

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 51, номер 5, 2022

---

---

## ДИАГНОСТИКА

Магнитная проницаемость пленок сплава Co–Ni–Fe, полученных электрохимическим осаждением

*Р. Д. Тихонов, А. А. Черемисинов, М. Р. Тихонов*

323

---

## ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Исследование термической стабильности медных контактных переходов в подложках Si/SiO<sub>2</sub>

*А. И. Воробьева, В. А. Лабунов, Е. А. Уткина, А. А. Ходин,  
О. А. Сычева, Т. И. Езовитова*

333

Исследование теплофизических свойств полупроводникового материала SiGe

*С. Ю. Шорстов, П. С. Мараховский, Д. Я. Баринов, М. Г. Размахов*

346

О механизмах регулирования состава плазмы и кинетики гетерогенных процессов в смеси CF<sub>4</sub> + CHF<sub>3</sub> + Ar

*А. М. Ефремов, В. Б. Бетелин, К.-Н. Kwon*

353

---

## ПРИБОРЫ

Активные интегральные фильтры верхних частот

*С. Ш. Рехвиашвили*

362

Активный выпрямитель с малыми потерями

*В. П. Бабенко, В. К. Битюков*

369

Исследование эффекта самонагрева в высоковольтных КНИ транзисторах с большой областью дрейфа

*С. В. Румянцев, А. С. Новоселов, Н. В. Масальский*

377

Особенности работы трехэлектродного электростатического микрогенератора при наличии соударений между электродами

*В. П. Драгунов, Д. И. Остертак, Р. Е. Сеницкий, Е. В. Драгунова*

386

---

---



УДК 621.3.049.77.002

## МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ПЛЕНОК СПЛАВА Co–Ni–Fe, ПОЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ

© 2022 г. Р. Д. Тихонов<sup>a, \*</sup>, А. А. Черемисинов<sup>a</sup>, М. Р. Тихонов<sup>b</sup><sup>a</sup>НПК “Технологический центр”, Москва, Россия<sup>b</sup>МИЭТ, Москва, Россия

\*E-mail: R.Tikhonov@tcen.ru

Поступила в редакцию 21.03.2022 г.

После доработки 01.04.2022 г.

Принята к публикации 04.05.2022 г.

Исследованы магнитные свойства пленок сплава Co–Ni–Fe, изготовленных по технологии локального электрохимического осаждения из хлоридного электролита. Определены зависимости намагничивания от режима осаждения, состава электролита и времени осаждения. Установлено, что использование пленок сплава Co–Ni–Fe с содержанием железа 14–16% позволяет оптимизировать характеристики намагничивания для получения усиления слабых магнитных сигналов. В магнито-полупроводниковых микросистемах пленки сплава Co–Ni–Fe используются для концентраторов магнитного поля, повышающих чувствительность системы.

*Ключевые слова:* сплава Co–Ni–Fe, электрохимическое осаждение пленок, магнитные свойства пленок

DOI: 10.31857/S0544126922050106

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Современные магнито-полупроводниковые микросистемы (МПМС) в своем составе используют пассивные элементы усиления магнитного поля, значительно повышающие индукцию магнитного поля непосредственно в области магнито-чувствительного преобразователя. Эти элементы получили название концентраторы магнитного поля (КМП). Их применение в составе МПМС позволяет в несколько раз повысить чувствительность к магнитному полю и расширить области применения МПМС [1].

Наиболее распространенным материалом для КМП являются [2, 3] пермаллой Ni–Fe и тройной сплав Co–Ni–Fe из-за высоких магнитомягких свойств [4–11]. Сплав Co–Ni–Fe обладает высокой максимальной относительной магнитной проницаемостью, что характеризует высокий коэффициент усиления магнитного поля, малой коэрцитивной силой менее 1 Э, но проявляются эти свойства в определенном диапазоне изменения состава.

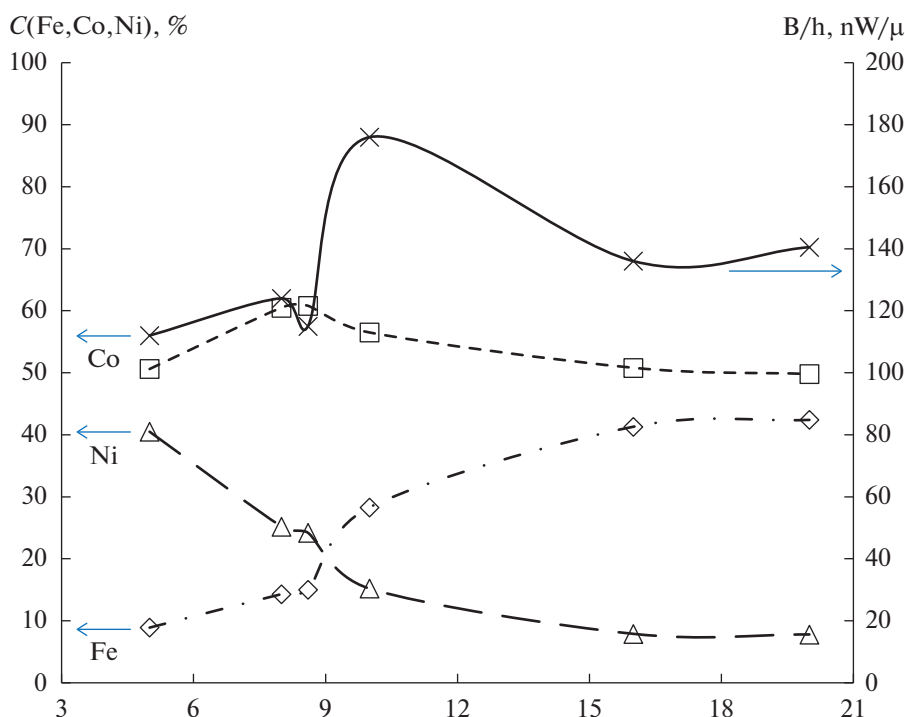
Одним из эффективных способов нанесения сплава Co–Ni–Fe на кремниевые подложки является электрохимическое осаждение при температуре близкой к комнатной. КМП формируются путем осаждения сплав Co–Ni–Fe в локальные области МПМС, ограниченные фоторезистивной маской. На дне данных областей предварительно сформирована металлическая площадка.

Намагничивание пленок сплава Co–Ni–Fe исследовалось многократно, но в основном при малой толщине пленки или нанопроволоки для выявления особенностей физических свойств материала в наноструктурах. Насыщение намагниченности тонких (до 0.1 мкм) пленок сплава Co–Ni–Fe было изучено [12] в зависимости от толщины пленки и показано, что намагниченность не изменяется при толщине пленки более 0.02 мкм. В [13] разработан хлоридный электролит с высокой концентрацией ионов  $Co^{2+}$ ,  $Fe^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$  для электроосаждения однородной нанопроволоки. Были исследованы температурные зависимости магнито- и электросвойств отдельных нанопроволок.

Исследование относительно толстых 10 мкм пленок сплава Co–Ni–Fe проведено в [14]. Определены магнитные свойства массивов различных геометрических размеров и формы, электроосажденных из сульфат-хлоридного электролита и показаны наилучшие составы сплава Co–Ni–Fe.

Магнитные свойства насыщение магнитной индукции и коэрцитивная сила пленок сплава Co–Ni–Fe исследованы ранее в работах [15–18].

Сравнение намагниченности пленок Co–Ni–Fe и Ni–Fe в зависимости от приложенного магнитного поля показало [15], что крутизна линии намагничивания тройной системы выше в 1.7 раза, что позволяет считать тройную систему более перспективной для применения в преобразователях магнитного поля.



**Рис. 1.** Зависимости насыщения удельного намагничивания  $B/h$  и содержания Fe, Co, Ni в пленках 40-05-10 от плотности тока  $J$  на катоде при проведении процесса осаждения с дозами солей  $FeCl_2 \cdot 4H_2O$ ,  $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ ,  $NiCl_2 \cdot 6H_2O$  в электролите 0.5 моль/л при pH 1.5 и зазоре  $L_{A-K} = 30$  мм.

В работе [16] учитывается кинетика электроосаждения сплава Co–Ni–Fe. Установленные экспериментальные особенности электрохимического осаждения сплава описываются последовательностью химических и электрохимических реакций в объеме электролита, на аноде и на катоде.

В работе [17] приведены результаты получения электрохимическим осаждением пленок тройной системы Co–Ni–Fe из хлоридного электролита с заданными равными молярными концентрациями и с отношением равным 1 : 1 : 1 при температуре 70°C. Относительное содержание компонент Co, Ni, Fe в пленке отличается от одинакового содержания компонент в электролите и сильно зависит от плотности тока. Коэрцитивная сила пленок Co–Ni–Fe имеет малую величину при содержании железа в диапазоне 15–30%, аналогично пермаллою, но большая часть никеля замещена кобальтом.

При осаждении из состава электролита с концентрацией каждой соли 0.083 моль/л наблюдается [18] слабая зависимость относительного содержания компонент Co, Ni, Fe в пленке при большой плотности тока осаждения.

Целью исследования является определение коэффициента усиления магнитного поля в концентраторе в зависимости от состава пленок тройной системы Co–Ni–Fe.

Толщина пленок измерялась с помощью микроинтерферометра анализатора микросистем MSA-500. Исследование состава пленок проведено с помощью энергодисперсионного рентгеновского микроанализатора Philips XL 40. Намагниченность пленок на пластинах определялась по потоку магнитного поля на анализаторе магнитных свойств пленок MESA-200, проводящего измерение магнитной индукции в пленке для 4000 дискретных значений напряженности магнитного поля. Магнитная проницаемость пленок рассчитывалась в диапазоне изменения 0–20 Э напряженности магнитного поля  $H$  по отношению изменения магнитной индукции  $B$  к дискретному изменению напряженности магнитного поля  $\mu = \Delta B / \Delta H$ .

