

04,09

Электронная структура и природа мелких ловушек в обогащенном кремнием SiO_xN_y : *ab initio* моделирование

© Т.В. Перевалов¹, Д.Р. Исламов^{1,2}, В.А. Володин^{1,2}¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

E-mail: timson@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 9 октября 2024 г.

Принята к публикации 9 октября 2024 г.

В окончательной редакции 11 октября 2024 г.

В рамках *ab initio* моделирования созданы модельные структуры SiO_xN_y в широком диапазоне составов, ближний порядок в которых соответствует модели неупорядоченной случайной сетки. Построены энергетические диаграммы SiO_xN_y : зависимость от x и y положения потолка валентной зоны и дна зоны проводимости относительно уровня вакуума. Изучена электронная структура собственных дефектов в SiO_xN_y , участвующих в транспорте заряда. Установлено, что Si–Si связи SiO_xN_y являются дефектами, способными давать мелкие ловушки с энергией порядка 10–100 meV.

Ключевые слова: электронная структура, диэлектрики, дефекты, ловушки, вакансии кислорода, резистивная память, теория функционала плотности.

DOI: 10.61011/FTT.2025.01.59778.258

1. Введение

Оксинитрид кремния (SiO_xN_y) один из ключевых материалов для использования в качестве пассивных и активных слоев элементов современной кремниевой микроэлектроники [1]. Существует много исследований, свидетельствующих о перспективности SiO_xN_y для использования в качестве активного слоя элементов резистивной памяти (ReRAM) [2–5]. Эта память основана на обратимом изменении сопротивления диэлектрического слоя структуры металл–диэлектрик–металл за счет электрохимических реакций под воздействием импульса тока в локальной области диэлектрика, образующей проводящий филамент [6]. Для уменьшения напряжения первого переключения диэлектрика в низкоомное состояние (т.н. формовка) предлагается использовать пленки SiO_xN_y , обогащенные кремнием [5]. По аналогии с оксидом и нитридом кремния можно ожидать, что наиболее вероятными собственными дефектами, ответственными за резистивное переключение SiO_xN_y , являются связи Si–Si, т.е. вакансии кислорода или азота [6,7]. Однако для SiO_2 и Si_3N_4 связь Si–Si является глубокой ловушкой с энергией ионизации более 1 eV [8,9], тогда как транспорт заряда в мемристорах на основе SiO_xN_y в высокоомном состоянии осуществляется с участием мелких ловушек с энергией порядка 10–100 meV [10]. Природа мелких ловушек в SiO_xN_y , обогащенном кремнием, в настоящее время не установлена.

Таким образом, изучение электронной структуры обогащенного кремнием SiO_xN_y , в частности, электронной структуры собственных дефектов в SiO_xN_y , является

актуальной задачей для понимания физики резистивного переключения мемристоров на основе SiO_xN_y . Эффективным методом изучения электронной структуры дефектов в твердых телах является *ab initio* моделирование в рамках теории функционала плотности (ТФП). Существующие теоретические исследования ограничиваются преимущественно изучением SiO_xN_y без обогащения кремнием, атомная структура которого включает в себя только связи Si–O и Si–N [11–14]. Структура обогащенного кремнием SiO_xN_y существенно сложнее: она описывается моделью неупорядоченной случайной сетки (Random Bonding, RB) и содержит 15 сортов тетраэдров $\text{Si}-\text{O}(\nu)\text{N}(\mu)\text{Si}(4-\nu-\mu)$, (где $\mu + \nu + = 0, 1, 2, 3, 4$) в определенной пропорции [4,15]. Ранее моделирование электронной структуры обогащенного кремнием SiO_xN_y предпринималась только для структурной модели, далекой от RB [5]. Собственные дефекты в такой структуре не моделировались.

Целью работы является теоретическое изучение атомной и электронной структуры SiO_xN_y переменного состава, обогащенного кремнием, в широком диапазоне значений коэффициентов x и y , а также выяснение способности дефектов типа связи Si–Si в SiO_xN_y выступать в роли мелких ловушек в мемристорах на основе SiO_xN_y .

