

Механизм транспорта заряда в МДП-структурах $\text{ITO}/[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}/n^+\text{-Si}$

© И.Д. Юшков^{1,2}, А.А. Гисматулин¹, Г.Н. Камаев¹, М. Vergnat³, В.А. Володин^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

³ Université de Lorraine, F-54000 Nancy, France

E-mail: ivanjushkov@gmail.com

Поступила в Редакцию 17 июля 2025 г.

В окончательной редакции 12 августа 2025 г.

Принята к публикации 14 августа 2025 г.

Исследован механизм транспорта заряда в структурах металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) $\text{ITO}/[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ ($0.25 \leq z \leq 1$)/ $n^+\text{-Si}$ с пленками германосиликатного стекла, полученными путем испарения электронным пучком порошков оксида германия и оксида кремния в вакууме. Верхний контакт ИТО наносился на поверхность диэлектрического слоя методом магнетронного распыления. По данным ИК спектроскопии, в пленках состава $[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ ($0.25 \leq z \leq 0.75$) присутствуют связи Ge–O, Si–O и Ge–O–Si. Экспериментальные вольт-амперные характеристики, измеренные при различных температурах, аппроксимированы с использованием как контактно-ограниченных, так и объемно-ограниченных моделей транспорта заряда в диэлектрике. Установлено, что механизм проводимости наиболее адекватно описывается моделью тока, ограниченного пространственным зарядом. Определены параметры ловушек в диэлектрике в рамках данной модели.

Ключевые слова: МДП-структура, транспорт заряда, ИК-спектроскопия.

DOI: 10.61011/FTP.2025.06.61573.8396

1. Введение

Развитие цифровых технологий, таких как хранение и обработка больших объемов данных, требует улучшения характеристик устройств памяти: увеличения объема памяти, повышения скорости перезаписи, увеличение количества циклов перезаписи, и снижение энергопотребления при операциях перезаписи. Современные типы памяти, например флеш-память, уже подошли к своему технологическому пределу. В связи с этим создание новой универсальной энергонезависимой памяти является важной и актуальной проблемой современной наноэлектроники. Технология резистивной памяти с произвольным доступом (ReRAM) активно развивается и становится все более популярной благодаря преимуществам перед другими видами памяти, такими как высокая энергоэффективность, высокая скорость перезаписи и высокая выносливость. В основе технологии ReRAM лежат материалы с несколькими резистивными состояниями, которые могут сохраняться при отключении от питания [1,2]. Стоит отметить, что ReRAM матрицы памяти уже почти десять лет встраиваются в чипы кэш-памяти, производимые фирмами Фуджитсу, Панасоник и др. [3].

Ранее в нашей группе проводились исследования структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) на основе германосиликатных стекол, где были обнаружены несколько стабильных резистивных состояний [4,5].

Основным преимуществом германосиликатных стекол является возможность модуляции параметров ловушек, например возможно формировать глубокие ловушки (кластеры германия) путем отжига [6]. Также можно менять состав пленок, количество германия, кремния и кислорода. Интересным свойством материала $[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ является возможность сочетания стабильности характеристик резистивного переключения (как в SiO_x) и энергетической эффективности переключения, так как GeO_x обладает низкой энтальпией связи Ge–O [4,7,8].

Для оптимизации свойств мемристоров на основе пленок $[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ и получения более стабильных циклов резистивного переключения важно знать параметры ловушек в диэлектрических пленках, определяющих транспорт заряда. Ранее мы исследовали механизмы проводимости в пленках близкого состава, но выращенных на p^+ -подложке кремния: вольт-амперные характеристики (ВАХ) анализировались при прямом смещении, т.е. с инжекцией дырок из кремниевой подложки [9]. В данной работе мы исследовали механизмы транспорта заряда в МДП-структурах на основе германосиликатных стекол $[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ различной стехиометрии, выращенных на n^+ -подложке кремния. Для этого анализировались ВАХ (также при прямом смещении, т.е. с инжекцией электронов из кремниевой подложки) при различных температурах с аппроксимацией экспериментальных ВАХ, рассчитанных в рамках

восьми наиболее распространенных моделей переноса заряда, которые более подробно описаны в работе [10].