## 2. ЗАВИСИМОСТЬ СОСТАВА И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК СПЛАВА CO–NI–FE ОТ РЕЖИМА ОСАЖДЕНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ СОЛЕЙ В ЭЛЕКТРОЛИТЕ

На пластинах 40-05-10 электрохимическое осаждение сплава Co–Ni–Fe проводилось при зазоре между катодом и анодом  $L_{A-K} = 30$  мм из электролита с концентрацией  $C = 0.5$  моль/л солей  $FeCl_2 \cdot 4H_2O$ ,  $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ ,  $NiCl_2 \cdot 6H_2O$  с водородным по-



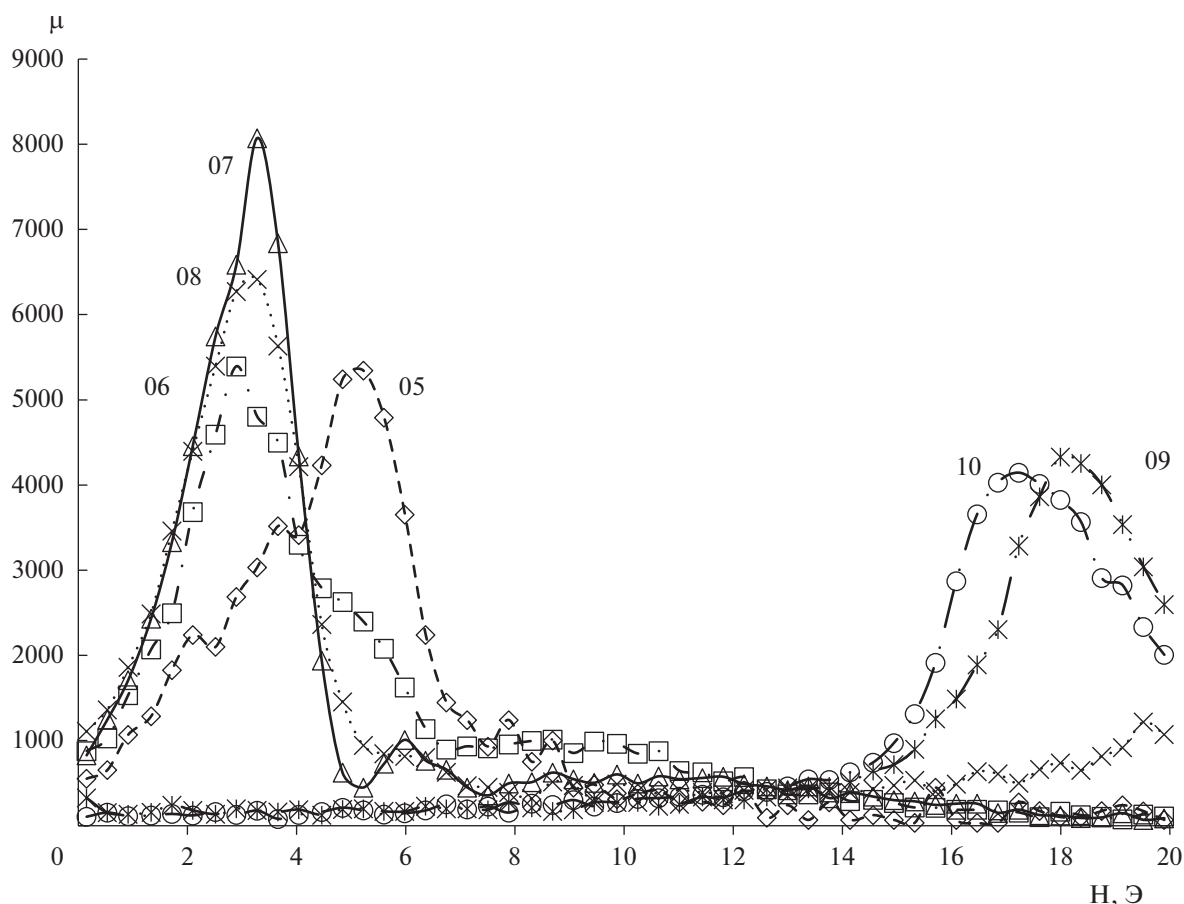


Рис. 2. Кривые зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  от величины напряженности магнитного поля  $H$  пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 40-05–10.

казателем рН 1.46 при плотности тока  $J$  в гальваностатическом режиме.

На зависимостях насыщения удельного намагничивания пленок  $B/h$  от действующей при осаждении плотности тока  $J$ , представленных на рис. 1, наблюдается максимум насыщения намагниченности  $B/h = 178$  нВб/мкм при плотности тока  $J = 10$  мА/см<sup>2</sup>, по сравнению со значениями 112 и 140 нВб/мкм на краевых точках зависимости. Точка максимума на зависимости имеет особенный характер. Зависимость концентрации никеля в пленке спадает при увеличении плотности тока, а зависимость концентрации железа растет и в этой точке наблюдается их совпадение, а на зависимости концентрации кобальта имеется максимум. В этой особой точке при увеличении плотности тока наблюдается снижение скорости осаждения, а коэрцитивная сила  $H_c$  имеет минимальное значение.

Зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  от величины напряженности магнитного поля  $H$  в диапазоне 0–20 Э пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 40-05–10 даны на рис. 2.

Наибольшее значение магнитной проницаемости наблюдается на пластине 40-07  $\mu_0 = 827$ ,  $\mu_{\max} = 8043$ .  $\mu_0$  – это величина магнитной проницаемости при близкой к нулю напряженности магнитного поля, а  $\mu_{\max}$  – это величина максимальной величина магнитной проницаемости при соответствующей напряженности магнитного поля. В пленке сплава Co–Ni–Fe происходит усиление магнитного поля с напряженностью до 3.3 Э. Пленка сплава Co–Ni–Fe на пластине 40-07 имеет состав  $Co_{60.8}Ni_{24.2}Fe_{15}$  и не самое высокое значение насыщения индукции магнитного поля 115 нВб. Большие значения коэрцитивной силы от 3.5 до 23.5 Э ограничивают получение большой магнитной проницаемости.

На пластинах 40-11–20, С6 электрохимическое осаждение сплава Co–Ni–Fe проводилось при зазоре между катодом и анодом  $L_{A-K} = 75$  мм из электролита с концентрацией солей  $FeCl_2 \cdot 4H_2O$ ,  $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ ,  $NiCl_2 \cdot 6H_2O$   $C = 0.08$  моль/л с водородным показателем рН 1.96–2.88 при переменной плотности тока  $J$  в гальваностатическом режиме.

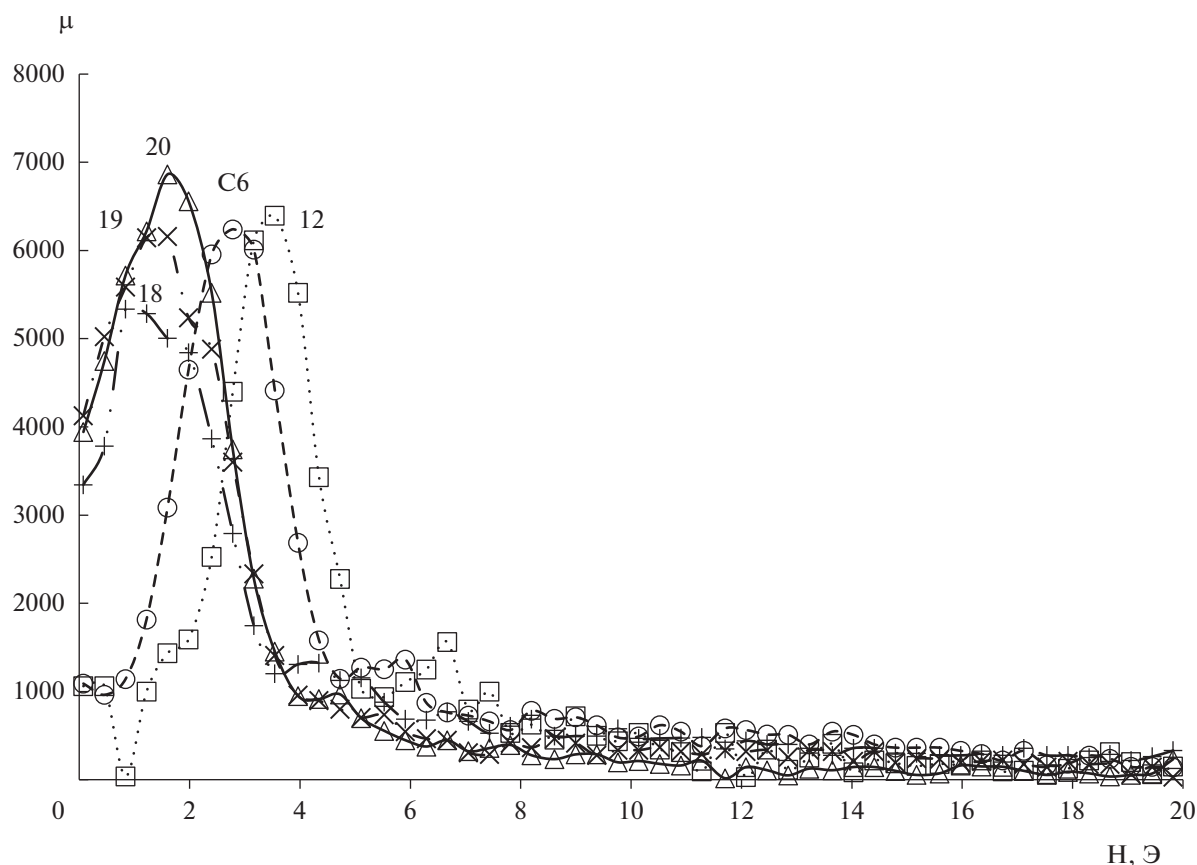


Рис. 3. Кривые зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  от величины напряженности магнитного поля  $H$  пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 40–12, 18–20.