2. Методика

Расчеты проводились в рамках теории функционала плотности (ТФП) в модели периодических ячеек, приближении псевдопотенциалов с плосковолновым бази-

сом в программном пакете Quantum ESPRESSO [16]. Серия модельных кристаллических структур обогащенного кремнием SiO_xN_y , с $y = 0, 0.25$ и 0.5 , $x = 0.25, 0.5, 0.75, 1.0, 1.25$ и 1.5 были получены следующим образом:

1. Создана 48-атомная ячейка SiO_2 в фазе β -кристаллита. Данная фаза выбрана как наиболее близкая по физическим свойствам к аморфному SiO_2 [17];

2. Последовательным удалением различного числа пар атомов кислорода с рассмотрением либо всех, либо около 5000 возможных пространственных конфигураций взаимного расположения вакансий кислорода созданы суперячейки „ SiO_x “ ($x < 2$);

3. После расчетов полной структурной релаксации из созданных структур SiO_x выбирались такие, ближний порядок которых наиболее близок к модели RB, т.е. доля тетраэдров $\text{Si}-\text{O}(\nu)\text{Si}(4-\nu)$, где $\nu = 0, 1, 2, 3, 4$, определяется статистикой:

$$W_\nu(x) = \frac{4!}{\nu!(4-\nu)!} \left(\frac{x}{2}\right)^\nu \left(1 - \frac{x}{2}\right)^{4-\nu}; \quad (1)$$

4. Из полученного набора потенциальных структур SiO_x для каждого значения x выбиралась одна структура, исходя из принципов минимума полной энергии суперячейки и монотонности зависимости ширины запрещенной зоны, как функции коэффициента x ;

5. В установленных структурах SiO_x осуществлялась замена 4-х или 8-ми атомов O на N для получения составов $\text{SiO}_x\text{N}_{0.25}$ и $\text{SiO}_x\text{N}_{0.5}$, соответственно. Перебирались либо все возможные варианты замещения, либо случайным образом выбирались порядка 10^3 вариантов расположения атомов замещения в суперячейках;

6. Проводились расчеты полной структурной релаксации всех созданных суперячеек и выбирались такие структуры, для которых статистика тетраэдров $\text{Si}-\text{O}(\nu)\text{N}(\mu)\text{Si}(4-\nu-\mu)$, где $(\nu + \mu) \leq 4$, наиболее близка к модели RB:

$$W_\nu(x, y) = \frac{4!}{\nu!\mu!(4-\nu-\mu)!} \left(\frac{x}{2}\right)^\nu \left(\frac{3y}{4}\right)^\mu \times \left(1 - \frac{x}{2} - \frac{3y}{4}\right)^{4-\nu-\mu}; \quad (2)$$

7. Из набора найденных таким образом структур $\text{SiO}_x\text{N}_{0.25}$ и $\text{SiO}_x\text{N}_{0.5}$ выбирались по одной для каждого значения x по принципу минимума полной энергии суперячейки, а также монотонности зависимости ширины запрещенной зоны, как функции коэффициента x .

Расчеты структурной релаксации осуществлялись с локальным обменно-корреляционным функционалом PBEsol, а спектры полной плотности электронных состояний (TDOS) — с гибридным функционалом HSE06. Расчеты с функционалом HSE06 проводились с использованием оптимизированных сохраняющих норму псевдопотенциалов Вандербилта и энергии отсечки плосковолнового базиса 952 eV. Расчетная методика воспроизводит значение ширины запрещенной зоны $E_g = 8.0$ eV для SiO_2 [18].