2. Описание эксперимента

2.1. Получение пленок и МДП-структур

Пленки нестехиометрических германосиликатных стекол были получены методом высоковакуумного электронно-лучевого испарения и физического осаждения из паровой фазы (electron beam physical vapor deposition — EB-PVD). Рабочая камера предварительно откачивалась до остаточного давления 10^{-9} – 10^{-8} Торр. Пленки осаждались при комнатной температуре, в процессе испарения мишеней (порошков оксида германия и оксида кремния) давление в камере повышалось на 1–2 порядка. Пленки осаждались на подложки n⁺-Si (100) (удельное сопротивление $\rho = 0.003 \pm 0.01$ Ом·см) для электрофизических измерений и n-Si (100) ($\rho = 5.5 \pm 1$ Ом·см) для оптических измерений. Природный оксид на кремниевой подложке был стравлен плавиковой кислотой. Однако перед помещением в вакуумную камеру подложки в течение нескольких часов находились в атмосфере воздуха, соответственно были покрыты тонким слоем естественного оксида кремния. Состав пленок изменялся путем варьирования соотношения мощностей электронных пучков, испаряющих мишени GeO₂ и SiO₂. В результате были получены пленки [GeO_x]_(z)[SiO₂]_(1-z) четырех составов: $z = 1, 0.75, 0.5$ и 0.25 ; далее эти образцы обозначаются как 1–4 соответственно. Важно отметить, что, как было установлено ранее в работах [11,12], при испарении мишени GeO₂ при таких режимах осаждается пленка, по составу близкая к монооксиду германия — GeO_x, где x составляет 1.1–1.2.

Структурные исследования проводились на исходно-осажденных пленках, а для электрофизических исследований были сформированы МДП-структуры: на пленки осаждались верхние контакты из оксида индия-олова (ИТО) методом магнетронного распыления через металлическую маску. Толщина контактных площадок составляла 150–200 нм, поверхностное сопротивление — 40–60 Ом/квadrat, площадь квадратной контактной площадки — 0.7×0.7 мм.

2.2. Исследования структуры пленок

Определение толщины и показателей преломления и поглощения проводилось из экспериментальных данных спектральной эллипсометрии. Измерения проводились на спектральном эллипсометре „ELLIPS-1891-SAG“ (ISP SB RAS) с оптическим диапазоном 250–800 нм. В связи со сложностями анализа толщин тонких пленок по данным эллипсометрии в ситуации, когда их оптические константы неизвестны, были определены спектры показателей преломления и поглощения на образцах-спутниках с на порядок большей толщиной, но полученных тем же методом в тех же условиях. Далее, используя

Таблица 1. Толщина и оптические параметры образцов 1–4

Образец	Толщина, нм	n	k
1	32	1.85	0.0116
2	20	1.74	0.0093
3	17	1.56	0.0051
4	18	1.50	0

Таблица 2. Состав образцов 1–4

Образец	Ge, %	C, %	O, %	Si, %	Ge/Si	z
1	47.3	4.6	48.1	0.0	0.0	1
2	31.6	4.0	53.3	11.0	2.9	0.74
3	20.7	4.3	56.6	18.5	1.1	0.53
4	9.1	3.4	58.0	29.5	0.3	0.24

полученные оптические показатели, были определены толщины тонких пленок (табл. 1).

Энергетический спектр и состав пленок [GeO_x]_(z)[SiO₂]_(1-z) определялись посредством анализа данных рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Спектры РФЭС регистрировались на фотоэлектронном спектрометре SPECS (Германия) с использованием полусферического анализатора RHOIBOS-150-MCD-9 (AlK_α-излучение, $h\nu = 1486.6$ эВ, 150 Вт) при энергии пропускания анализатора 20 эВ. Были получены данные РФЭС для уровней Ge 3d, Si 2p, C 1s, O 1s и Ge 2p. Состав и атомное соотношение элементов (табл. 2) рассчитывали из интегральной интенсивности пиков фотоэлектронов (Ge 3d, Si 2p и O 1s) с поправкой на теоретические данные и коэффициенты чувствительности, основанные на сечениях фотоионизации по Скофилду [13].

Регистрация инфракрасных (ИК) спектров поглощения проводилась на фурье-спектрометре FT-801, изготовленном компанией „СИМЭКС“, Новосибирск, Россия. Спектральный диапазон прибора составляет 550–4000 см⁻¹, спектральное разрешение выбрано равным 4 см⁻¹. В качестве опорного сигнала использовался спектр кремниевой подложки n-типа, на которой выращивались пленки. Измерения проводились на образцах-спутниках, выращенных в абсолютно тех же условиях, но время осаждения было больше, толщина пленок составляла ~ 300 нм. Также эти образцы-спутники были покрыты сверху защитным слоем SiO₂ толщиной 20 нм. На рис. 1 представлены спектры ИК поглощения всех составов пленок, нанесенных на подложку n-Si. В спектре образца 1 (GeO_x) наблюдается пик поглощения при 827 см⁻¹, соответствующий колебаниям связей Ge–O. Это положение соответствует пленке GeO_x состава $x = 1.16$ [12,14].