Осаждение пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 40–11–20, С6 с концентрацией солей в электролите 0.08 моль/л и с зазором анод–катод 75 мм дает более воспроизводимые результаты по удельной магнитной индукции насыщения по сравнению с концентрацией солей в электролите 0.5 моль/л и с зазором анод–катод 30 мм, за счет улучшения перемешивания электролита. На пластине 16 насыщение намагничивания достигает 135 нВб/мкм при плотности тока осаждения 15.6 мА/см<sup>2</sup>.

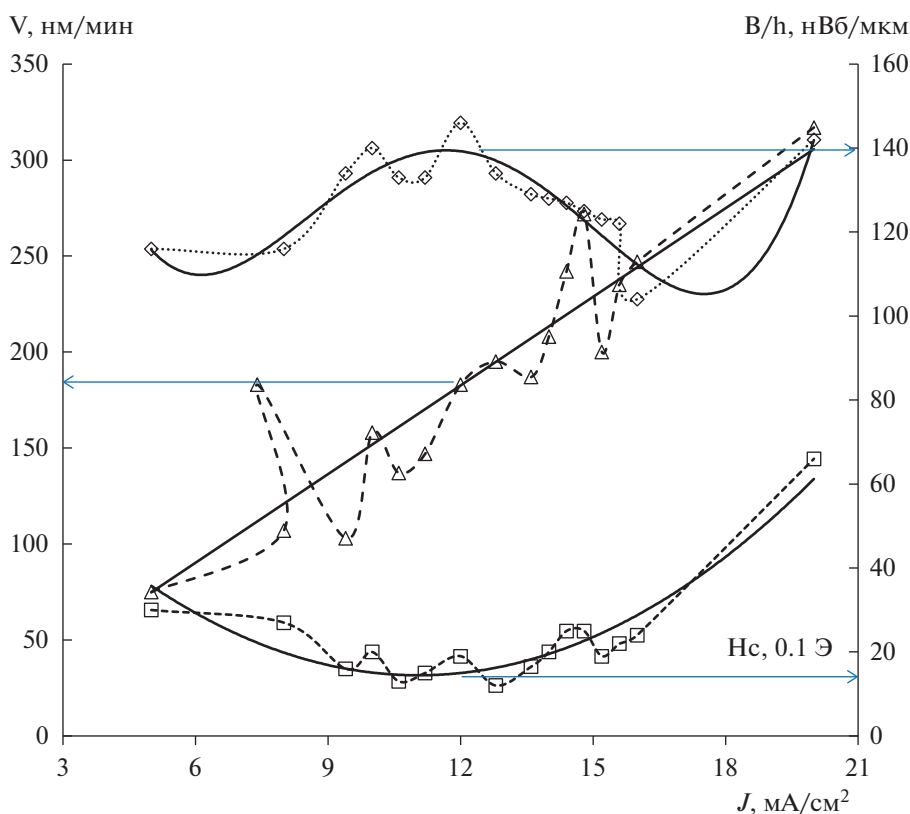
Зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  от величины напряженности магнитного поля  $H$  пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 40–12, 18–20, С6 даны на рис. 3. Минимум коэрцитивной силы  $H_c = 1.6$  Э и максимальное значение магнитной проницаемости  $\mu_0 = 4348$  и  $\mu_{max} = 6863$  наблюдаются на пластине 20 при плотности тока осаждения 13.6 мА/см<sup>2</sup> и составе пленки  $Co_{49.8}Ni_{33.7}Fe_{16.5}$ . Величина оптимальной плотности тока с концентрацией солей в электролите 0.08 моль/л больше, чем при электролите с концентрацией солей в электролите 0.5 моль/л.

Минимизация коэрцитивной силы в пленках сплава Co–Ni–Fe за счет выбора режима осаждения увеличивает магнитную проницаемость, как при малых полях, так и в максимуме магнитной проницаемости.

### 3. ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ОСАЖДЕНИЯ, СОСТАВА И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК СПЛАВА Co–Ni–Fe ОТ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛИТА

На пластинах 41–01–09, С1–С8 электрохимическое осаждение сплава Co–Ni–Fe проводилось при зазоре между катодом и анодом  $L_{A-K} = 75$  мм из электролита с концентрацией солей  $FeCl_2 \cdot 4H_2O$ ,  $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ ,  $NiCl_2 \cdot 6H_2O$   $C = 0.08$  моль/л с водородным показателем pH 1.55 при переменной плотности тока  $J$  в гальваностатическом режиме. На пластине 41–С6 насыщение намагничивания достигает 146 нВб/мкм при плотности тока осаждения 12 мА/см<sup>2</sup>.

На рис. 4 представлены зависимости намагничивания  $B/h$ , скорости осаждения  $V$  и коэрцитивной силы  $H_c$  в пленках на пластинах 41–01–09,



**Рис. 4.** Зависимости намагничивания  $B/h$ , скорости осаждения  $V$  и коэрцитивной силы  $H_c$  в пленках 41-01-08, С1-С8 от плотности тока  $J$  на катоде при проведении процесса осаждения с дозами солей  $FeCl_2 \cdot 4H_2O$ ,  $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ ,  $NiCl_2 \cdot 6H_2O$  в электролите 0.08 моль/л при pH 1.55 и зазоре  $L_{A-K} = 75$  мм.

С1-С8 от плотности тока  $J$  на катоде при проведении процесса осаждения.

Зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  от величины напряженности магнитного поля  $H$  пленок сплава Co-Ni-Fe на пластинах 41-01, 02, 08, С2, С4, С5 даны на рис. 5.

Наибольшее значение магнитной проницаемости наблюдается на пластине 41-08  $\mu_0 = 4137$ ,  $\mu_{max} = 9114$ . В пленке сплава Co-Ni-Fe происходит максимальное усиление магнитного поля напряженностью 2.2 Э. Пленка сплава Co-Ni-Fe на пластине 41-08 имеет состав  $Co_{58.4}Ni_{25.5}Fe_{16.1}$  и

не самое высокое значение насыщения индукции магнитного поля 134 нВб. Из зависимостей удельной намагниченности  $B/h$  от величины напряженности магнитного поля  $H$  в диапазоне магнитного поля 0-20 Э пленок сплава Co-Ni-Fe на пластинах 41-01-08, С1-С8 следует, что получение большой магнитной проницаемости в магнитных полях до 20 Э достигается при коэрцитивной силе порядка 1.5 Э.

#### 4. ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ОСАЖДЕНИЯ, СОСТАВА И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЛЕНОК СПЛАВА Co-Ni-Fe ОТ ВРЕМЕНИ ОСАЖДЕНИЯ

На пластинах 42-7-12, 19-24 электрохимическое осаждение сплава Co-Ni-Fe проводилось при зазоре между катодом и анодом  $L_{A-K} = 75$  мм из электролита с концентрацией солей  $FeCl_2 \cdot 4H_2O$ ,  $CoCl_2 \cdot 6H_2O$ ,  $NiCl_2 \cdot 6H_2O$   $C = 0/08$  моль/л с водородным показателем pH 1.62, с добавками  $H_3BO_3$  20 г/л, сахарина 1.5 г/л, HCl 2 мл/л с pH 1.62, при одинаковой плотности тока  $J = 12.8$   $mA/cm^2$  для всех процессов в гальваностатическом режиме. Проведена фильтрация рас-

**Таблица 1.** Магнитная проницаемость пленок сплава Co-Ni-Fe на пластинах 40-07, 40-20, 41-08, 42-23.

	40-07	40-20	41-08	42-23
$\mu_0$	827	4348	4137	5945
$\mu_{max}$	8073	6863	9114	12320
H, Э	3.3	1.6	2.2	1.64
Co	49.8	49.8	58.4	58.5
Ni	33.7	33.7	27.4	27.4
Fe	16.5	16.5	16.1	14.1

