

Особенности поведения МДП мемристоров с нанослоем Si_3N_4 , изготовленных на основе проводящей подложки Si

© С.В. Тихов¹, О.Н. Горшков¹, И.Н. Антонов¹, Д.И. Тетельбаум¹, А.Н. Михайлов¹,
А.И. Белов¹, А.И. Морозов¹, P. Karakolis^{2,3}, P. Dimitrakis²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Institute of Nanoscience and Nanotechnology, NCSR „Demokritos“,
Agia Paraskevi 15341, Greece

³ Department of Physics, University of Patras,
GR 26500 Patras, Greece

E-mail: tikhov@phys.unn.ru

(Получена 25 апреля 2018 г. Принята к печати 7 мая 2018 г.)

Изучено влияние материала металлических обкладок (Au, Ta, W) и освещения мощным синим лазером на характеристики мемристивных МДП конденсаторов с пленкой Si_3N_4 толщиной 6 нм, полученных на основе n^+ -Si. Показано, что биполярное переключение током проявляется только в конденсаторах с Au. Объяснены причины отсутствия биполярного переключения в конденсаторах с Ta и W. Обнаружено переключение конденсаторов с Ta током и освещением и обнаружен эффект фотопамати. Показано, что, несмотря на высокую степень легирования подложки полупроводника, она уменьшает быстродействие МДП мемристоров из-за высокой плотности поверхностных состояний, локализованных на границе $\text{Si}_3\text{N}_4/n^+$ -Si. Однако освещение позволяет значительно увеличивать быстродействие за счет уменьшения сопротивления полупроводника. Определены значения плотности поверхностных состояний. Для улучшения частотных характеристик МДП мемристоров необходимо получать низкую плотность поверхностных состояний.

DOI: 10.21883/FTP.2018.12.46753.32

1. Введение

Мемристор — основа нового поколения устройств энергонезависимой резистивной памяти, принцип действия которых базируется на переключении между устойчивыми резистивными состояниями материала под действием внешнего напряжения/тока [1]. О важности и актуальности исследований в области мемристоров в настоящее время свидетельствует непрерывно растущее количество и качество работ, направленных на создание мемристивных устройств и систем [2]. Для возникновения резистивного переключения (РП) необходимо, как правило, процесс электроформовки, приводящий к возникновению проводящих нитей (филаментов) в диэлектрике в результате пропускания через него некоторого порогового тока. При последующей подаче порогового напряжения одной или двух полярностей могут достигаться два устойчивых состояния — состояние с низким сопротивлением (СНС) и состояние с высоким сопротивлением (СВС). Два таких состояния обычно используются в цифровой электронике. Однако возможно проявление непрерывного (аналогового) спектра резистивных состояний в зависимости от величины пропускаемого тока и(или) напряжения. В этом случае мемристоры могут послужить основой для построения нейроморфных вычислительных систем [2]. Достоинством мемристивной памяти по сравнению с полупроводниковой, в частности *flash*-памятью, считают ее независимость от растекания заряда. Недостатком является трудность выбора уровня тока/напряжения для переключе-

ния и низкая воспроизводимость, связанная со стохастической природой процессов электроформовки и РП.

Мемристивная память исследуется в основном в структурах типа конденсаторов металл–диэлектрик–металл (МДМ) и реже в структурах металл–диэлектрик–полупроводник (МДП). В МДП конденсаторах с резистивной памятью, сформированных на относительно высокоомной полупроводниковой обкладке, можно эффективно изучать механизм процессов, происходящих при электроформовке и РП [3], а также получать регулируемое светом РП за счет изменения сопротивления полупроводниковой обкладки [4,5]. Часто в таких конденсаторах, в том числе с нанослоями нитрида кремния, используются сильно легированные полупроводниковые кремниевые обкладки [6–10], которые подобны металлическим обкладкам конденсатора. В работе [11] было показано, что даже такая сильно легированная обкладка изменяет последовательное сопротивление мемристора в различных состояниях, влияя на его характеристики.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния материала металлической обкладки (Au, Ta, W) и освещения на характеристики мемристивных конденсаторных структур $\text{Au}(\text{Ta}, \text{W})/\text{Si}_3\text{N}_4/n^+$ -Si.