В пленках 2–4 с присутствием оксида кремния наблюдаются полосы, соответствующие поглощению колебаний связей Si–O (≈ 1055 см⁻¹) и Ge–O–Si (≈ 990 см⁻¹), а также полоса поглощения связей Ge–O (≈ 807 см⁻¹). Стоит отметить, что в спектрах

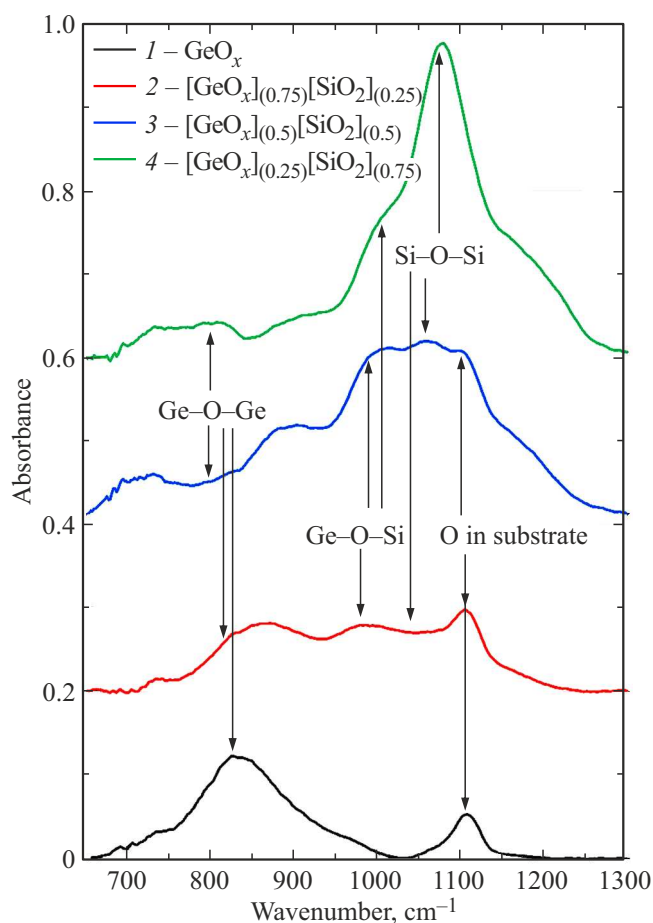


Рис. 1. ИК спектры образцов 1–4.

также наблюдаются небольшой пик от поглощения на защитном слое SiO_2 ($\approx 1080 \text{ cm}^{-1}$) и пик от не до конца скомпенсированного в опорном сигнале поглощения на колебаниях кислорода в подложке кремния (1107 cm^{-1}).

Известно, что в нестехиометрических германосиликатных стеклах могут содержаться кластеры аморфного германия [4]. В связи с этим было решено исследовать полученные тонкие пленки $[\text{GeO}_x]_z[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ на наличие кластеров германия методом комбинационного рассеяния света (КРС). Регистрация спектров КРС проводилась с помощью спектрометра Horiba Jobin Yvon T64000. В качестве источника возбуждения спектров КРС использовался твердотельный лазер с $\lambda = 514.5 \text{ nm}$. Анализ полученных спектров КРС не показал пиков, соответствующих рассеянию на колебаниях связей Ge–Ge, поэтому сами спектры КРС в работе не приводятся.

2.3. Электрофизические исследования

Электрофизические измерения МДП-структур на основе пленок $[\text{GeO}_x]_z[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ проведены в ячейке LTS420E производства компании Linkam (Великобритания) с помощью электрометра Keythley 2400 и температурного контроллера Linkam T95. Скорость сканирования напряжения для ВАХ составляла 0.05 В/с .

Измерения проводились при температурах 300, 325, 350 и 375 K.

Для определения механизма транспорта в МДП-структурах на основе $[\text{GeO}_x]_z[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ экспериментальные ВАХ, записанные при различных температурах, сравнивались с теоретическими ВАХ, рассчитанными в рамках следующих теоретических моделей: эффект Шоттки [15,16], модель термически облегченного туннелирования (ТОТ) на контакте [17–19], эффект Френкеля [20,21], модель Хилла–Адачи [22,23], перколяционная модель Шкловского–Эфроса [24,25], модель многофононной ионизации ловушек Макрама–Эбейда и Ланно [26], модель фононного туннелирования Насырова–Гриценко [27] и модель тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) [28–30]. Теоретические ВАХ были получены путем аппроксимации экспериментальных ВАХ вышеперечисленными моделями. Уравнения, описывающие перенос заряда, и параметры моделей подробно описаны далее.