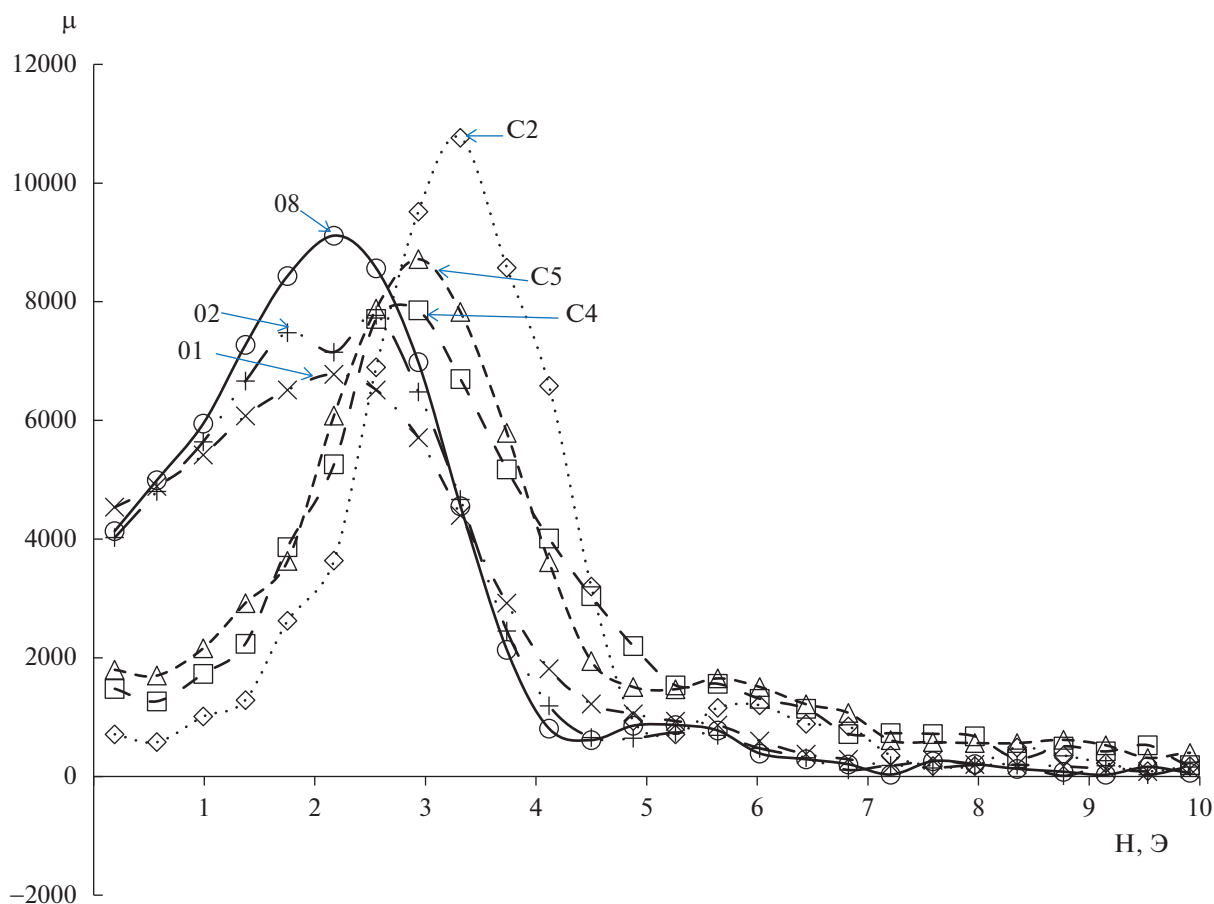


Рис. 5. Зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  от величины напряженности магнитного поля  $H$  пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 41-01, 02, 08, C2, C4, C5.

творов железа, никеля и кобальта. Из раствора соли  $\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$  на фильтре выпал осадок ржавчины. Добавки в электролит введены сразу после смешения солей.

На рис. 6 приведены зависимости скорости осаждения  $V$  и состава пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 42-07–12, 19–24 от суммарной толщины  $h_{\Sigma}$  пленок, полученных с различным временем электрохимического осаждения из одного электролита при плотности тока  $12.8 \text{ mA/cm}^2$ .

Состав пленок немного изменяется, а скорость осаждения уменьшается более чем в два раза при осаждении пленок с суммарной толщиной  $85 \text{ мкм}$  на площади  $50 \text{ см}^2$  (объем осадка  $0.425 \text{ см}^3$ ). Уменьшение скорости осаждения связано с истощением электролита.

На рис. 7 приведены зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  от величины напряженности магнитного поля  $H$  пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 42-10, 12, 19, 23, 24. Максимальное значение магнитной проницаемости  $\mu_0 = 5945$ ,  $\mu_{\text{max}} = 12320$  наблюдаются на пластине 23 при плотности тока осаждения  $12.8 \text{ mA/cm}^2$ , мини-

мальной скорости осаждения и составе пленки  $\text{Co}_{58.5}\text{Ni}_{27.4}\text{Fe}_{14.1}$ .

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Проведенное определение коэффициента усиления магнитного поля в концентраторе в зависимости от состава пленок тройной системы Co–Ni–Fe представлено в табл. 1 в виде данных по магнитной проницаемости и составу для пленок с наибольшей проницаемостью из 3 партий пластин. Высокие значения магнитной проницаемости наблюдаются при содержании в тройном сплаве Co–Ni–Fe концентрации железа 14–17%, никеля 25–35%, кобальта 50–60%.

На рис. 8 тройной системы Co–Ni–Fe приведены данные по индукции насыщения  $B_s$  для монокристаллического сплава согласно [20] и для пленок по данным работы [4]. Наши данные указаны стрелками. Сплав такого состава тройного магнитного сплава Co–Ni–Fe может иметь специальное название ТРЕМАГ.

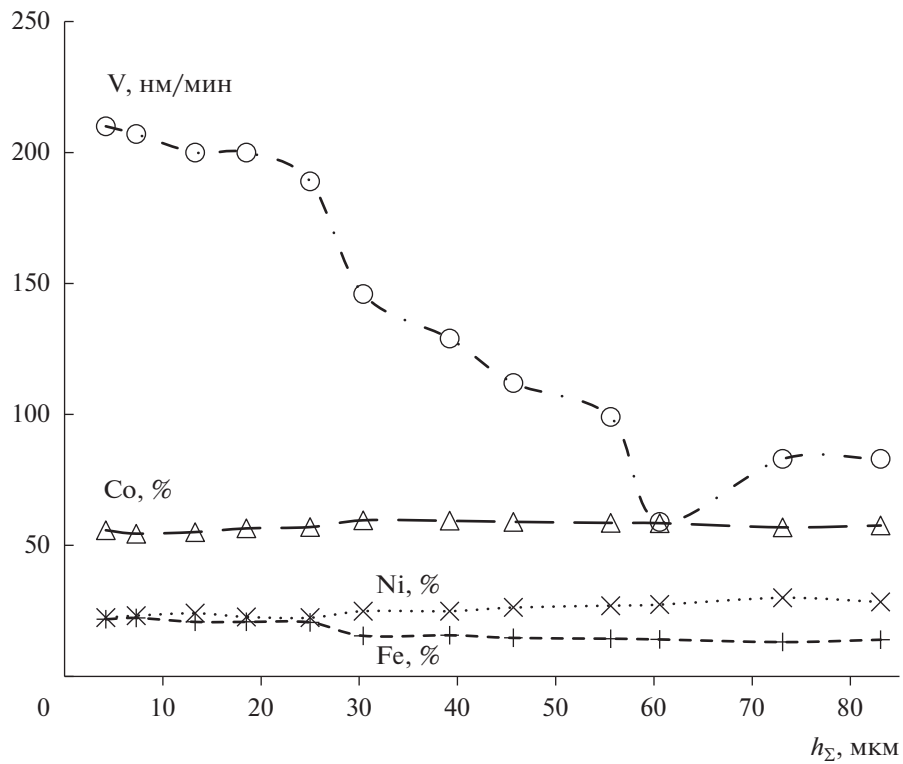


Рис. 6. Зависимости скорости осаждения  $V$  и состава пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 42-07–12, 19–24.