2. Методика эксперимента

Мемристивные структуры формировали на основе общей полупроводниковой обкладки n^+ -Si с размерами 15×15 мм и концентрацией равновесных электронов $\sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Слой Si_3N_4 толщиной 6 нм наносили на

поверхность Si методом LP-CVD (low pressure chemical vapor deposition) при температуре 800°C. Верхние обкладки площадью $\sim 10^{-2}$ см² формировались путем осаждения на диэлектрик через маску пленок Au, Та или W толщиной 40 нм магнетронным методом при температуре подложки 200°C. На тыльную поверхность Si методом электронно-лучевого испарения наносился слой Al. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись в интервале напряжений 0–10 В со скоростью пилообразной развертки по напряжению 0.3 В/с. Знак напряжения определялся потенциалом на верхней обкладке. Исследовались малосигнальные характеристики для параллельной и последовательной схем замещения [12] в интервале частот 10^3 – 10^7 Гц (это величины параллельной емкости C_p , параллельной приведенной к круговой частоте проводимости G_p/ω , параллельного сопротивления R_p , последовательного сопротивления R_s и тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$). Все измерения проводились на анализаторе полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Измерялась также величина квазистатической емкости способом зарядки конденсатора постоянным напряжением и разрядки его на баллистический гальванометр. Измерения проводились в интервале температур 77–600 К в герметичном термостате на воздухе. Освещение проводилось синим лазером MASTER-PRO LSB462 с мощностью излучения 1.5 Вт со стороны металлической обкладки. Интенсивность потока фотонов, падающих на образец, варьировалась с помощью нейтральных фильтров в диапазоне $1.5 \cdot 10^{20}$ – $3.5 \cdot 10^{21}$ фотон/см² · с.

3. Результаты и их обсуждение

До электроформовки ВАХ всех МДП структур спрямлялись в координатах Шоттки $\lg I \propto V^{1/2}$ (I — ток, V — напряжение) и не зависели от полярности напряжения. Значение тангенса угла наклона ВАХ для эффекта Шоттки ($\text{tg } \beta$) рассчитывалось по формуле [12]

$$\text{tg } \beta = \frac{0.43}{kT/q} \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r d}}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, q — заряд электрона, d — толщина слоя Si₃N₄, ϵ_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ_r — динамическая диэлектрическая константа Si₃N₄, связанная с коэффициентом преломления n соотношением $n = \epsilon_r^{1/2}$ (для аморфного Si₃N₄ $n \approx 2$ [13]), и составило $4.09 \text{ В}^{-1/2}$. Из ВАХ были получены экспериментальные данные величин $\text{tg } \beta$ и барьера Шоттки ϕ_b , рассчитанные в предположении эффекта Шоттки по формуле

$$\phi_b = kT/q \ln(I_s/A^*T^2S), \quad (2)$$

где $A^* = 120m^*/m$ — постоянная Ричардсона (в А/см² · К²), m^*/m — отношение эффективной массы для электронов в оксиде при 300 К к массе покоящегося

в вакууме электрона (для Si₃N₄ $\sim (0.4\text{--}0.5)$ [14]), S — площадь металлической обкладки конденсатора, ϕ_b — высота потенциального барьера для электрона на контакте металл–диэлектрик, I_s — величина тока насыщения. Они оказались разными для разных структур, а именно: для двух конденсаторов с Au (4.52, 4.24 В^{-1/2} и 1.14, 1.02 В), для трех конденсаторов с Та (4.33, 4.00, 5.72 В^{-1/2} и 0.89, 0.95, 0.85 В), для трех конденсаторов с W (2.35, 3.85, 4.43 В^{-1/2} и 0.72, 1.15, 0.89 В). Для механизма Пула–Френкеля без учета фононной связи между ловушками [15], которые в этом механизме ионизируются полем и теплом, значение $\text{tg } \beta$ должно быть в 2 раза больше, чем рассчитанное значение для эффекта Шоттки (4.09 В^{-1/2}) [12]. Однако наблюдаемая независимость ВАХ от полярности напряжения и от работы выхода из металлов свидетельствует скорее в пользу эффекта Пула–Френкеля, а зависимость ϕ_b от температуры (увеличение на 0.2 В при 500 К) — напротив, в пользу эффекта Шоттки. Определение глубины залегания ловушек, проведенное из анализа ВАХ в предположении эффекта Пула–Френкеля, дало значения, близкие к энергетическим барьерам в эффекте Шоттки. Вероятно, в исследованных конденсаторах имели место сразу два рассмотренных механизма переноса заряда. Разброс значений наклонов ВАХ и параметров барьеров или ловушек, возможно, связан с наличием проводящих нитей (филаментов) в образцах до формовки, которые частично шунтировали конденсатор. Эти проводящие каналы могли образовываться в процессе магнетронного нанесения металлических обкладок. Обычно образование филаментов в мемристивных структурах при электроформовке объясняют выстраиванием зародышей (ионных мостиков или скоплений кислородных вакансий) в местах концентраторов электрического поля из-за неровностей поверхности обкладок. Во всех исследованных МДП конденсаторах с Si₃N₄ не наблюдалось роста квазистатической емкости с увеличением температуры в интервале 300–600 К, что свидетельствует об отсутствии свободных ионов в Si₃N₄ в данном интервале температур. Несмотря на это, в исследованных конденсаторах наблюдались явления электроформовки, переключения и памяти.