3. Результаты и обсуждение

Параметры аппроксимации экспериментальных ВАХ всеми указанными выше моделями, кроме модели ТОПЗ, представлены в табл. 3. Анализ полученных данных позволяет сделать вывод о том, что в рамках рассмотренных моделей невозможно описать ВАХ образцов, так как значения параметров, полученных в результате аппроксимации ВАХ, не соответствуют значениям, полученным другими методами либо имеют anomalously низкие или anomalously высокие значения. Так, для эффекта Шоттки полученная эффективная масса электрона является anomalously низкой и не сравнима с эффективной массой в SiO_2 или GeO_2 [31,32]. При этом высокочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_∞ , полученная в результате аппроксимации, не соответствует значениям, вычисленным при помощи коэффициента преломления ($\epsilon_\infty = n^2$). В модели ТОТ полученная площадь контакта в 10^5 – 10^7 меньше реальной площади контакта. Для эффекта Френкеля полученная концентрация ловушек является anomalously малой, так как при данной концентрации среднее расстояние между ловушками на 4–6 порядков превышает толщину пленок. Аналогично высокочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_∞ значительно превышает значения, полученные из коэффициента преломления. В модели Хилла–Адачи также высокочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_∞ не соответствует значениям, полученным другим методом (эллипсометрией). Кроме того, теоретическое значение коэффициента „вероятности перехода“, ν , который определяется из соотношения Эйнштейна $\nu = W/h$ (где W — энергия ионизации ловушки, h — постоянная Планка), имеет заниженную величину и равна $\sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Модели Макрама–Эбейда–Ланно и Насырова–Гриценко дают завышенные значения эффективных масс. Применимость модели Шкловского–Эфроса определяется критерием классического приближения, при котором электрон не

Таблица 3. Параметры, вычисленные методом аппроксимации экспериментальных ВАХ в рамках различных теоретических моделей

№	Эффект Шоттки	ТОТ	Эффект Френкеля	Модель Хилла–Алдачи	Модель Макрама–Эбеда и Ланно	Модель Насырова–Гриценко	Модель Шкловского–Эфроса
1	$m^* = 6 \cdot 10^{-9} m_e$ $W_0 = 0.32 \text{ эВ}$ $\varepsilon_\infty = 1.8$	$m^* = 0.1 \cdot m_e$ $W_0 = 0.3 \text{ эВ}$ $S = 5 \cdot 10^{-14} \text{ с}^2$	$N = 7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ $W = 0.4 \text{ эВ}$ $\nu = 9.3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ $\varepsilon_\infty = 4.3$	$N = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $W = 0.8 \text{ эВ}$ $N = 7 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ $\varepsilon_\infty = 1.7$	$N = 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ $m^* = 0.2 m_e$ $W_t = 0.25 \text{ эВ}$ $W_{\text{opt}} = 0.5 \text{ эВ}$ $W_{\text{ph}} = 60 \text{ мэВ}$	$N = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $m^* = 2.3 m_e$ $W_t = 0.1 \text{ эВ}$ $W_{\text{opt}} = 0.4 \text{ эВ}$	$I_0 = 8.6 \cdot 10^{-5} \text{ А}$ $W_e = 0.2 \text{ эВ}$ $V_0 = 1.5 \text{ эВ}$ $a = 0.6 \text{ нм}$
2	$m^* = 2 \cdot 10^{-9} m_e$ $W_0 = 0.24 \text{ эВ}$ $\varepsilon_\infty = 2.8$	$m^* = 0.32 \cdot m_e$ $W_0 = 0.2 \text{ эВ}$ $S = 4 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$	$N = 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ $W = 0.3 \text{ эВ}$ $\nu = 7.3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ $\varepsilon_\infty = 11$	$N = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $W = 1.1 \text{ эВ}$ $N = 7 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ $\varepsilon_\infty = 2.5$	$N = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ $m^* = 0.3 m_e$ $W_t = 0.25 \text{ эВ}$ $W_{\text{opt}} = 0.5 \text{ эВ}$ $W_{\text{ph}} = 60 \text{ мэВ}$ $W_{\text{ph}} = 60 \text{ мэВ}$	$N = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $m^* = 2.4 m_e$ $W_t = 0.4 \text{ эВ}$ $W_{\text{opt}} = 0.8 \text{ эВ}$	$I_0 = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ А}$ $W_e = 0.3 \text{ эВ}$ $V_0 = 1.5 \text{ эВ}$ $a = 1.5 \text{ нм}$
3	$m^* = 10^{-7} m_e$ $W_0 = 0.12 \text{ эВ}$ $\varepsilon_\infty = 10$	$m^* = 2.1 \cdot m_e$ $W_0 = 0.1 \text{ эВ}$ $S = 4 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2$	$N = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ $W = 0.2 \text{ эВ}$ $N = 6 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ $\varepsilon_\infty = 40$	$N = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ $W = 1.42 \text{ эВ}$ $N = 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ $\varepsilon_\infty = 3.7$	$N = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ $m^* = 4 m_e$ $W_t = 0.15 \text{ эВ}$ $W_{\text{opt}} = 0.3 \text{ эВ}$ $W_{\text{ph}} = 60 \text{ мэВ}$	$N = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ $m^* = 12 m_e$ $W_t = 0.15 \text{ эВ}$ $W_{\text{opt}} = 0.75 \text{ эВ}$	$I_0 = 5.3 \cdot 10^{-3} \text{ А}$ $W_e = 0.2 \text{ эВ}$ $V_0 = 1.5 \text{ эВ}$ $a = 0.5 \text{ нм}$
4	$m^* = 2 \cdot 10^{-6} m_e$ $W_0 = 0.34 \text{ эВ}$ $\varepsilon_\infty = 3.42$	$m^* = 0.46 \cdot m_e$ $W_0 = 0.3 \text{ эВ}$ $S = 1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$	$N = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ $W = 0.4 \text{ эВ}$ $N = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ $\varepsilon_\infty = 14$	$N = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $W = 1.1 \text{ эВ}$ $N = 4.2 \text{ с}^{-1}$ $\varepsilon_\infty = 2.7$	$N = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ $m^* = 4 m_e$ $W_t = 0.2 \text{ эВ}$ $W_{\text{opt}} = 0.4 \text{ эВ}$ $W_{\text{ph}} = 60 \text{ мэВ}$	$N = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $m^* = 0.9 m_e$ $W_t = 0.33 \text{ эВ}$ $W_{\text{opt}} = 1.62 \text{ эВ}$	$I_0 = 9 \cdot 10^{-2} \text{ А}$ $W_e = 0.4 \text{ эВ}$ $V_0 = 1.5 \text{ эВ}$ $a = 1.2 \text{ нм}$