Для расчета электронной структуры собственных дефектов в SiO_xN_y использовались суперячейки с размером от 88 до 128 атомов, полученные двух или трехкратной трансляцией установленных структур SiO_xN_y . В качестве дефектов, способных выступать в роли ловушки для носителей заряда, рассматривались связи Si–Si, сформированные либо за счет создания вакансии O, либо вакансии N с добавлением атома водорода. Каждый дефект моделировался во всех возможных неэквивалентных позициях суперячейки. Электронная структура рассчитывалась для трех зарядовых состояний системы (с полным зарядом $q = 0, -1, +1$) в рамках спинполяризованной ТФП. Энергии ловушки оценивались, как выигрыш в энергии при захвате электрона со дна зоны проводимости ΔE_e или дырки с потолка валентной зоны ΔE_h на дефект по формулам, предложенным в работе [19]:

$$\Delta E_e = (E_{\text{init}}^{-1} + E_{\text{def}}^{+1}) - (E_{\text{init}}^0 + E_{\text{def}}^0), \quad (3)$$

$$\Delta E_h = (E_{\text{init}}^{+1} + E_{\text{def}}^{-1}) - (E_{\text{init}}^0 + E_{\text{def}}^0). \quad (4)$$

Здесь верхние индексы обозначают полный заряд суперячейки; E_{init} и E_{def} — полная энергии исходной и дефектной суперячейки, соответственно.

3. Результаты

Расчетные спектры полной плотности состояний (TDOS) для созданных по вышеописанной методике модельных структур SiO_xN_y различного состава, размещенные по краю нижней ($O\ 2s$) валентной подзоны, который для β - SiO_2 находится на 17.9 eV ниже потолка валентной зоны E_v , представлены на рис. 1. Совмещение по краю $O\ 2s$ пика обуславливается тем, что глубокие уровни наименее чувствительны к атомному окружению. Полученные данные демонстрируют сдвиг краев валентной зоны и зоны проводимости (E_c) в запрещенную зону. При этом сдвиги E_v и E_c несимметричны: E_c сдвигается сильнее. Верх валентной зоны SiO_xN_y формируется главным образом Si $3p$ атомными орбитальными, отвечающими связующим σ -орбитальным связям Si–Si. Сдвиг E_v в сторону меньших энергий связи с уменьшением содержания кислорода в SiO_xN_y объясняется тем, что при этом уменьшаются энергии связующих σ -орбиталей связей Si–Si с ростом их концентрации. Электронная плотность вблизи дна зоны проводимости состоит преимущественно из Si $3p$ -орбиталей с примесью Si $3s$. Сдвиг E_c в запрещенную зону можно объяснить уменьшением энергии антисвязующих σ^* -орбиталей связей Si–Si. Качественно аналогичные спектры TDOS SiO_xN_y близки к опубликованным ранее с использованием существенно более простых структурных моделей SiO_xN_y [5], однако имеется ряд количественных различий.

Согласно ожиданиям, при фиксированном содержании N (значении y) в SiO_xN_y наблюдается монотонный рост значения E_g с увеличением коэффициента x