На рис. 1 приведены ВАХ конденсаторов с Au и Та, отражающие эти процессы. Конденсаторы с Au после формовки при напряжении $V < 0$ (кривая 1) испытывали биполярное переключение и запоминание низкоомного состояния (СНС) (кривые 2, 3) и высокоомного состояния (СВС1) (кривая 4). Конденсаторы с Та не испытывали биполярного переключения (кривые 5, 6). Исходная ВАХ практически совпадала с кривой 1, после формовки в них достигалось состояние СНС и при подаче порогового напряжения $V > 0$ в этом состоянии только увеличивался ток (кривая 5). Переключение в более высокоомное состояние (СВС2) оказывалось возможным только после воздействия лазерным излучением (кривая 6). Однако эффект этого воздействия оказывался значительно меньшим, чем после переключения

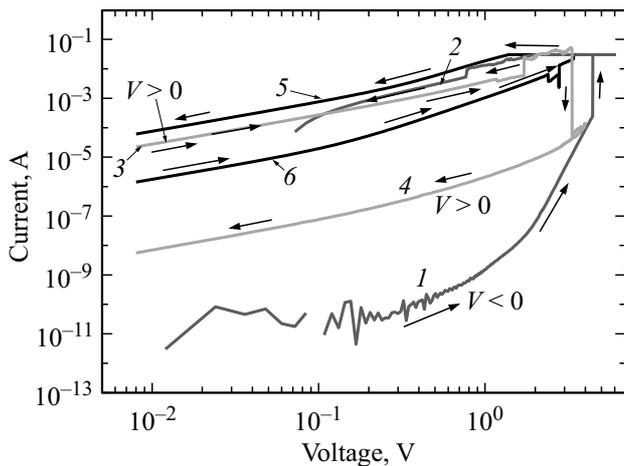


Рис. 1. ВАХ конденсаторов с Au (1–4) и Ta (5, 6) (направление обхода ВАХ показано стрелками). 1 — исходная ВАХ при $V < 0$, 2 — после формовки пороговым напряжением $V_p = -4.4$ В, 3 — обратный ход ВАХ после формовки при $V > 0$, 4 — после переключения в высокоомное состояние СВС1 пороговым напряжением $V_p = 3.4$ В, 5 — после переключения при $V_p = -4.4$ В в состояние СНС, 6 — после переключения в высокоомное состояние СВС2 при лазерном освещении.

напряжением $V > 0$ при биполярном переключении конденсаторов с Au (кривая 4). Перевод в состояние СНС осуществлялся положительным пороговым напряжением (кривая 5).

ВАХ конденсатора с W оказалась практически идентичной ВАХ конденсатора с Ta. Однако в последнем случае конденсатор вообще не удавалось перевести в состояние СВС. Отсутствие биполярного переключения в конденсаторах с Ta и W можно объяснить образованием при формовке диэлектрика соединений TaN и W_2N , которые и создают проводящие каналы в слое Si_3N_4 . Такие каналы прерываются только при термическом окислении Ta после лазерного воздействия в месте контакта прижимного токового электрода к Ta. Окисел разрушается при подаче некоторого порогового напряжения $V_p > 0$ (кривая 5).

Переключение светом и напряжением в этом случае оказывалось обратимым. Это позволяет рассчитывать на разработку на этом явлении различных оптомеханических устройств. Такой эффект не наблюдался в конденсаторе с обкладкой из W, вероятно, из-за отсутствия его заметного окисления при освещении. В случае с обкладкой из Au в силу ее химической устойчивости не происходило взаимодействия Au с компонентами слоя Si_3N_4 , а образование филаментов, вероятно, было связано с глубокими ловушками, которые могли перезаряжаться при инжекции электронов или дырок из обкладок конденсатора, и таким образом проводящие нити между обкладками могли прерываться или восстанавливаться. Точное установление природы формовки и переключения в исследованных МДП конденсаторах

является сложной задачей, так как требует определения химического состава филаментов, имеющих сверхмалые геометрические размеры (диаметр филамента ~ 1 нм).

Измерения частотных зависимостей C_p , G_p/ω , R_p , R_s и $tg \delta$ в темноте при изменении температуры, при освещении и при переключениях в состояния СВС и СНС позволили выделить вклад полупроводниковой и металлических обкладок в потери и в последовательное сопротивление конденсаторов.