Примечание. W_0 — высота треугольного барьера, m^* — эффективная масса электрона, ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, N — концентрация ловушек, ν — фактор вероятности перехода, W — энергия ионизации ловушки, W_t — тепловая энергия ионизации ловушки, W_{opt} — оптическая энергия ионизации ловушки, W_{ph} — энергия фонона, V_0 — амплитуда энергетических флуктуаций, a — пространственный масштаб флуктуаций потенциала, W_e — энергия перколяции.

туннелирует через барьеры. Однако при использовании параметра a (пространственный масштаб флуктуаций) в качестве ширины барьера вероятность туннелирования будет значительной. В результате оценки критерий применимости модели Шкловского–Эфроса не выполняется.

На рис. 2 представлены экспериментальные ВАХ в двойном логарифмическом масштабе для всех составов пленок при различных температурах и теоретические ВАХ, основанные на модели ТОПЗ, а также показаны все полученные параметры модели ТОПЗ.

Сильным аргументом в пользу модели ТОПЗ является то, что на всех ВАХ наблюдаются три участка: линейный участок, который описывает рассеяние на дефектах в диэлектрике, квадратичный участок, который описывает локализацию свободных носителей заряда на ловушках прилипания, и участок со степенью напряжения > 2 , описывающий экспоненциальное распределение ловушек по энергиям. Выражение для ВАХ в модели ТОПЗ выглядит следующим образом [30,33,34]:

$$I = Se\mu n \frac{U}{d} + S \frac{9}{8} \mu \varepsilon \varepsilon_0 \theta \frac{U^2}{d^3} + SN_c \mu e^{1-l} \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_0 l}{N_c(l+1)} \right)^l \left(\frac{2l+1}{l+1} \right)^{l+1} \frac{U^{l+1}}{d^{2l+1}}, \quad (1)$$

$$n = \frac{2N_d}{1 + \sqrt{1 + \frac{4gN_d}{N_c} \exp\left(\frac{E_a}{k_B T}\right)}},$$

$$\theta = \frac{N_c}{N_t} \exp\left(-\frac{W_t}{k_B T}\right), \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi m^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (2)$$

где S — площадь контакта, e — заряд электрона, μ — подвижность электронов, n — концентрация свободных носителей в диэлектрике, U — напряжение, d — толщина диэлектрика, ε — статическая диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, θ — степень заполнения ловушек, N_d — концентрация донороподобных дефектов, g — фактор вырождения, N_c — эффективная плотность состояний, E_a — энергия активации донороподобных дефектов, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, m^* — эффективная масса электронов, h — постоянная Планка, N_t — концентрация ловушек, W_t — энергия ионизации ловушек и $l = T_t/T$, где T_t является температурным параметром, который характеризует экспоненциальное распределение ловушек.