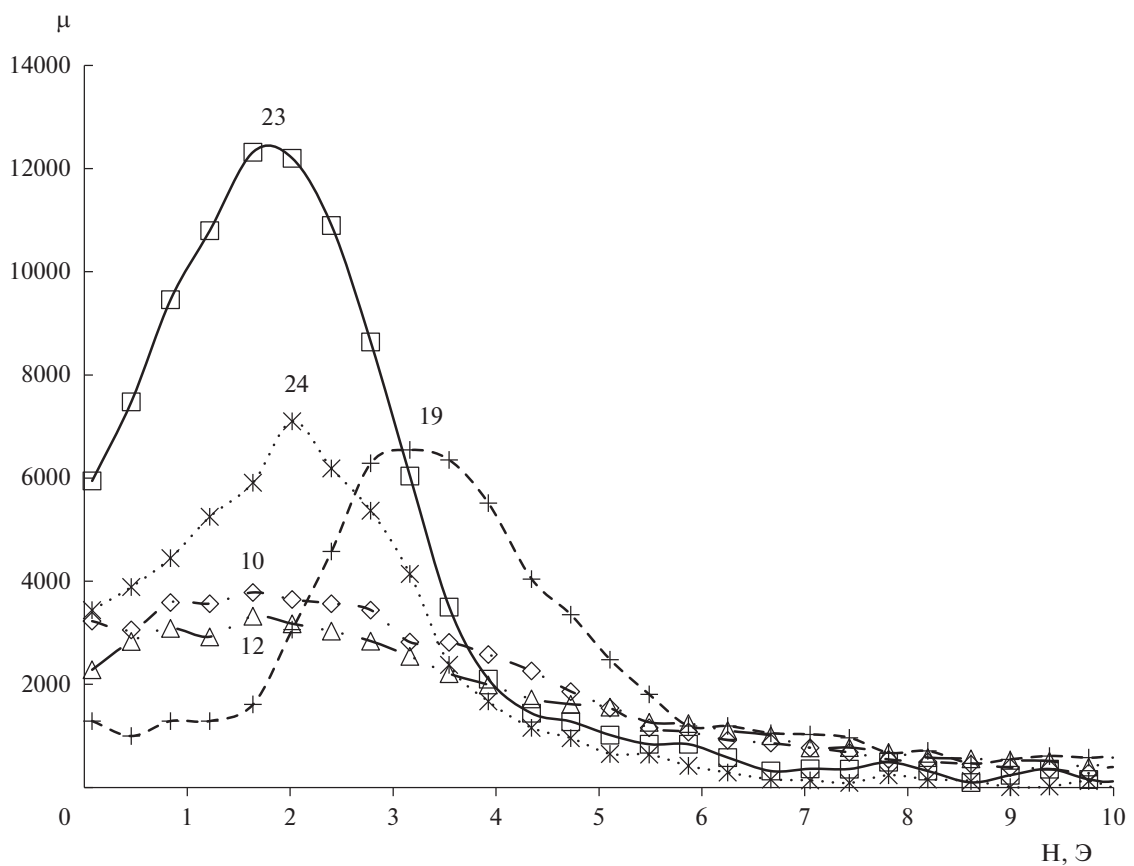
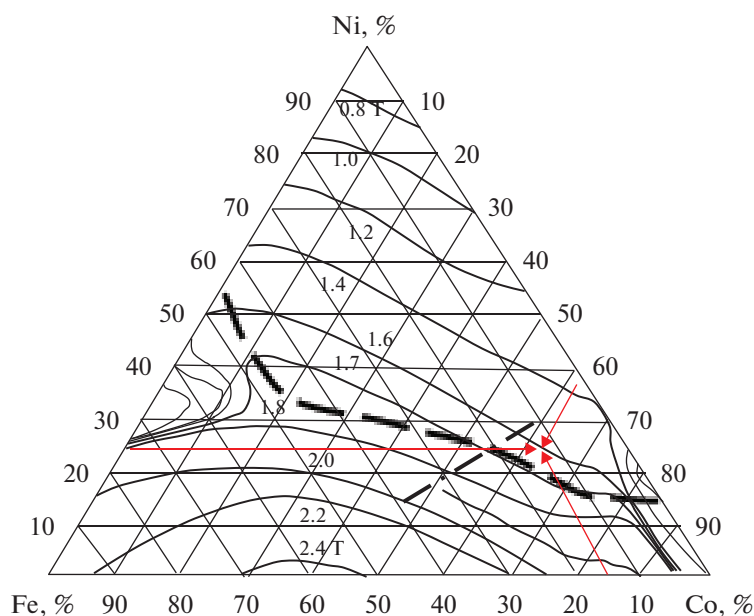
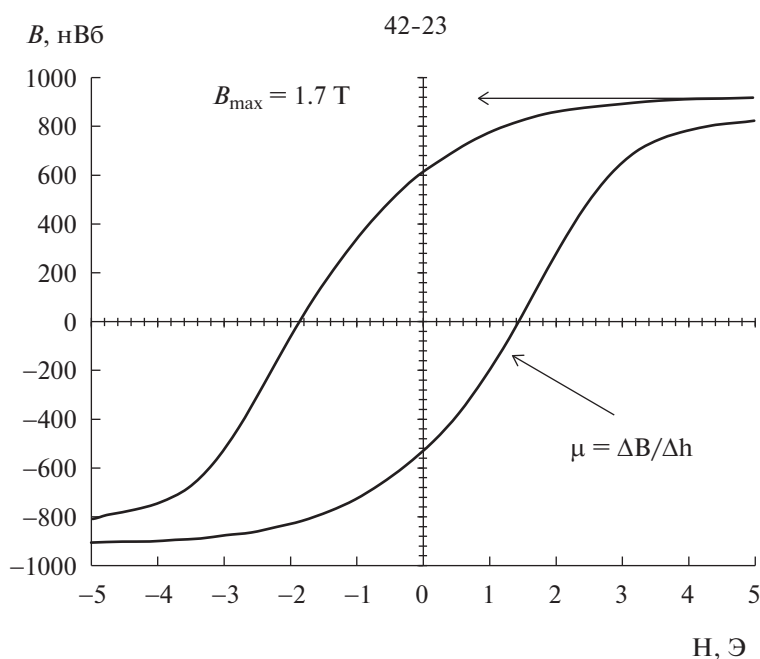


Рис. 7. Зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  от величины напряженности магнитного поля  $H$  пленок сплава Co–Ni–Fe на пластинах 42-10, 12, 19, 23, 24.



**Рис. 8.** Распределение значений индукции насыщения  $B_s$  в зависимости от состава тройного сплава Fe–Co–Ni в пленках (обозначено линиями штрих и штрих-пунктир), и в монолитном сплаве (обозначено областями).



**Рис. 9.** Кривая намагничивания пленки 905-43-23.

На рис. 9 представлена кривая намагничивания пленки 42-23. Магнитный поток пленки 42-23, приходящийся на толщину пленки  $B/h = 138$  нВб/мкм при ширине области магнитной пленки 80 мм, соответствует плотности насыщения магнитного потока в пленке  $B_{\max} = 1.725$  Т, которая соответствует данным на рис. 8 для монолитного сплава.  $H_c = 1.6$  Э.

Большая величина насыщения магнитной индукции пленок сплава Co–Ni–Fe является важной характеристикой магнитомягкого материала. Необычно высокое значение намагничивания достигалось ранее [10] при импульсном реверсивном осаждении метастабильных тонких магнитных пленок  $Co_{65}Ni_{12}Fe_{23}$  из сульфатного электролита с насыщением намагничивания 2.4–2.59 Т.

Получение высокой величины насыщения магнитной индукции является достижением используемого способа электрохимического осаждения.

Однако, для усиления магнитных сигналов в магнитополупроводниковых микросистемах (МПМС) концентраторы магнитного поля (КМП) в области магниточувствительного преобразователя должны иметь большую магнитную проницаемость в области слабых магнитных полей. Их применение в составе МПМС позволяет в несколько раз повысить чувствительность к магнитному полю и расширить области применения МПМС. Проведенное исследование дает возможность оптимизировать параметры концентраторов магнитного поля для усиления слабых магнитных полей.

Получение пленок сплава Co–Ni–Fe для концентраторов усилителей магнитного поля с оптимальными свойствами магнитной проницаемости достигается выбором условий проведения электрохимических процессов осаждения пленок с составом сплава  $\text{Co}_{50-60}\text{Ni}_{25-35}\text{Fe}_{14-17}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Технология локального конгруэнтного электрохимического осаждения из хлоридного электролита позволяет получать пленки сплава Co–Ni–Fe для концентраторов магнитного поля. В области слабых магнитных полей магниточувствительности преобразователя концентраторы усиливают магнитное поле за счет большой магнитной проницаемости.

Пленочная система формирования магнитного поля используются для создания датчиков магнитного поля различного назначения на основе магниторезисторов, датчиков Холла, магнитотранзисторов. Система обладает новым качеством в датчиках магнитного поля – повышенной чувствительностью к слабым магнитным полям, направленным параллельно поверхности подложки и расширенным диапазоном чувствительности.

Выбор состава пленки сплава Co–Ni–Fe с названием ТРЕМАГ при электрохимическом осаждении позволяет формировать кривую намагничивания КМП, наиболее подходящую реализуемой МПМС.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амеличев В.В., Абанин И.Е., Аравин В.В., Костюк Д.В., Касаткин С.И., Резнев А.А., Сауров А.Н. Развитие технологий магнитополупроводниковых микросистем // Известия ВУЗов. Электроника. 2015. № 21(5). С. 505–510.
2. Тихонов Р.Д., Черемисинов А.А. Намагничивание пленок пермаллоя // Микроэлектроника. 2017. № 46(2). С. 104–113. [Tikhonov R.D., Cheremisinov A.A., Magnetization of Permalloy Films // Russian Microelectronics, © Pleiades Publishing, Ltd., 2017, V. 46 (2), P. 95–104.]
3. Li Zh, Sun X., Zheng Y., Zhang H., Microstructure and magnetic properties of micro Ni-Fe alloy arrays for MEMS application // J. Micromech. Microeng. 2013. V. 23 (8). P. 1–8.
4. Sverdlov Ye., Rosenberg Yu., Rosenberg Yu.I., Zmood R., Erlich R., Natan S., Shacham-Diamond Yo. The electrodeposition of cobalt–nickel–iron high aspect ratio thick film structures for magnetic MEMS applications // Microelectronic Engineering. 2004. V. 76. P. 258–265.
5. Yoo B.Y., Hernandez S.C., Park D.Y., Myung N.V., Electrodeposition of Fe–Co–Ni thin films for magnetic-MEMS devices // Electrochim. Acta. 2006. V. 51(28), P. 6346–6352.
6. Sundaram K., Dhanasekaran V., Mahalingam T. Structural and magnetic properties of high magnetic moment electroplated Co–Ni–Fe thin films // Ionics 2011. V. 17(9). P. 835–842.
7. Khomenko E.V., Shalyguina E.E., Chechenin N.G. Magnetic properties of thin Co–Fe–Ni films // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2007. V. 316. P. 451–453.
8. Watanabe Yo., Otsubo M., Takahashi A., Fukunaga H. Temperature Characteristics of a Fluxgate Current Sensor with Fe–Ni–Co Ring Core // IEEE Transactions on Magnetics. 2015. V. 51(11).
9. Li D., Podlaha E. Template-Assisted Electrodeposition of Fe–Ni–Co Nanowires: Effects of Electrolyte pH and Sodium Lauryl Sulfate // Journal of The Electrochemical Society. 2017. V. 164 (13). D843.
10. Tabakovic I., Venkatasamy V. Preparation of metastable Co–Fe–Ni alloys with ultra-high magnetic saturation ( $B_s = 2.4\text{--}2.59\text{ T}$ ) by reverse pulse electrodeposition // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2018. V. 452. P. 306–314.
11. Миляев М.А., Банникова Н.С., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Патраков Е.И., Каменский И.Ю., Устинов В.В., Магнитосопротивление сверхрешеток Co–Ni–Fe/Cu с различным составом ферромагнитного сплава // Физика металлов и металловедение. 2019. Т. 120(9). С. 905–912.
12. Tobakovic I., Inturi V., Riemer S. Composition, structure, stress, and coercivity of electrodeposited soft magnetic Co–Ni–Fe films // Journal of the Electrochemical Society. 2002. V. 149(1). P. 18–22.
13. Cesiulis H., Tsyntsaru N., Podlaha E.J., Li D., Sort J. Electrodeposition of Iron-Group Alloys into Nanostructured Oxide Membranes: Synthetic Challenges and Properties // Current Nanoscience. 2019. V. 15(1). P. 84–99.
14. Yanai T. et al. Electroplated Fe–Co–Ni films prepared in ammonium-chloride-based plating baths // AIP ADVANCES. 2018. V. 8(056127). P. 1–5.
15. Тихонов Р.Д., Черемисинов А.А., Горелов Д.В., Казаков Ю.В. Магнитные свойства пленок Co–Ni–Fe, полученных электрохимическим осаждением по методу Тихонова // Нано- и микросистемная техника. 2020. № 22(3). С. 123–135.