На рис. 2 показаны частотные зависимости C_p , G_p/ω и $tg \delta$ при разных температурах для МДП конденсатора с Ta в исходном состоянии (до электроформовки). Из рисунка виден сильный сдвиг частотных зависимостей с ростом температуры от 297 до 363 К (ср. кривые 1, 2, 7 и 3, 4, 8) в сторону высоких частот. Энергия активации E_a этого сдвига, определенная из температурной зависимости пика проводимости (кривые 2, 4), оказалась довольно большой, ~ 0.26 эВ. Такая температурная зависимость не характерна для МДМ конденсаторов с Si_3N_4 и может быть объяснена влиянием поверхностных состояний (ПС), локализованных вблизи или на границе раздела диэлектрик–полупроводник. В эквивалентной схеме МДП структуры емкость ПС C_{ss} соединяется последовательно с емкостью диэлектрика C_D и параллельно с емкостью области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника C_{sv} [16]. В нашем случае на низкой частоте (например, 1 кГц) $C_{ss} \gg C_{sv}$, C_D , и полная емкость на этой частоте определялась величиной C_D . Расчет по формуле для плоского конденсатора на этой частоте обычно давал значение относительной диэлектрической проницаемости, характерное для аморфного слоя Si_3N_4 ($\epsilon \approx 6$) [17]. Спад емкости с увеличением частоты (кривые 1, 3, 5), таким образом, был связан с уменьшением величины C_{ss} из-за конечного времени релаксации ПС. Этому спаду соответствовали зависимости G_p/ω от частоты с максимумом и высокие значения $tg \delta$ в этой области частот, также имеющие максимум в зависимости от частоты (кривые 7–9).

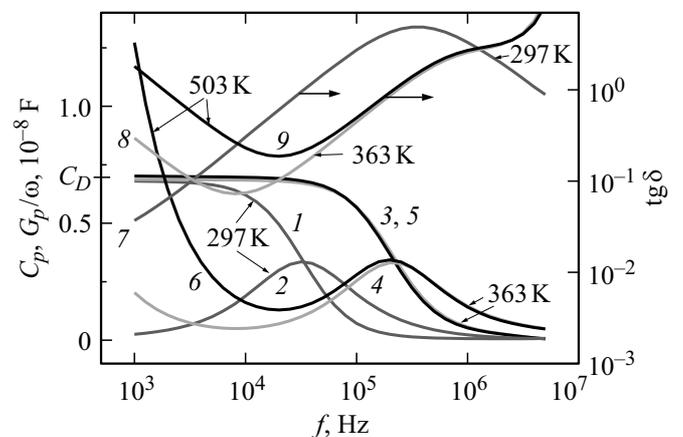


Рис. 2. Зависимости C_p (1, 3, 5), G_p/ω (2, 4, 6) и $tg \delta$ (7, 8, 9) от частоты f для структуры с Ta. T , К: 1, 2, 7 — 297; 3, 4, 8 — 363; 5, 6, 9 — 503.

Рост потерь с увеличением температуры в области низких частот был обусловлен потерями на сквозную проводимость (кривые 4, 6, 8 и 9), возрастающую при повышении температуры. Построение диаграмм Коула–Коула [12] (в нашем случае зависимостей G_p/ω от C_p) в области частотной дисперсии G_p/ω и C_p дало кривые, близкие к полуокружностям, что свидетельствует об одном типе релаксаторов, а в данном случае — о наличии моноуровня ПС, ответственного за релаксацию емкости и проводимости.

На рис. 3 показаны зависимости R_s (1, 3, 6) и R_p (2, 4, 6) от f при разных температурах для структуры с Та, для которой приведены характеристики на рис. 2. Видно, что на высокой частоте (10^6 Гц) R_s равно R_p и определяется сопротивлением обкладок [11]. При температуре 297 К это сопротивление складывалось в основном из суммарного сопротивления ОПЗ в Si и обкладки из Та. При повышении температуры до 363 К наблюдался спад величины R_s до значения 80 Ом, которое оставалось практически неизменным до температуры 503 К. Это значение было близко к сопротивлению обкладки Та в МДМ структуре с конфигурацией, аналогичной конфигурации исследованных МДП структур. Спад сопротивления ОПЗ объясняется положительным зарядом поверхности Si при нагревании. На этом известном эффекте основан температурный метод Грея–Брауна определения энергетического распределения ПС в МДП структурах [18]. Параллельное сопротивление на низкой частоте (1 кГц) уменьшалось при нагреве из-за увеличения тока утечки через МДП конденсатор (кривые 4, 6).

Освещение также приводило к сдвигу частотных зависимостей C_p (4–6), G_p/ω (1–3) и $\text{tg } \delta$ (7–9) в область высоких частот (рис. 4). Это наблюдалось для всех исследованных конденсаторов и связано с увеличением проводимости ОПЗ полупроводника на свету и уменьшением времени релаксации конденсаторов. Однако в

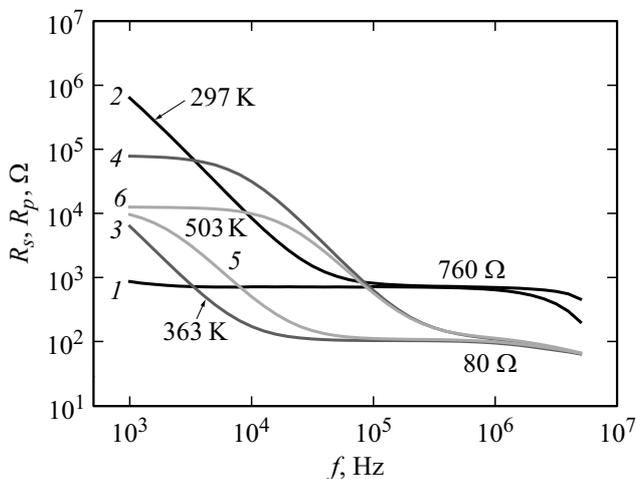


Рис. 3. Зависимости R_s (1, 3, 6) и R_p (2, 4, 6) от частоты f для структуры с Та. T , К: 1, 2 — 297; 3, 4 — 363; 5, 6 — 503.