Таким образом, модель ТОПЗ дает как наиболее близкие значения ВАХ к экспериментальным, так и наиболее релевантные параметры. Например, концентрация ловушек в пленках составляет $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Кроме

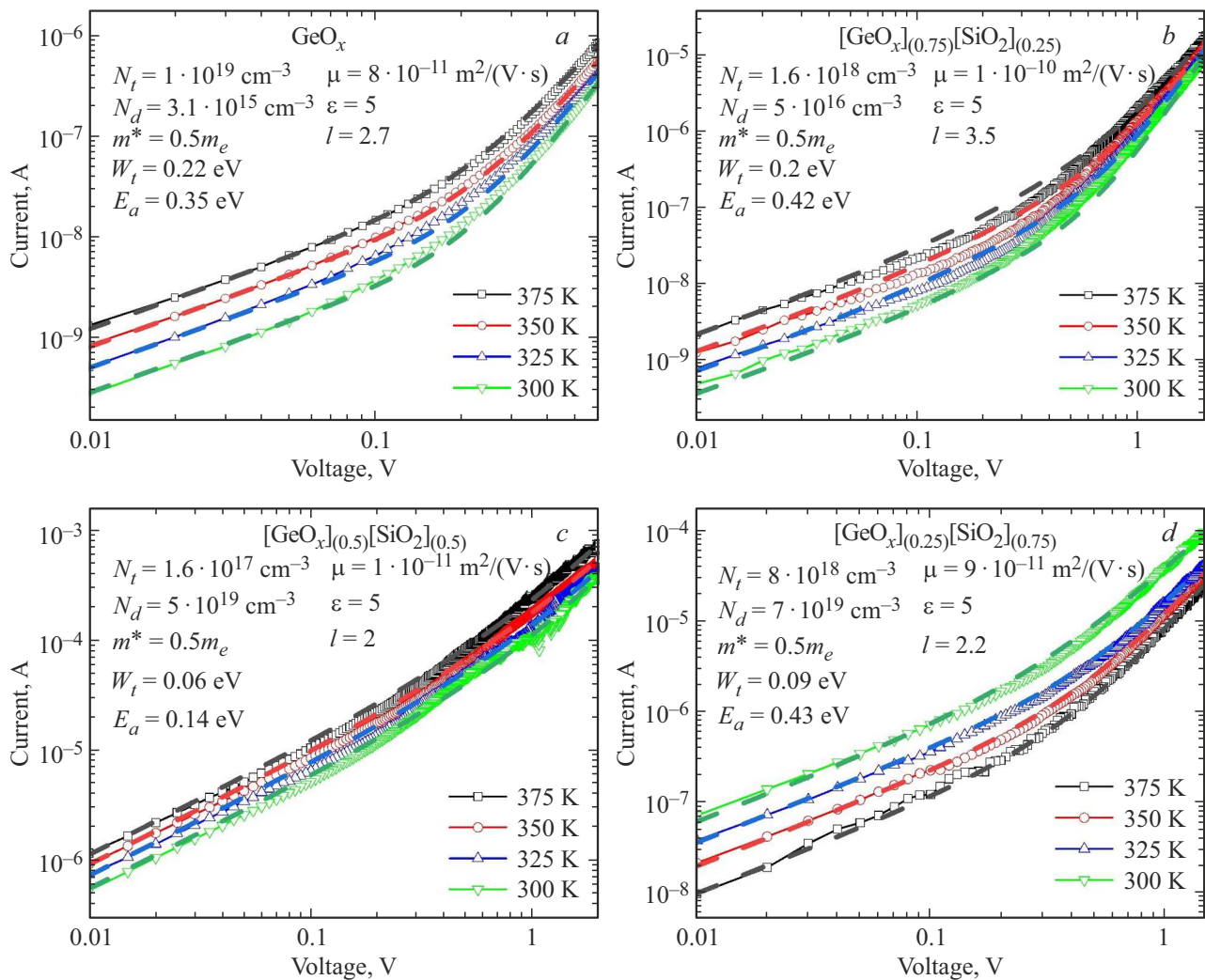


Рис. 2. Экспериментальные (линия с пустыми точками) и теоретические (пунктирная линия) ВАХ образцов 1 (a), 2 (b), 3 (c) и 4 (d).

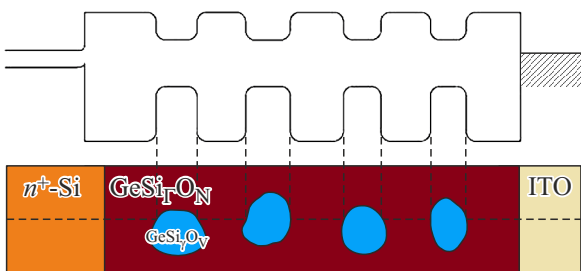


Рис. 3. Зонная диаграмма (вверху) и схема (внизу) МДП-структур на основе германосиликатных стекол.

того, среднее расстояние между ловушками составляет $< 10 \text{ нм}$. Масштаб флуктуаций потенциала в SiO_x также оценивается в несколько нанометров [35]. Предполагается, что такими ловушками для заряда являются флуктуации состава в нестехиометрических германосиликатных стеклах.