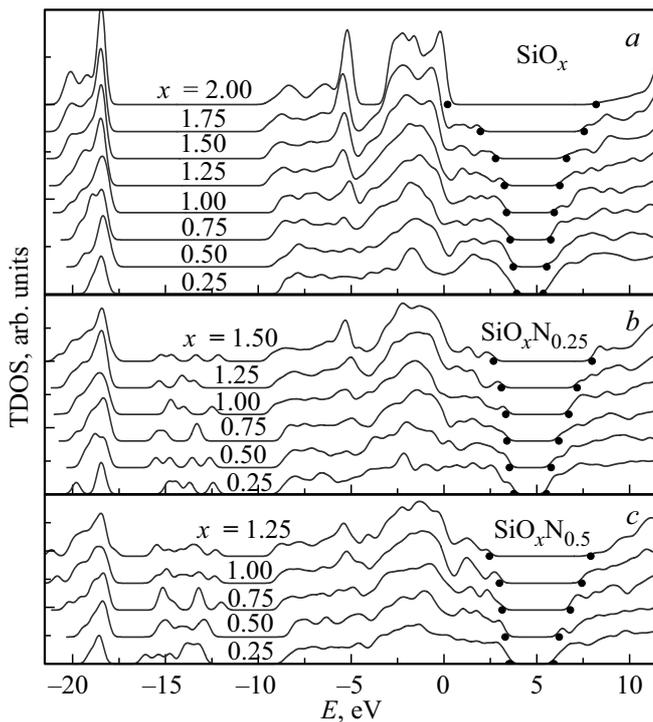


Рис. 1. Спектры полной плотности электронных состояний SiO_xN_y для трех составов: $y = 0$ (a), 0.25 (b) и 0.5 (c). Ноль энергии отвечает положению потолка валентной зоны E_v β - SiO_2 ; спектры совмещены по положению пика O $2s$ уровня на 17.9 eV ниже E_v и сглажены функцией Гаусса с $\sigma = 0.2$ eV.

(рис. 2, a). Причем с увеличением содержания N, увеличивается и скорость этого роста. При фиксированном содержании O (значении x) значение E_g SiO_xN_y растет с увеличением коэффициента y . Важно отметить, что полученные в настоящем исследовании зависимости $E_g(x)$ для $y = 0$ и 0.5 находятся ниже, чем соответствующие кривые для SiO_x (в среднем на 0.3 eV) [20] и $\text{SiO}_x\text{N}_{0.5}$ (в среднем на 0.7 eV) [5], рассчитанных для более простых модельных структур с ближним порядком, далеким от модели RB. В то же время, для RB SiO_x расчетная зависимость $E_g(x)$ хорошо согласуется с теоретической кривой $E_g(x)$, полученной ранее в рамках метода сильной связи с использованием модели обобщенных решеток Бете [21], а также экспериментальной кривой [20]. Эти данные указывают на корректность используемой в настоящей работе структурной модели SiO_xN_y и метода расчетов.

Данные, представленные на рис. 1, включая известное из литературы положение E_v относительно уровня вакуума для SiO_2 [22], позволяют построить энергетическую диаграмму SiO_xN_y для различных составов (рис. 2, b). На данную диаграмму можно наложить уровни E_v и E_c для Si, зная значения электронного сродства (5.2 eV) и E_g (1.6 eV) для a -Si [23]. Полученные таким образом энергетические диаграммы для обогащенного кремнием SiO_xN_y позволяют делать оценки значений

энергии потенциальных барьеров для электронов (Φ_e) и дырок (Φ_h) на границе a -Si/ SiO_xN_y для различных составов. Как можно видеть, наблюдается монотонное и почти линейное увеличение значений Φ_e и Φ_h с увеличением коэффициента x . Φ_e больше, чем Φ_h для любого значения коэффициента x , что справедливо и для границ Si/ SiO_2 [23] и Si/ Si_3N_4 [9], причем с увеличением содержания N в материале эта разница растет. Таким образом, рассчитанные зависимости $E_g(x)$ и энергетические диаграммы позволяют оценивать значения E_g , Φ_e и Φ_h по известным коэффициентам x и y для реальных оксинитридных пленок.

Были рассчитаны значения энергии локализации электрона ΔE_e и дырки ΔE_h на связи Si–Si, сформированные за счет создания вакансии кислорода, а также вакансии азота с добавлением водорода в суперячейках SiO_xN_y различных составов (значений x и y). Так как значения $\Delta E_e/\Delta E_h$ отвечают энергиям перехода электрона/дырки с дефектного уровня на уровни, отвечающие E_c/E_v , то рассчитанные значения $\Delta E_e/\Delta E_h$ удобно представить в виде уровней на энергетических диаграммах SiO_xN_y (см. рис. 2), положение которых соответствует $[E_c - \Delta E_e]/[E_v + \Delta E_h]$ (рис. 3). Из-за разброса значений $\Delta E_e/\Delta E_h$ в зависимости от положения моделируемого дефекта в суперячейке, а также ввиду наличия систематической ошибки методики расчета $\Delta E_e/\Delta E_h$, составляющей по нашим оценкам 0.1–0.2 eV, на рис. 3 представлено усредненное положение дефектных уровней в полосе энергий 0.3 eV. Несмотря на сравнительно большую величину абсолютной ошибки определения положения дефектных уровней в запрещенной зоне, относительная ошибка метода мала, что позволяет делать достаточно