16. Тихонов Р.Д. Электрохимическое осаждение сплава Co–Ni–Fe из концентрированного хлоридного электролита // Нано- и микросистемная техника. 2020. № 22(8). С. 422–433.
17. Тихонов Р.Д., Черемисинов А.А., Тихонов М.Р. Ионный разряд при электрохимическом осаждении пленок Co–Ni–Fe // Электрохимия. 2021. № 57(12), С. 756–761.
18. Тихонов Р.Д., Черемисинов А.А., Поломошнов С.А., Амеличев В.В., Ковалев А.М. Формирование пленок тройной системы Co–Ni–Fe электрохимическим осаждением // Известия ВУЗов, Электроника. 2021. № 26(3–4). С. 246–254.
19. Тихонов Р.Д., Поломошнов С.А., Горелов Д.В., Казаков Ю.В. Амеличев В., Николаева Н.Н. Магнитомягкие пленки пермаллоя полученные электрохимическим осаждением из хлоридного электролита // Оборонный комплекс – научно-техническому прогрессу России. 2015. № 4. С. 26–31.
20. Tiffany Yun, Wen Jiang. Effects of additives on magnetic properties of electroplated Co–Ni–Fe films // Master's Theses, San Jose State University, 2008.



ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ СТАБИЛЬНОСТИ МЕДНЫХ  
КОНТАКТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПОДЛОЖКАХ Si/SiO<sub>2</sub>© 2022 г. А. И. Воробьева<sup>а, \*</sup>, В. А. Лабунов<sup>а, \*</sup>, Е. А. Уткина<sup>а, \*\*</sup>,  
А. А. Ходин<sup>б, \*\*\*</sup>, О. А. Сычева<sup>с, \*\*\*\*</sup>, Т. И. Езовитова<sup>с, \*\*\*\*\*</sup><sup>а</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь<sup>б</sup>ГНПО “Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника” НАН Беларуси, Минск, Беларусь<sup>с</sup>Институт общей и неорганической химии НАН Беларуси, Минск, Беларусь

\*E-mail: vorobjova@bsuir.by

\*\*E-mail: outkina@bsuir.by

\*\*\*E-mail: alhodin@outlook.com

\*\*\*\*E-mail: sychova@igic.bas-net.by

\*\*\*\*\*E-mail: t.ezovitova@gmail.com

Поступила в редакцию 26.04.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 12.05.2022 г.

Представлены результаты комплексного исследования структурно-морфологических и термодинамических характеристик электрохимических осадков Cu в переходных отверстиях с барьерным слоем TiN в подложках Si/SiO<sub>2</sub> методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и дифференциально-термического анализа (ДТА). Установлена область температур, определяющая термостойкость меди (до 750°C) и область температур (до 886°C), определяющая термостойкость композита в целом как способность сохранять химический состав и упорядоченную структуру при повышенной температуре.

**Ключевые слова:** электрохимическое осаждение, медь, барьерный слой, трехмерная сборка кристаллов, морфологические и термодинамические характеристики

**DOI:** 10.31857/S054412692205012X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Разрабатываемые технологии создания изделий микроэлектроники с проектными нормами в субмикронном диапазоне должны обеспечивать низкую величину электрического сопротивления контактов, высокую термостабильность структур контактной металлизации при термических циклах в области температур 500–800°C, минимальное количество технологических операций для повышения выхода годных изделий [1]. Одним из основных направлений в развитии таких технологий является метод “сквозных отверстий через кремний” (“Through Silicon Via”, TSV-технология, 3D-технология). Наиболее перспективным материалом TSV межсоединений является медь благодаря ряду преимуществ перед алюминием, таких как более низкое сопротивление, стойкость к электромиграции, более высокая скорость переключения элементов интегральных микросхем (ИМС) [2, 3].

Медь для заполнения сквозных или глухих отверстий в кремниевых подложках предпочтительно осаждается методом электрохимического осажде-

ния (ECD, electrochemical deposition). Этот метод является экономически эффективным низкотемпературным процессом с такими преимуществами как высокая скорость осаждения, низкие энергозатраты, возможность обработки больших и профильных подложек [4, 5].

Обычно сначала на кремнии формируют барьерный слой (нитрид кремния, диоксид кремния, титан, нитрид титана и др.). Перед электрохимическим осаждением меди на барьерный слой дополнительно осаждают тонкий затравочный слой меди (seed layer), который формируют методом PVD (physical vapor deposition) или CVD (chemical vapor deposition) [6–8]. Однако, при уменьшении размеров отверстий менее 100 нм затравочный слой становится значительной частью металлизации. В результате были разработаны методы непосредственного осаждения меди на барьерный слой без затравочного покрытия (seedless copper electrochemical deposition, SECD) [9–11].

Технологически, создание такой металлизации и монтаж интегральных схем включает последова-

тельное нанесение на кремниевые пластины пленок разнородных материалов (металлов) с различными электрофизическими свойствами. Требования к таким последовательно наносимым слоям включают: хорошее сцепление с зеркальной поверхностью кремниевых пластин и между собой, мелкозернистость, беспорядочность, однородность, равномерная толщина, термостойкость.

Механические напряжения, возникающие в многослойных структурах при нагревании из-за различия в величине температурного коэффициента линейного расширения (ТКЛР), могут вносить значительный вклад в общую внутреннюю энергию системы [12–14]. Ухудшение термостойкости нанокристаллических композитов (в данном случае электрохимической меди в вертикальных микро-, наноотверстиях) является следствием очень высокой свободной энергии, аккумулированной на границах зёрен, которая приводит к большой движущей силе, способствующей росту зёрен [15].

Термическое поведение любого композита, в нашей работе структур  $\text{SiO}_2/\text{Cu}$  (стенки отверстий) и  $\text{Si}/\text{TiSi}_2/\text{TiN}/\text{Cu}$  (дно отверстий), определяется несколькими характеристиками материалов, его образующих: объемная доля, тип микроструктуры и ТКЛР компонентов (составных частей) композита, наличие пустот (незаполненных областей) и дефектов в объеме композитного материала [16].

Метод дифференциально-термического анализа при относительной простоте реализации дает достоверную информацию о термическом поведении образцов в широком интервале температур по заданной программе и является достаточно чувствительным при исследовании структурированных материалов [17].

Практический интерес исследований в этом направлении связан также с тем, что встраивание медных столбиков в химически и термически инертную матрицу из оксида кремния является многоступенчатым процессом, включающим, в том числе, несколько термических операций. Кроме того, в перспективе такие образцы планируется использовать при изготовлении транзисторных структур с каналом на основе графена, а осаждение слоев графена проводится при достаточно высокой температуре. Поэтому задача исследования термодинамических свойств структур  $\text{SiO}_2/\text{Cu}$  (стенки отверстий) и  $\text{Si}/\text{TiSi}_2/\text{TiN}/\text{Cu}$  (дно отверстий) является актуальной и необходимой.

В связи с вышеизложенным, целью данной работы является комплексное исследование структурно-морфологических и термодинамических характеристик электрохимических осадков  $\text{Cu}$  в матрице вертикальных отверстий разного диаметра в подложках  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  с барьерным слоем  $\text{TiN}$  на дне отверстий. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании 3D микро-, нано-

структур, в микроэлектромеханических системах (МЭМС) и для 3D сборки кристаллов ИМС, в том числе при создании транзисторных структур с каналом на основе графена.