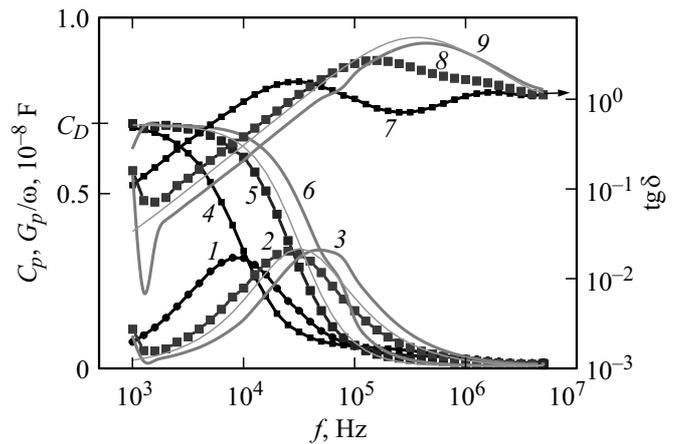


Рис. 4. Зависимости C_p (4, 5, 6), G_p/ω (1, 2, 3) и $\text{tg } \delta$ (7, 8, 9) от частоты f для структуры с W: в темноте (1, 4, 7); при интенсивностях освещения $1.5 \cdot 10^{20}$ (2, 5, 8) и $9.4 \cdot 10^{20} - 3.5 \cdot 10^{21}$ фотон/см² · с (3, 6, 9). Тонкие линии — зависимости C_p , G_p/ω и $\text{tg } \delta$ от частоты f после выключения освещения.

случае с W (рис. 4, кривая 7) удавалось наблюдать в темноте четкое разрешение областей потерь, связанных с полупроводником (максимум на частоте ~ 40 кГц, потери в максимуме $\text{tg } \delta \approx 5$) и металлом (максимум на частоте ~ 3 МГц, $\text{tg } \delta \approx 1$, зависящий от величины сопротивления металла). Это можно объяснить сдвигом частотных характеристик в область более низких частот по сравнению с аналогичными характеристиками конденсаторов с Та и Au. С ростом уровня освещения, наряду со сдвигом в область более высоких частот, наблюдалось возрастание величин максимумов G_p/ω и $\text{tg } \delta$, связанное с перезарядкой ПС (кривые 1–3 и 7–9), в то время как возрастания потерь от металлической обкладки не наблюдалось.

Насыщение частотного сдвига кривых на рис. 4 при потоках фотонов $> 9.4 \cdot 10^{20}$ фотон/см² · с объясняется достижением постоянного сопротивления полупроводника. Этот эффект связан, по-видимому, с барьерной природой фотоотклика полупроводника. При этом значения R_s менялись от 2.22 кОм (в темноте) до 480 Ом (на свету) в области частот наблюдения максимумов G_p/ω ($10^4 - 10^5$ Гц). Такие большие значения R_s на свету не могут определяться сопротивлением металлической обкладки (для МДМ конденсаторов такой же площади оно ~ 100 Ом). Возможно, в этом случае подложка полупроводника все же дает вклад в последовательное сопротивление конденсатора за счет влияния ПС. На частоте $5 \cdot 10^6$ Гц значение R_s в темноте было ~ 95 Ом, а на свету оно увеличивалось в 2 раза, что также может подтверждать влияние ПС. Интересно отметить, что после воздействия света наблюдалось явление фотопамяти, которое отображается на рис. 4 непронумерованными тонкими кривыми. Это явление наблюдалось на всех исследованных конденсаторах и,

Параметры конденсаторов в разных состояниях

Образец ($V_p, В$)	Состояние	ϵ	$\text{tg } \delta$	$\text{tg } \delta_m$	$R_p, \text{ Ом}$	$R_s, \text{ Ом}$	$\tau, \text{ с}$
SN8Au	ИС	5.9	0.02	5.2	$2 \cdot 10^6$	$2.7 \cdot 10^2$	$1.6 \cdot 10^{-6}$
	СНС	5.1	7.5	4.3	$2.5 \cdot 10^3$	$3.2 \cdot 10^1$	$2.5 \cdot 10^{-7}$
	СВС	6.0	0.01	5.8	$1.6 \cdot 10^6$	$2.7 \cdot 10^2$	$1.7 \cdot 10^{-6}$
SN8W	ИС	5.2	0.11	3.0	$2.6 \cdot 10^5$	$1.3 \cdot 10^2$	$1.0 \cdot 10^{-6}$
	СНС	5.2	2.5	3.0	$1.1 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^2$	$1.0 \cdot 10^{-6}$
	СНС1	4.5	182	30	$1.4 \cdot 10^2$	$6.3 \cdot 10^1$	$1.8 \cdot 10^{-7}$
SN8Ta	ИС	5.9	0.04	4.9	$9 \cdot 10^5$	$7.6 \cdot 10^2$	$5.1 \cdot 10^{-7}$
	СНС	5.1	10	10	$2.9 \cdot 10^3$	$8.8 \cdot 10^1$	$4.6 \cdot 10^{-7}$
	СНС1	5.1	248	10	$1.3 \cdot 10^2$	$5.3 \cdot 10^1$	$1.9 \cdot 10^{-7}$