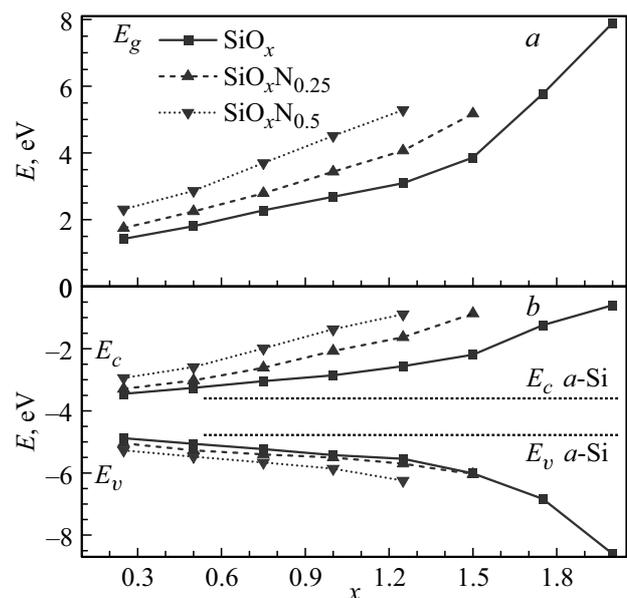


Рис. 2. Теоретические зависимости значения ширины запрещенной зоны E_g (a), а также положения E_v и E_c относительно уровня вакуума (b) в зависимости от значения коэффициента x для SiO_xN_y , с $y = 0, 0.25$ и 0.5.