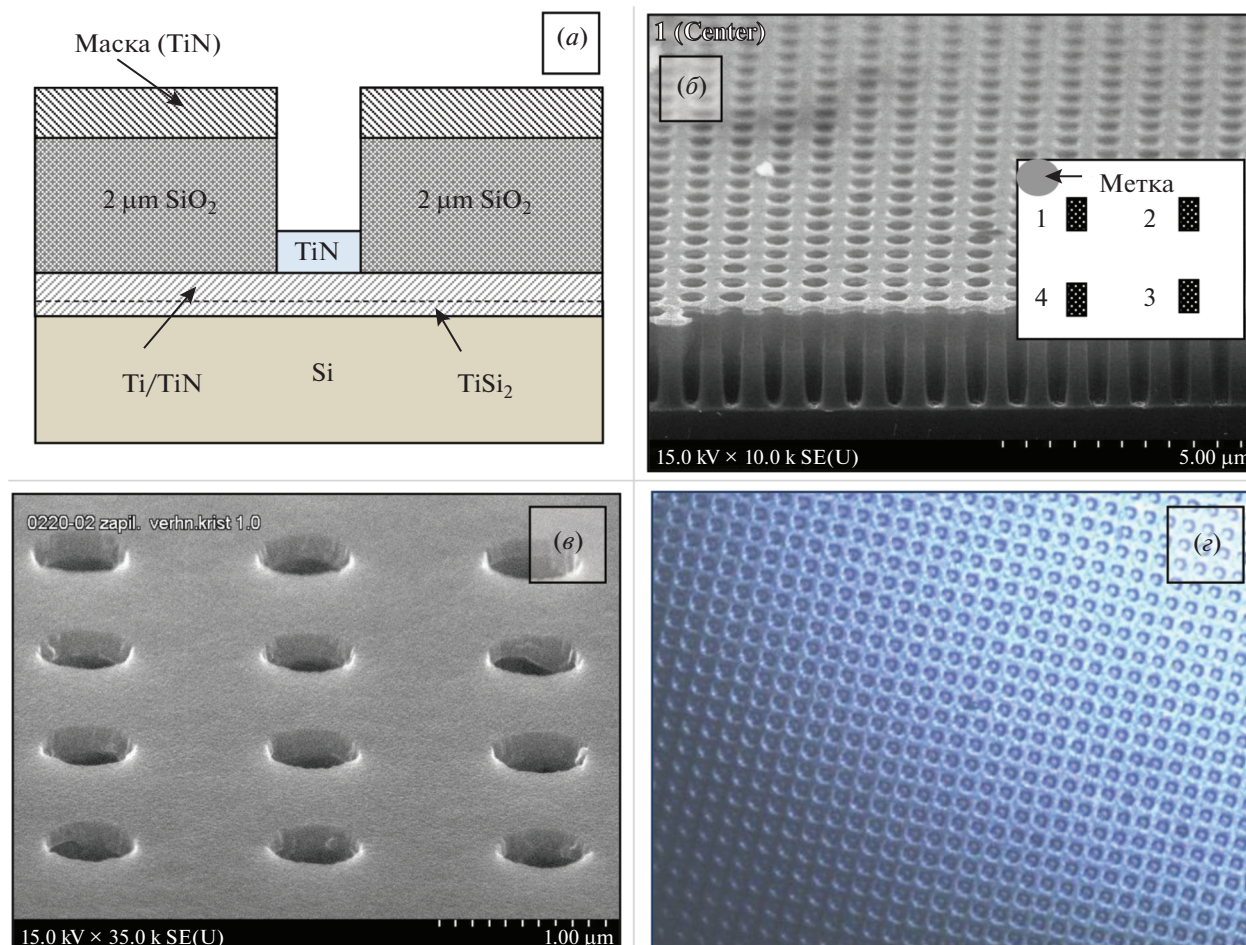
## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве исходных подложек использовались пластины легированного фосфором монокристаллического кремния *n*-типа марки КЭФ-1.5 (100) с удельным сопротивлением 1.5 Ом см. Последующее осаждение сплошных слоев  $\text{Ti}$  и  $\text{TiN}$ , формирование матрицы упорядоченных вертикальных отверстий в оксиде кремния, барьерного слоя на дне отверстий и  $\text{TiN}$  маски на поверхности пластины осуществляли на ОАО “Интеграл” в кластерной установке вакуумного типа “Endura 5500 PVD” фирмы “Applied Materials”, как описано в патенте [18].

Быстрая термическая обработка (БТО) для формирования силицида титана на границе раздела  $\text{Si}/\text{Ti}$  выполнялась на установке “Heatpulse 8108” фирмы “AG Associates”. В результате проведения отжига пленки  $\text{Ti}$  на  $\text{Si}$  в среде азота формировалась структура  $\text{Si}/\text{TiSi}_2/\text{Ti}/\text{TiN}$ . Способ позволяет формировать пленки дисилицида титана модификации  $\text{C54}$  с высокой электропроводностью. При этом исключается образование модификации типа  $\text{C49}$  с низкой электропроводностью. В результате в слое  $\text{SiO}_2$  формируются глухие отверстия разного диаметра в виде усеченных конусов с барьерным слоем  $\text{TiN}$  на дне [18]. Пленки  $\text{TiN}$  имеют хорошую адгезию к кремнию и, кроме того, обладают высокой твердостью, химической инертностью и термодинамической стабильностью.

Схема и внешний вид фрагмента исходной тестовой структуры экспериментального образца с матрицей глухих отверстий показаны на рис. 1. На одной подложке расположено четыре модуля с матрицей отверстий разного диаметра: 500, 1000, 1500 и 2000 нм (вставка на рис. 1б). Форма отверстий, определяемая рисунком фотолитографической маски, достаточно регулярная и однородная. Глубина отверстий определяется толщиной диэлектрического слоя  $\text{SiO}_2$  и составляет  $2000 \pm 50$  нм. Морфология отверстий по глубине трапециевидная, стенки отверстий гладкие. Толщина маски из нитрида титана на поверхности образца равна  $110 \pm 10$  нм, барьерного слоя на дне отверстий  $80 \pm 10$  нм. Процесс изготовления образцов (процесс получения медных контактных переходов) подробно описан в предыдущей работе авторов [19].

Микроструктуру, морфологию поверхности и поперечных срезов структур  $\text{SiO}_2/\text{Cu}$  (стенки отверстий) и  $\text{Si}/\text{TiSi}_2/\text{TiN}/\text{Cu}$  (дно отверстий) исследовали методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на разных стадиях изготовления. Использовали сканирующий электрон-



**Рис. 1.** Схематическое изображение (а), СЭМ фотографии поперечного сечения (б) и поверхности (в) фрагмента исходного экспериментального образца (модуль с диаметром отверстий 500 нм), СЭМ фотография поверхности (г) фрагмента экспериментального образца после осаждения столбиков меди.

ный микроскоп Hitachi S-7800H при нормальной ориентации пучка электронов и под углом к поверхности, увеличение до 130.000, разрешающая способность  $\sim 10$  нм. Особенности локализации меди в отверстиях и на поверхности  $\text{SiO}_2$  изучались на срезах образцов, полученных посредством резки и полировки поверхности образцов сфокусированным ионным пучком, на микроскопе LYRA 3 TESCAN при максимальном увеличении 150.000.

Дифференциально-термический (ДТА) и термогравиметрический (ТГ) анализ образцов проводили с использованием синхронного термического анализатора NETZSCH STA 409 PC/PG Luxx (Германия) с вертикальной загрузкой образцов. Навеску образца весом 30–50 мг помещали в алундовый тигель открытого типа. Измерения проводили в динамической воздушной атмосфере (скорость потока воздуха 50 мл/мин, защитный газ – аргон). Интервал температур – от комнатной до  $900^\circ\text{C}$ , скорость нагрева 10–20 град/мин.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 показаны СЭМ изображения сколов образцов  $\text{SiO}_2/\text{Cu}$  и  $\text{Si}/\text{TiSi}_2/\text{TiN}/\text{Cu}$  с отверстиями разного диаметра.

Принципиальной разницы в качестве заполнения отверстий данного диапазона диаметров не обнаружено. Как уже отмечалось, на одном кристалле размещались 4 участка (модуля) с отверстиями разного диаметра. В работе [19] показано, что чем ближе столбик металла к поверхности, тем больше плотность тока и скорость осаждения. То есть, в любом случае при подходе металла к поверхности происходит сначала образование наростов (в виде колпачков), а затем распространение металла по поверхности образца. Поэтому после операции электрохимического осаждения проводится очистка поверхности от избытков металла и полировка поверхности подложек, так как в любой конкретной схеме кроме переходных отверстий имеются канавки разной конфигурации и размера.