Примечание. Обозначение образца содержит металл обкладки Au, W или Ta.

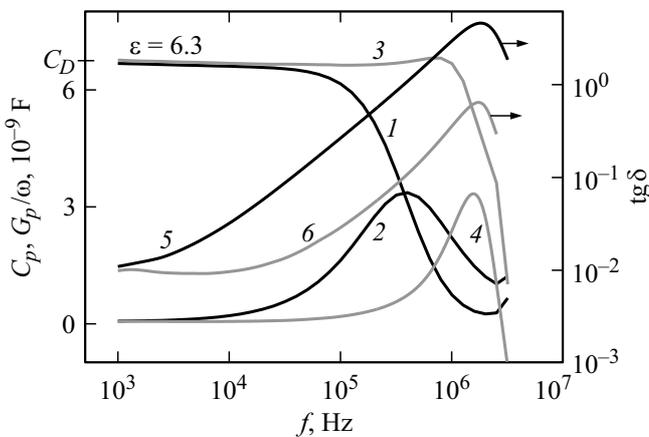


Рис. 5. Зависимости C_p (1,3), G_p/ω (2,4) и $\text{tg } \delta$ (5,6) от частоты f для структуры с Au: 1,2,5 — в темноте; 3,4,6 — при интенсивности освещения $3.5 \cdot 10^{21}$ фотон/см² · с.

вероятно, связано с захватом дырок из полупроводника на ловушки в диэлектрике.

Для конденсатора с Au (рис. 5) также наблюдался сильный сдвиг кривых C_p (1,3), G_p/ω (2,4) и $\text{tg } \delta$ (5,6) в область высоких частот при освещении. Исходные (до освещения) кривые были сильно сдвинуты относительно кривых, приведенных на рис. 2 для конденсатора с Ta и особенно на рис. 4 для конденсатора с W. Причиной этого сдвига были сильно различающиеся значения R_s (в конденсаторах с Au эти значения были наименьшими). Кривые на рис. 5 при освещении сдвигались в область более высоких частот с искажением формы из-за влияния в этой области паразитных параметров измерительной цепи. При этом из рис. 6 видно, что последовательное сопротивление на свету на частоте 1 МГц оказывалось в случае с золотым электродом наименьшим (7 Ом) по сравнению с конденсаторами с Ta и W.

Итак, при нагревании до 500 К и при максимальном уровне освещения во всех структурах в исходном состоянии или в состоянии СВС сопротивление полупроводниковой обкладки давало меньший вклад в

последовательное сопротивление. Таким образом, при этих условиях сопротивления металлических обкладок определяли максимальные значения быстродействия конденсатора при считывании в исходном состоянии (ИС) и СВС ($\tau \approx C_p R_s$) и практически совпадали со значениями, определенными по формуле $\tau = 1/2\pi f_m$, в которой частота f_m соответствовала максимуму зависимости G_p/ω от f (например, см. кривые 1–3 на рис. 4), и фактически определялись временем релаксации ПС.

В таблице приведены значения ϵ , $\text{tg } \delta$, R_p при минимальной частоте (1 кГц), максимальные значения $\text{tg } \delta$ ($\text{tg } \delta_m$), значения R_s на частоте 1 МГц и значения времени τ для конденсаторов с разными металлическими обкладками в разных состояниях (ИС, СНС и СВС). В первой колонке приведены значения напряжения переключения V_p . При биполярном переключении с обкладкой Au при $V_p < 0$ (–3 В) происходила формовка и переключение в СНС, при $V_p > 0$ (4 В) происходило переключение в СВС. В двух остальных случаях при тех же напряжениях происходила формовка и переключение