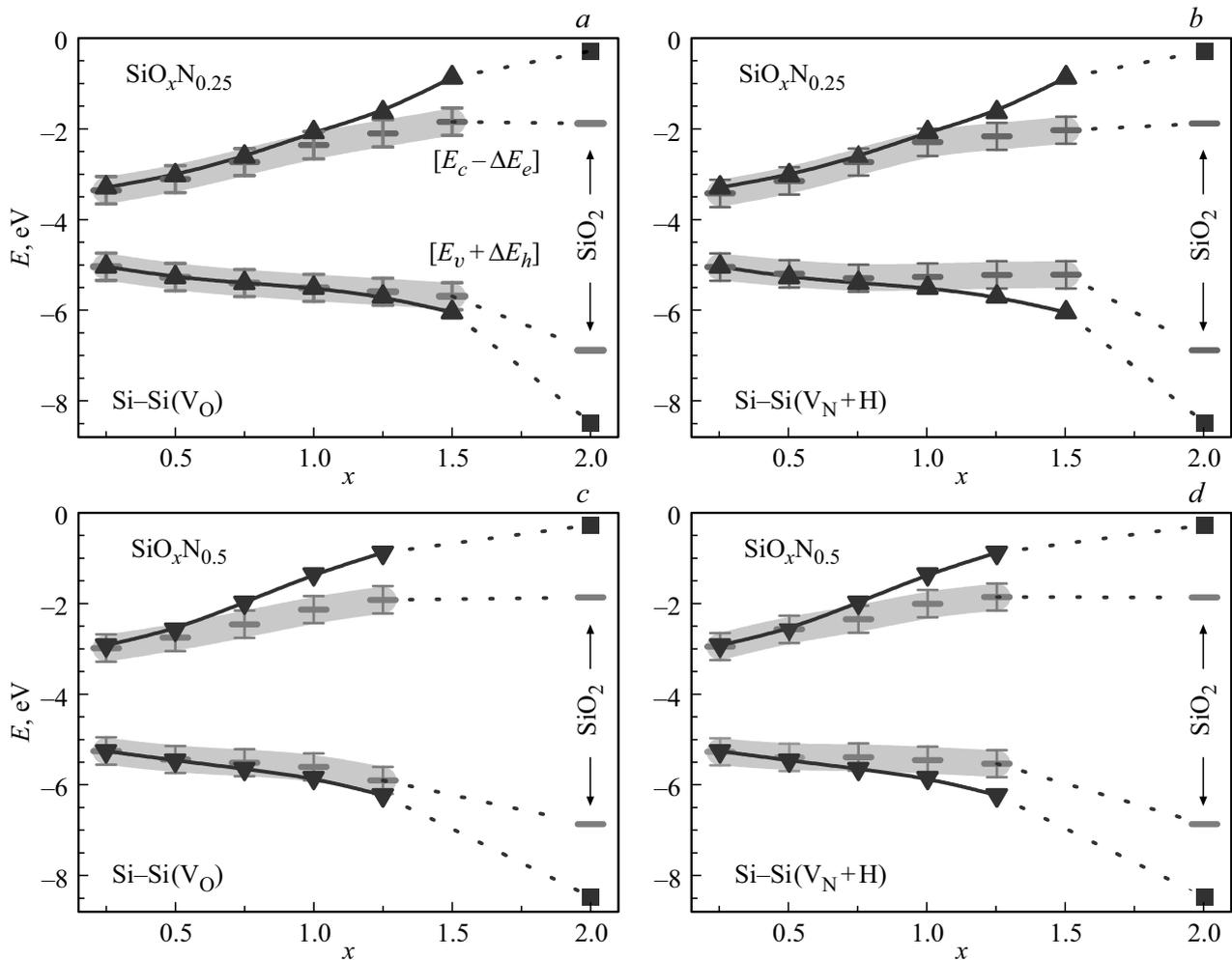


Рис. 3. Положение E_v и E_c для SiO_xN_y различного состава x и $y = 0.25$ (a, b), 0.5 (c, d) относительно уровня вакуума, а также положение в запрещенной зоне уровней электронной (ΔE_e) и дырочной ловушки (ΔE_h) от вакансии кислорода V_O (a, c) и от вакансии азота с водородом $V_N + H$ (b, d).

надежный качественные выводы на основе полученных результатов, перечисленные ниже:

1. Положительные расчетные значения ΔE_e и ΔE_h для моделируемых дефектов в SiO_xN_y исследуемых составов, указывают на то, что связи Si–Si выступают в роли ловушки как для электрона, так и для дырки. То есть, по аналогии со стехиометрическими SiO_2 [8] и Si_3N_4 [9], связи Si–Si в SiO_xN_y являются амфотерными ловушками и могут участвовать в транспорте заряда;

2. Установлено монотонное уменьшение значений ΔE_e и ΔE_h с уменьшением величины x (содержания O) при фиксированном y . Аналогично, наблюдается уменьшение значений ΔE_e и ΔE_h с уменьшением величины y (содержания N) при фиксированном x . Данная тенденция напрямую коррелирует с зависимостью $E_g(x, y)$;

3. Значения ΔE_e и ΔE_h для связи Si–Si, сформированной удалением атома O, а также удалением атома N с добавлением H, практически неразличимы (в рамках точности метода). Следовательно, оба типа исследуемых

дефектов дают примерно одинаковый вклад в проводимость SiO_xN_y ;

4. Уменьшение значений ΔE_e и ΔE_h с уменьшением коэффициентов как x , так и y происходит главным образом из-за сдвига E_c/E_v в запрещенную зону, тогда как абсолютное положение уровня связи Si–Si в запрещенной зоне (относительно уровня вакуума) изменяется слабо;

5. В SiO_xN_y , как и в стехиометрических SiO_2 и Si_3N_4 , значения энергии локализации (ионизации) электрона лишь незначительно превышают таковые для дырки. Принимая во внимание факт, что эффективные массы электронов, как правило, меньше эффективных масс дырок в твердых телах, а также судя по близости значений Φ_e и Φ_h для разных значений коэффициента x , можно судить о близких вкладах электронного и дырочного транспорта заряда в проводимость SiO_xN_y ;