На рис. 3 показана диаграмма энергетического диапазона МДП-структуры без внешнего смещения. Работа выхода из ИТО составляет $4.62\text{--}4.81 \text{ эВ}$ [36]. Тогда, исходя из разницы работ выхода кремния и ИТО, можно предположить, что в кремниевой подложке образуется обедненный слой с изгибом энергетических зон $0.5\text{--}0.7 \text{ эВ}$. Схема на рис. 3 также показывает наноразмерные флуктуации потенциала (показаны вверху), которые возникают из-за флуктуаций состава (показаны внизу), аналогично нестехиометрическому TaO_x [37] и SiO_x [35].

4. Заключение

Таким образом, проанализированы ВАХ МДП-структур на основе пленок $[\text{GeO}_x]_z[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ в качестве диэлектрика ($0.25 \leq z \leq 1$). Экспериментальные ВАХ, измеренные при различных температурах, аппроксимированы с использованием различных моделей

транспорта заряда в диэлектрике. Установлено, что механизм проводимости наиболее адекватно описывается моделью ТОПЗ, и определены параметры ловушек заряда в рамках этой модели. Некоторые различия параметров модели ТОПЗ, полученных в данной работе, с параметрами, полученными ранее для структур на подложках кремния p^+ -типа [9], связаны, вероятно, с тем, что пленки могут обладать биполярным типом проводимости. А именно в данном случае инжектируются электроны, а в случае подложек кремния p^+ -типа — дырки [9]. Для однозначного установления типа проводимости в пленках $[\text{GeO}_x]_z/[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ требуется изготовление специальных МДП-структур с более толстыми пленками на слабо легированных подложках, и это будет являться предметом дальнейших исследований. Следует лишь отметить, что в пленках GeO_x наблюдается биполярная проводимость [38].

Финансирование работы

В части изучения структурных и оптических свойств работа выполнена в рамках государственного задания (ИФП СО РАН № FWGW-2025-0023). В части электрофизических исследований работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант № „FSUS-2024-0020“).