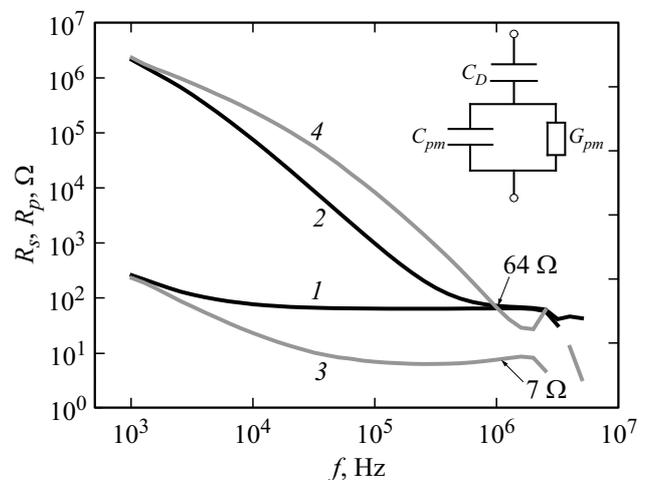


Рис. 6. Зависимости R_s (1,3) и R_p (2,4) от частоты f для структуры с Au: 1,2 — в темноте; 3,4 — при интенсивности освещения $3.5 \cdot 10^{21}$ фотон/см² · с. На вставке — эквивалентная схема МДП конденсатора.

в СНС, но при $V_p > 0$ достигалось еще более проводящее состояние — СНС1. Из таблицы следует, что при этом уменьшались значения как R_p (из-за появления значительной утечки через диэлектрик и образования филаментов), так и R_s (из-за снижения сопротивления полупроводника). Для конденсаторов с Au после переключения в СВС значения R_p и R_s практически восстанавливались. Это позволяет сделать заключение об обратимом захвате дырок в ПС из Si при достижении СНС. Такое же обратимое накопление положительного заряда наблюдалось при нагреве всех конденсаторов. Для конденсаторов с Ta и с W уменьшение значений R_p и R_s определялось необратимым уменьшением сопротивления проводящих каналов из TaN и W_2N в диэлектрике. В полупроводнике при этом (по-видимому, из-за захвата электронов на поверхность) образовывался инверсный слой, который определял величину R_s . Наличие такого механизма подтверждалось температурной зависимостью тока в СНС1, характерной для полупроводников ($I \propto T^{0.5}$ в области температур 77–300 К и $I \propto T^{1.3}$ в области температур 300–550 К). Отметим, что наблюдалось некоторое расхождение в значениях величины R_s для конденсаторов с Au, приведенных в таблице, по сравнению с данными, приведенными выше для ИС конденсатора. Это объясняется разными условиями измерений. Табличные данные приведены для конденсаторов после формовки и соответствуют значениям после циклических переключений в состоянии СНС (–3 В) и СВС (4 В).

Упрощенный экспрессный анализ частотных зависимостей [19] с помощью построения диаграмм Коула–Коула — в нашем случае фактически зависимостей G_p/ω от C_p — показал, что эти частотные зависимости могут быть описаны релаксацией носителей на моноэнергетическом поверхностном уровне. Диаграммы Коула–Коула практически были полуокружностями. В этом случае плотность ПС N_s может быть определена по формуле для моноуровня ПС [16]:

$$N_s = 8G_{ps}kT/q^2\omega S, \quad (3)$$

где G_{ps}/ω — приведенная к круговой частоте проводимость ПС в максимуме зависимости $G_p(\omega)$, S — площадь металлической обкладки конденсатора. Значения G_{ps}/ω рассчитывались по эквивалентной схеме (показана на вставке на рис. 6), учитывающей емкость диэлектрика C_D , емкость C_{ps} и проводимость ПС по формуле [16]

$$G_{ps}/\omega = (G_{pm}/\omega) / [(G_{pm}/\omega C_D)^2 + (1 - C_{pm}/C_D)^2]. \quad (4)$$

В этой формуле G_{pm}/ω — приведенная к круговой частоте проводимость в максимуме зависимости G_p/ω от f , C_{pm} — емкость на частоте, соответствующей максимуму приведенной проводимости. Потери в диэлектрике и последовательное сопротивление металлической обкладки не учитывались ввиду их малости. Оказалось,

что плотности ПС, определенные таким способом, слабо зависели от материала металлической обкладки и изменялись в пределах $7 \cdot 10^{11} - 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из этого следует, что для улучшения частотных характеристик МДП мемристоров необходимо получать низкую плотность ПС (например, $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$) на границе раздела диэлектрик/полупроводник или вблизи нее.

4. Заключение

Изучено влияние материала металлических обкладок (Au, Ta, W) и освещения мощным синим лазером на характеристики мемристивных МДП конденсаторов с пленкой Si_3N_4 толщиной 6 нм, полученных на основе n^+ -Si. Механизм электронного токопереноса в конденсаторах в исходном состоянии (до формовки и переключения) может определяться как механизмом Шоттки, так и механизмом Пула–Френкеля с учетом частичного шунтирования его проводящими нитями. Показано, что биполярное переключение током характерно только для конденсаторов с Au. Предложены предположительные причины отсутствия биполярного переключения в конденсаторах с Ta и W. Обнаружено переключение конденсаторов с Ta током и освещением, а также обнаружен эффект фотопамяти. Показано, что, несмотря на высокую степень легирования подложки, она уменьшает быстродействие МДП мемристоров из-за высокой плотности поверхностных состояний, локализованных на границе $\text{Si}_3\text{N}_4/n^+$ -Si, и влияния сопротивления ОПЗ полупроводника. Однако освещение позволяет значительно увеличивать быстродействие за счет уменьшения сопротивления ОПЗ полупроводника. Определены значения плотности поверхностных состояний на границе раздела диэлектрик/полупроводник.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки РФ (уникальный идентификатор проекта RFMEFI58717X0042).