6. Согласно построенным энергетическим диаграммам (рис. 2 и рис. 3), при любом значении x и y SiO_xN_y абсолютное положение дефектных уровней (относитель-

но уровня вакуума) для электронов выше $E_c(a\text{-Si})$, а дырок — ниже $E_v(a\text{-Si})$;

7. Построенные энергетические диаграммы для SiO_xN_y (рис. 3) позволяют делать грубые оценки значений энергии ловушки для экспериментально исследуемых пленок SiO_xN_y по установленным предварительно значениям коэффициентов x и y ;

8. При достаточно сильном обогащении SiO_xN_y кремнием (при $x < 1$ для $y = 0.25$ и $x < 0.7$ для $y = 0.5$) энергия дефекта $\Delta E_e/\Delta E_h$ менее 0.1 eV. Это доказывает, что дефектами, способными создавать мелкие ловушки с энергией порядка 10–100 meV в высокоомном состоянии мемристоров на основе SiO_xN_y являются связи Si–Si. Это также указывает на то, что проводящий филамент в таких мемристорах представляет собой область диэлектрика, сильно обогащенную кремнием. Причем для мемристоров на основе SiO_xN_y с большим содержанием азота, степень обогащения кремнием (обеднения кислородом) выше.

4. Заключение

На основе первопринципных расчетов созданы структуры обогащенного кремнием SiO_xN_y в широком диапазоне составов, ближний порядок в которых соответствует модели неупорядоченной случайной сетки RB, и построены энергетические диаграммы SiO_xN_y в зависимости от состава материала. Данные диаграммы позволяют делать оценки значений ширины запрещенной зоны E_g и энергии потенциальных барьеров для электронов Φ_e и дырок Φ_h на границе $a\text{-Si}/\text{SiO}_x\text{N}_y$ по известным значениям коэффициентов x и y для реальных оксинитридных пленок. Показано, что монотонное уменьшение E_g , Φ_e и Φ_h при уменьшении коэффициентов x и y осуществляется за счет сдвига краев валентной зоны E_v и зоны проводимости E_c в запрещенную зону диэлектрика. Причем E_c сдвигается сильнее, чем E_v . Рассчитана электронная структура формирующей связь Si–Si вакансий кислорода, а также вакансий азота с добавлением водорода, как наиболее вероятных дефектов, ответственных за транспорт заряда и резистивное переключение мемристоров на основе SiO_xN_y . Установлено, что данные дефекты в SiO_xN_y могут выступать в роли ловушки как для электрона, так и для дырки, причем глубина этой ловушки монотонно уменьшается с уменьшением величины значений коэффициентов x и y главным образом за счет сдвига E_c/E_v в запрещенную зону. Сделан вывод о близости вкладов электронного и дырочного транспорта заряда в проводимость SiO_xN_y , то есть о биполярной проводимости SiO_xN_y . Установлено, что дефектами, способными давать мелкие уровни в высокоомном и низкоомном состояниях мемристоров на основе SiO_xN_y являются связи Si–Si при достаточно сильном обогащении SiO_xN_y кремнием.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2025-0023) Квантово-химическое моделирование осуществлялось на вычислительном кластере ИВЦ НГУ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y. Shi, L. He, F. Guang, L. Li, Z. Xin, R. Liu. *Micromachines* **10**, 8, 552 (2019).
