совпадающие в пределах ошибки измерения. Значения φ_{s0} представлены в таблице.

Для некоторых образцов обнаруживалось наличие на экспериментальных вольт-амперных характеристиках туннельных МДП-диодов участков с нелинейной зависимостью $\ln J$ от U и, следовательно, нелинейной зависимостью φ_s от U . В этом случае выражение (6) справедливо только в узком интервале напряжений, в котором уровень Ферми на поверхности полупроводника пересекает поверхностные состояния с постоянной плотностью.

Из (6) следует, что

$$\frac{d\varphi_s}{dU} = -b^{-1}. \quad (8)$$

С учетом выражения (7) будем иметь

$$N_t = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_D}{q^2 d} \left\{ \frac{q}{kT} \left[\frac{d(\ln J)}{dU} \right]^{-1} - 1 \right\}. \quad (9)$$

Значения N_t , рассчитанные по формуле (9) для случая, когда поверхностные состояния распределены с постоянной плотностью, представлены в таблице.

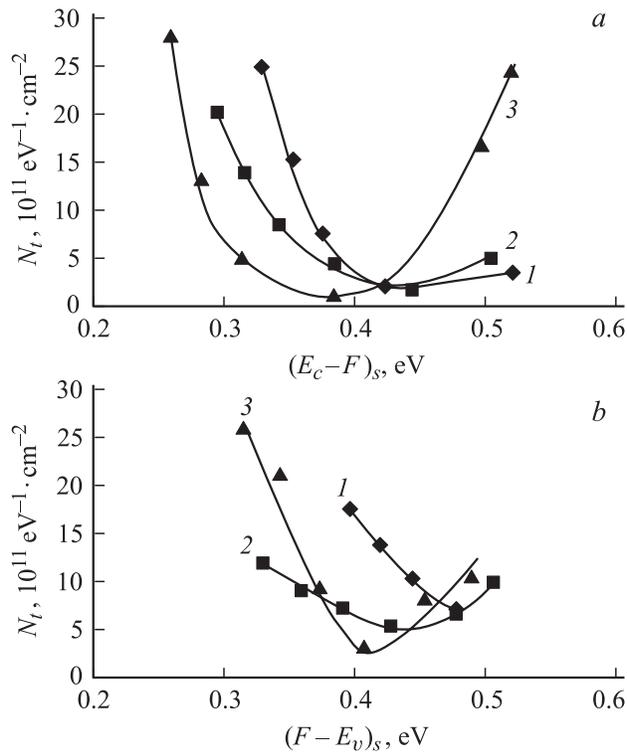


Рис. 2. Распределение плотности поверхностных состояний по энергиям в запрещенной зоне кремния *n*-типа проводимости (*a*) и *p*-типа проводимости (*b*), покрытого слоем фторида редкоземельного элемента: 1 — DyF₃; 2 — NdF₃; 3 — CeF₃.

На рис. 2, *a, b* представлены кривые распределения плотности поверхностных состояний по энергиям в запрещенной зоне полупроводника, рассчитанные по формуле (9). В этом случае на поверхности кремния, покрытой слоем фторида редкоземельного элемента, реализуется распределение N_t по энергиям с минимумом вблизи середины запрещенной зоны.

Для поверхности кремния, покрытой слоем фторида неодима, получено наименьшее значение плотности поверхностных состояний. Это

согласуется с результатами работы [5], в которой было обнаружено пассивирующее действие диэлектрических слоев фторида неодима.

Результаты работы указывают на возможность практического получения и исследования толстых и туннельно-тонких диэлектрических слоев фторидов редкоземельных элементов, изготовленных в одном технологическом цикле на одной подложке. Это позволяет определить такие параметры границы раздела, как энергетическое распределение плотности поверхностных состояний, значение поверхностного потенциала. Полученная малая величина плотности поверхностных состояний $\sim 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ обеспечивает возможность использования данных слоев для пассивации поверхности кремния.

Список литературы

- [1] Рожков В.А., Шалимова М.Б. // ФТП. 1998. Т. 32. № 11. С. 1349–1353.
- [2] Туннельные явления в твердых телах / Под ред. В.И. Переля. М.: Мир, 1973. 421 с.
- [3] Блекмор Д. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 379 с.
- [4] Гаман В.И. Физика полупроводниковых приборов. Томск: Изд-во НТЛ, 2000. 426 с.
- [5] Рожков В.А., Петров А.И., Шалимова М.Б. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 19. С. 10–14.