Благодарности

Авторы благодарны И.П. Просвирину (ИК СО РАН) за измерения элементного состава образцов методом РФЭС, Д.В. Марину (НГУ) за помощь в измерении спектральной эллипсометрии. Авторы благодарят ЦКП ВТАН НГУ за проведение измерений на научном оборудовании ЦКП.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L. Chua. IEEE Trans. Circuit Theory, **18**, 507 (1971).
- [2] D.B. Strukov, G.S. Snider, D.R. Stewart, R.S. Williams. Nature, **453**, 80 (2008).
- [3] Panasonic Starts World's First Mass Production of ReRAM Mounted Microcomputers, <https://news.panasonic.com/global/press/en130730-2> (2013).
- [4] V.A. Volodin, G.N. Kamaev, V.A. Gritsenko, A.A. Gismatulin, A. Chin, M. Vergnat. Appl. Phys. Lett., **114** (3), 033503 (2019).
- [5] A.A. Gismatulin, V.N. Kruchinin, V.A. Gritsenko, I.P. Prosvirin, T.-J. Yen, A. Chin. Appl. Phys. Lett., **114**, 233104 (2019).
- [6] F. Zhang, V.A. Volodin, E.A. Baranov, V.O. Konstantinov, V.G. Shchukin, A.O. Zamchiy, M. Vergnat. Vacuum, **197**, 110796 (2022).
- [7] F. Gul. Ceram. Int., **44**, 11417 (2018).
- [8] T.D. Dongale, K.P. Patil, P.K. Gaikwad, R.K. Kamat. Mater. Sci. Semicond. Process., **38**, 228 (2015).
- [9] I.D. Yushkov, A.A. Gismatulin, I.P. Prosvirin, G.N. Kamaev, D.V. Marin, M. Vergnat, V.A. Volodin. Appl. Phys. Lett., **125**, 242901 (2024).
- [10] A.A. Gismatulin, V.N. Kruchinin, V.A. Gritsenko, I.P. Prosvirin, T.-J. Yen, A. Chin. Appl. Phys. Lett., **114**, 033503 (2019).
- [11] M. Ardyanian, H. Rinnert, X. Devaux, M. Vergnat. Appl. Phys. Lett., **89**, 011902 (2006).
- [12] F. Zhang, V.A. Volodin, K.N. Astankova, P.V. Shvets, A.Y. Goikhman, M. Vergnat. J. Non-Cryst. Solids, **631**, 122929 (2024).
- [13] J.H. Scofield. J. Electron Spectroscopy Relat. Phenomena, **8**, 129 (1976).
- [14] D.A. Jishiasvili, E.R. Kutelia. Phys. Status Solidi B, **143**, K147 (1987).
- [15] E.L. Murphy, R.H. Good. Phys. Rev., **102**, 1464 (1956).
- [16] K.L. Jensen. J. Appl. Phys., **102**, 024911 (2007).
- [17] A.A. Gismatulin, V.A. Gritsenko, T.-J. Yen, A. Chin. Appl. Phys. Lett., **115**, 253502 (2019).
- [18] G.G. Roberts, J.I. Polanco. Phys. Status Solidi A, **1**, 409 (1970).
- [19] V.A. Gritsenko, E.E. Meerson, Y.N. Morokov. Phys. Rev. B, **57**, R2081 (1998).
- [20] Я.И. Френкель. К теории электрического пробоя в диэлектриках и электронных полупроводниках (Б. м., Б. и., 1938) т. 8, вып. 12, с. 1292.
- [21] J. Frenkel. Phys. Rev., **54**, 647 (1938).
- [22] R.M. Hill. Phil. Mag., **23**, 59 (1971).
- [23] H. Adachi, Y. Shibata, S. Ono. J. Phys. D: Appl. Phys., **4**, 988 (1971).
- [24] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. УФН, **117**, 401 (1975).
- [25] B.I. Shklovskiy. Sov. Phys. Semicond., **13**, 53 (1979).
- [26] S. Makram-Ebeid, M. Lannoo. Phys. Rev. B, **25**, 6406 (1982).
- [27] K.A. Nasyrov, V.A. Gritsenko. J. Appl. Phys., **109**, 093705 (2011).
- [28] N.F. Mott, R.W. Gurney. Electronic processes in ionic crystals (Oxford, The Clarendon Press, 1940) v. 2, p. 12.
- [29] M.A. Lampert. Phys. Rev., **103**, 1648 (1956).
- [30] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах (М., Мир, 1973) [Пер. с англ.: Lampert, Murray A., Peter Mark. Current injection in solids (Academic Press, N.Y., 1970)].
- [31] B. Brar, G.D. Wilk, A.C. Seabaugh. Appl. Phys. Lett., **69**, 2728 (1996).
- [32] G. Hautier, A. Miglio, D. Waroquiers, G.-M. Rignanese, X. Gonze. Chem. Mater., **26**, 5447 (2014).
- [33] A.A. Gismatulin, G.N. Kamaev, V.A. Volodin, V.A. Gritsenko. Electronics (Basel), **12**, 598 (2023).
- [34] N. Vasileiadis, P. Karakolis, P. Mandylas, V. Ioannou-Souglideridis, P. Normand, M. Perego, P. Komninou, V. Ntinis, I.-A. Fyrgos, I. Karafyllidis. IEEE Trans. Nanotechnol., **20**, 356 (2021).
- [35] T.V. Perevalov, V.A. Volodin, G.N. Kamaev, G.K. Kriviyakin, V.A. Gritsenko, I.P. Prosvirin. J. Non-Cryst. Solids, **529**, 119796 (2020).
- [36] S.D. Nehate, A. Prakash, P.D. Mani, K.B. Sundaram. ECS J. Solid State Sci. Technol., **7**, 87 (2018).
- [37] V.A. Gritsenko, V.A. Volodin, T.V. Perevalov, V.N. Kruchinin, A.K. Gerasimova, V.S. Aliev, I.P. Prosvirin. Nanotechnology, **29**, 425202 (2018).

- [38] D.R. Islamov, V.A. Gritsenko, C.H. Cheng, A. Chin. Appl. Phys. Lett., **103**, 232904 (2013).

Редактор А.Н. Смирнов

Mechanism of charge transport in ITO/[GeO_x]_(z)[SiO₂]_(1-z)/n⁺-Si MIS structures

I.D. Yushkov^{1,2}, A.A. Gismatulin¹, G.N. Kamaev¹,
M. Vergnat³, V.A. Volodin^{1,2}

¹ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
630090 Novosibirsk, Russia

² Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

³ Université de Lorraine,
F-54000 Nancy, France

Abstract The mechanism of charge transport in metal-insulator-semiconductor (MIS) ITO/[GeO_x]_(z)[SiO₂]_(1-z) ($0.25 \leq z \leq 1$)/n⁺-Si structures with germanosilicate glass films fabricated by electron beam evaporation of germanium oxide and silicon oxide powders in vacuum are studied. The ITO top contact was deposited on the surface of the dielectric layer by magnetron sputtering. By IR spectroscopy, Ge–O, Si–O and Ge–O–Si bonds are observed in the films [GeO_x]_(z)[SiO₂]_(1-z) ($0.25 \leq z \leq 0.75$). The experimental current-voltage characteristics measured at different temperatures are approximated using both contact-limited and bulk-limited models of charge transport in the dielectric. It is shown that the conduction mechanism is most adequately described by the model of space charge space-limited current. The parameters of traps in the dielectric are determined within this model.