- [2] N.C. Das, S.-I. Oh, J.R. Rani, S.-M. Hong, J.-H. Jang. *Appl. Sci.* **10**, 10, 3506 (2020).
- [3] K. Leng, X. Zhu, Z. Ma, X. Yu, J. Xu, L. Xu, W. Li, K. Chen. *Nanomaterials* **12**, 3, 311 (2022).
- [4] Y.N. Novikov, G.N. Kamaev, I.P. Prosvirin, V.A. Gritsenko. *Appl. Phys. Lett.* **122**, 232903 (2023).
- [5] T.V. Perevalov, V.A. Volodin, G.N. Kamaev, A.A. Gismatulin, S.G. Cherkova, I.P. Prosvirin, K.N. Astankova, V.A. Gritsenko. *J. Non-Cryst. Solids*, **598**, 121925 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.jnoncrsol.2022.121925>
- [6] A. Mehonic, A.L. Shluger, D. Gao, I. Valov, E. Miranda, D. Ielmini, A. Bricalli, E. Ambrosi, C. Li, J.J. Yang, Q. Xia, A.J. Kenyon. *Adv. Mater.* **30**, 43, 1801187 (2018).
- [7] T.J. Yen, A. Chin, V. Gritsenko, *Nanomaterials*, **11**, 6, 1401 (2021).
- [8] D.R. Islamov, V.A. Gritsenko, T.V. Perevalov, O.M. Orlov, G.Ya. Krasnikov. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 052901 (2016).
- [9] V.A. Gritsenko, T.V. Perevalov, O.M. Orlov, G.Ya. Krasnikov. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 062904 (2016).
- [10] A.A. Gismatulin, G.N. Kamaev, V.A. Volodin, V.A. Gritsenko. *Electronics* **12**, 598 (2023).
- [11] A.N. Sorokin, A.A. Karpushin, V.A. Gritsenko, H. Wong. *J. Appl. Phys.* **105**, 073706 (2009).
- [12] Z.-L. Lv, H.-L. Cui, H. Wang, X.-H. Li, G.-F. Ji. *Ceram. Int.* **43**, 10006 (2017).
- [13] A. Martinez-Limia, P. Plänitz, C. Radehaus. *Phys. Rev. B* **73**, 165213 (2006).
- [14] Z.-G. Duan, Z.-Y. Zhao, P.-Z. Yang. *RSC Adv.* **4**, 36485 (2014).
- [15] P. Cova, S. Poulin, O. Grenier, R.A. Masut. *J. Appl. Phys.* **97**, 073518 (2005).
- [16] P. Giannozzi, O. Andreussi, T. Brumme, O. Bunau, M.B. Nardelli, M. Calandra, R. Car, C. Cavazzoni, D. Ceresoli, M. Cococcioni, N. Colonna, I. Carnimeo, A. Dal Corso, S. de Gironcoli, P. Delugas, R.A. DiStasio, A. Ferretti, A. Floris, G. Fratesi, G. Fugallo, R. Gebauer, U. Gerstmann, F. Giustino, T. Gorni, J. Jia, M. Kawamura, H.Y. Ko, A. Kokalj, E. Kucukbenli, M. Lazzeri, M. Marsili, N. Marzari, F. Mauri, N.L. Nguyen, H.V. Nguyen, A. Otero-de-la-Roza, L. Paulatto, S. Ponce, D. Rocca, R. Sabatini, B. Santra, M. Schlipf, A.P. Seitsonen, A. Smogunov, I. Timrov, T. Thonhauser, P. Umari, N. Vast, X. Wu, S. Baroni. *J. Phys.-Condens. Mat.* **29**, 465901 (2017).
- [17] D.A. Keen, M.T. Dove. *J. Phys.: Condensed Matter*, **11**, 47, 9263 (1999).

- [18] R. Williams. Phys. Rev. **140**, A569 (1965).
- [19] A.S. Foster, F. Lopez Gejo, A.L. Shluger, R.M. Nieminen. Phys. Rev. B **65**, 174117 (2002).
- [20] Т.В. Перевалов, В.А. Володин, Ю.Н. Новиков, Г.Н. Камаев, В.А. Гриценко, И.П. Просвирин. ФТТ **61**, 12, 2528 (2019).
- [21] А.А. Карпушин, В.А. Гриценко. Письма в ЖЭТФ **108**, 114 (2018).
- [22] D.T. Pierce, W.E. Spicer. Phys. Rev. B **5**, 3017 (1972).
- [23] N. Fujimura, A. Ohta, K. Makihara, S. Miyazaki. Jap. J. Appl. Phys. **55**, 08PC06 (2016).

Редактор А.Н. Смирнов