Список литературы

- [1] R. Waser, M. Aono. Nature Mater., **6**, 833 (2007).
- [2] M.A. Zidan, J.P. Strachan, W.D. Lu. Nature Electronics, **1**, 22 (2018).
- [3] С.В. Тихов, О.Н. Горшков, И.Н. Антонов, А.П. Касаткин, М.Н. Коряжкина. Письма ЖТФ, **40** (19), 18 (2014).
- [4] С.В. Тихов, О.Н. Горшков, М.Н. Коряжкина, И.Н. Антонов, А.П. Касаткин. Письма ЖТФ, **10**, 78 (2016).
- [5] A. Mehonic, T. Gerard, A.J. Kenyon. Appl. Phys. Lett., **111**, 233502 (2017).
- [6] Xiaofan Jiang, Zhongyuan Ma, Huafeng Yang, Jie Yu, Wen Wang, Wenping Zhang. J. Appl. Phys., **116**, 123705 (2014).
- [7] Sungjun Kim, Min-Hwi Kim. IEEE Trans. Electron. Dev., **E99C** (5), 547 (2016).
- [8] Sungjun Kim, Seongjae Cho, Kyung-Chang Ryoo, Byung-Gook Park. J. Vac. Sci. Technol., **33** (6), 062201 (2015).

- [9] Sungjun Kim, Sunghun Jung, Min-Hwi Kim, Seongjae Cho, Byung-Gook Park. *Solid-State Electron.*, **114**, 94 (2015).
- [10] А.Е. Бердников, В.Н. Гусев, А.А. Мироненко. *ФТП*, **47** (5), 626 (2013).
- [11] S.V. Tikhov, A.N. Mikhaylov, A.I. Belov, D.S. Korolev, I.N. Antonov, V.V. Karzanov, O.N. Gorshkov, D.I. Tetelbaum, P. Karakolis, P. Dimitrakis. *Microelectron. Eng.*, **187**, 134 (2018).
- [12] П.Т. Орешкин. *Физика полупроводников и диэлектриков* (М., Высш. шк., 1977).
- [13] H.R. Philipp, H. Ehrenreich. *J. Appl. Phys.*, **136**, 14 (1964).
- [14] А.В. Шапошников, И.П. Петров, В.А. Гриценко, С.В. Ким. *ФТТ*, **49** (9), 1554 (2007).
- [15] К.А. Насыров, В.А. Гриценко. *УФН*, **183** (10), 1099 (2013).
- [16] В.Н. Овсяк. *Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда* (Новосибирск, Наука, Сиб. отд-ние, 1984).
- [17] В.А. Гриценко. *УФН*, **182**, 531 (2012).
- [18] P.V. Gray, D.M. Brown. *Appl. Phys. Lett.*, **8** (2), 31 (1966).
- [19] М.Н. Коряжкина, С.В. Тихов, О.Н. Горшков, А.П. Касаткин, И.Н. Антонов. *ФТП*, **50**, 1639 (2016).

Редактор Л.В. Шаронова

Peculiarities of MIS memristors with Si₃N₄ nanolayer fabricated on high-conductive Si substrate

S.V. Tikhov¹, O.N. Gorshkov¹, I.N. Antonov¹,
D.I. Tetelbaum¹, A.N. Mikhaylov¹, A.I. Belov¹,
A.I. Morozov¹, P. Karakolis^{2,3}, P. Dimitrakis²

¹Lobachevsky University,
603095 Nizhny Novgorod, Russia

²Institute of Nanoscience and Nanotechnology,
NCSR „Demokritos“, Agia Paraskevi 15341, Greece

³Department of Physics, University of Patras,
GR 26500 Patras, Greece

Abstract The effect of metal electrodes material type (Au, Ta, W) and illumination with a powerful blue laser on memristive characteristics of MIS capacitors with a Si₃N₄ film 6 nm thick fabricated on the basis of n⁺-Si has been studied. It has been shown that bipolar resistive switching was observed only for capacitors with Au electrodes. The reasons of bipolar switching absence in capacitors with Ta and W electrodes are explained. The switching of the capacitors by current and illumination and the effect of photomemory were discovered. It was shown that, despite the heavy doped substrate, it reduces the response speed of MIS memristors due to high density of surface states localized at the Si₃N₄/n⁺-Si interface. However, the illumination can significantly improve the performance by reducing the resistance of the semiconductor plate. The values of the surface states density are determined. To improve the frequency characteristics of MIS memristors, it is necessary to obtain a very low density of surface states.