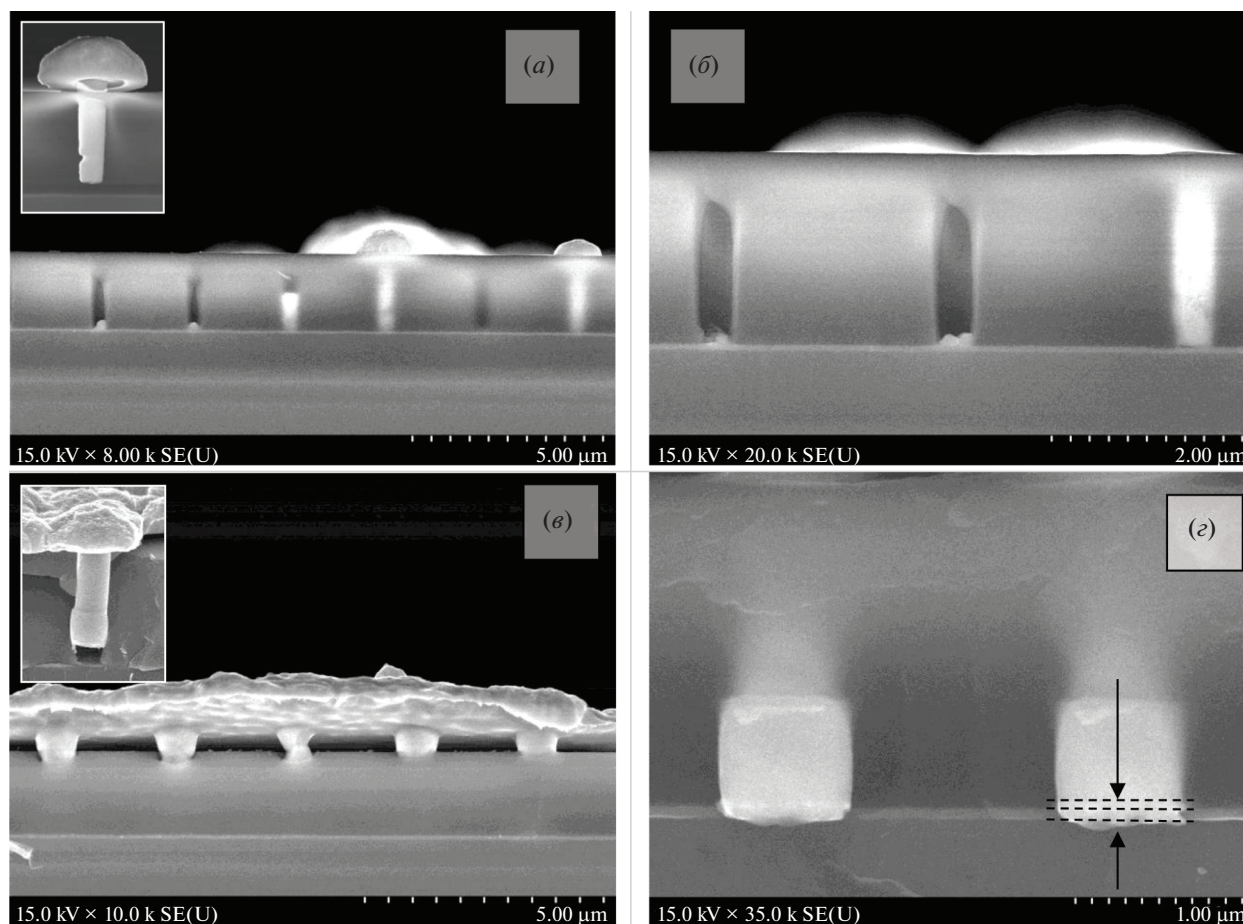


Рис. 2. СЭМ изображения сколов структур  $\text{SiO}_2/\text{Cu}$  и  $\text{Si}/\text{Si}/\text{TiSi}_2/\text{TiN}/\text{Cu}$  для образцов двух типов (неактивированных – а, б, активированных – в, г).

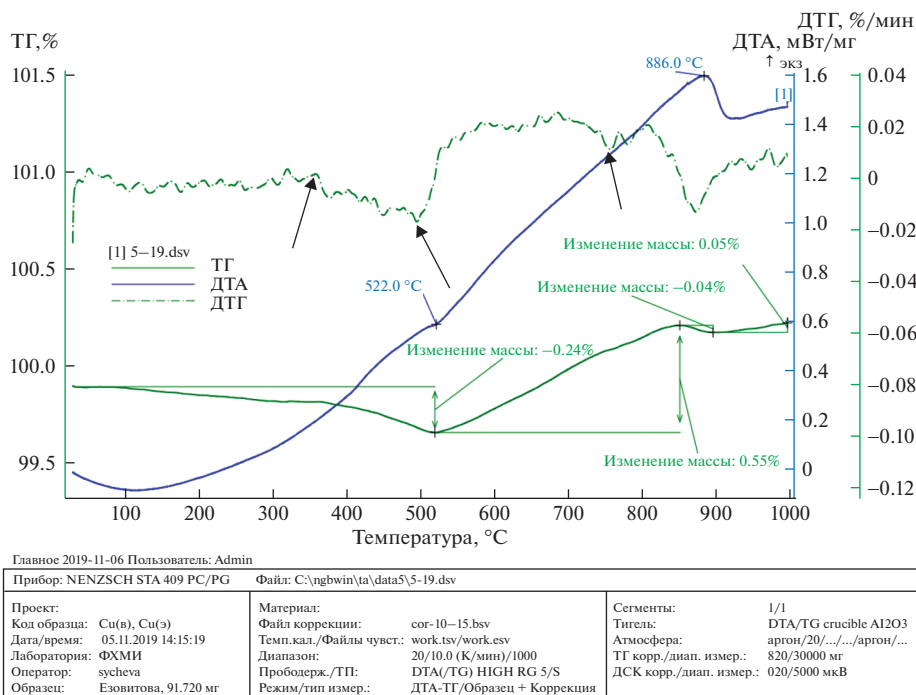
Анализ СЭМ фотографий сколов неактивированных образцов показывает, что на начальном этапе большинство отверстий заполняются. Основная причина неравномерного заполнения отверстий обусловлена особенностями электрохимического осаждения  $\text{Cu}$  на гладкую поверхность плохо смачиваемого барьерного слоя  $\text{TiN}$ .

В образцах, изготовленных с активацией поверхности барьерного слоя  $\text{TiN}$ , при идентичных условиях осаждения (тип электролита, потенциал  $-1.6$  В, время осаждения 5 мин) металл осаждается во все отверстия равномерно и выходит на поверхность. Над поверхностью маски происходит более интенсивное латеральное разрастание агломератов меди. Столбики меди имеют осевую симметрию, повторяя форму отверстий, но в основании несколько шире. Это связано с тем, что в процессе химической обработки образцов (активации) происходит неравномерное травление стенок отверстий в двухслойном оксиде кремния (рис. 2г). Оксид кремния состоит из двух слоев: нижний слой толщиной  $0.6 \pm 0.05$  мкм получен методом химического осаждения из паровой фазы (CVD), а верхний

толщиной  $1.4 \pm 0.07$  мкм – методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (plasma enhanced chemical vapor deposition, PECVD). PECVD оксид проявляет более высокую химическую стойкость в буферном растворе, используемом для обработки дна отверстий, а CVD-оксид (нижняя часть столбиков) растворяется быстрее, как показано на рис. 2г [19, 20].

Ранее [19] было установлено, что морфология столбиков меди в переходных отверстиях определяется в основном процессом изготовления матрицы (в том числе на этапе активации), а не процессом электрохимического осаждения. Нитрид титана в используемом для активации буферном растворе не растворяется. Кроме того, у основания столбика (рис. 2г) возможно образование смачивающего слоя  $\text{Cu}$  (толщина прослойки на дне отверстий несколько больше толщины исходного слоя  $\text{TiN}$ , как показано стрелками).

В процессе активации изменяется также поверхность маски, она становится более шероховатой, поэтому над ее поверхностью происходит более интенсивное латеральное разраста-



**Рис. 3.** Результаты термогравиметрического анализа образцов электрохимически осажденной Cu в переходных отверстиях подложки Si/SiO<sub>2</sub> в аргоне.

ние агломератов Cu, чем в варианте без активации (рис. 2а — без активации, рис. 2в — с активацией поверхности).

Для исследования термодинамических характеристик образцов использовали систему комплексного термического анализа — метод, при котором регистрируется разность температур исследуемого образца и эталона (ДТА), а также изменение массы образца в зависимости от температуры и времени (ТГ). В результате были получены ТГ зависимости изменения массы навески от температуры и времени. Для интерпретации результатов ТГ анализа была проведена обработка ТГ кривых. В частности, производная от ТГ сигнала (скорость изменения массы), представляемая кривой ДТГ, позволила точно установить момент времени и температуру, при которой изменение массы происходит наиболее быстро.

На рис. 3 и в табл. 1 представлены результаты термогравиметрического анализа. Так как в данных тестовых образцах переходные отверстия имеют разный диаметр, и, следовательно, заполняются с разной скоростью, образование избыточной меди на поверхности неизбежно. Поэтому исследовали образцы с незаполненными до поверхности отверстиями. После промывки в дистиллированной воде и сушки феном проводили ионную очистку поверхности образцов в среде аргона. В результате количество меди в образцах было небольшим (по сравнению с общей массой образца) — только в микроотверстиях. Кроме того, исходные образ-

цы (до осаждения Cu) уже подвергались термической обработке в процессе изготовления матрицы Si/SiO<sub>2</sub> с отверстиями. Поэтому изменение массы в процентах тоже небольшое, но вполне очевидное на полученных зависимостях.

На ТГ зависимостях можно выделить несколько участков потери массы. На первом участке, вплоть до 522 °C происходит постепенное уменьшение массы, что может быть связано сначала (до 200 °C) с потерей физически адсорбированной воды. Далее происходят процессы рекристаллизации меди [21]. Исходный термический оксид кремния представляет собой рентгеноаморфный материал, переходящий в кристаллическую форму только при температуре свыше 1000 °C, то есть не влияет на исследуемый процесс.

Изменения в структуре депозита (Cu), происходящие при температуре до 300 °C, свидетельствуют о протекании в нем релаксационных процессов, связанных, возможно, с формированием новых зерен с большеугловыми границами (например, путем коалесценции субзерен). В сигнале ДТГ, полученном при скорости нагрева 10 град/мин при температуре 130–300 °C, т. е. до начала интенсивного роста зерен, расположены два слабовыраженных эндотермических пика (190 и 250 °C), также указывающие на то, что в данном интервале температур начинается структурная перестройка.

Суммарное изменение массы образцов на этом участке составляет около 0.24%. На втором эта-

**Таблица 1.** Данные по изменению массы при термической обработке образцов

Температурный интервал, °С	Изменение массы, %	Температура перехода, °С
22–100	–0.05	–
100–320	–0.8 (H <sub>2</sub> O)	320
22–522	–0.24 <sup>1</sup>	522
522–886	0.55	886
100–886	0.79	–
886–900	–0.04	886
900–1000	0.05	925
22–1000	0.88 <sup>1</sup>	522, 886
Количество тепловой энергии, мВт/мГ	1.6	886

<sup>1</sup> Суммарное изменение массы.

пе, в диапазоне температур 522–886°С, происходит быстрое изменение массы на величину 0.55% (суммарное изменение от исходной массы составляет 0.79%). Кроме того, наблюдается явно выраженный экзотермический эффект при температуре 886°С. Эти эффекты более выражены при низкой скорости нагрева, и в последующих циклах нагревания того же образца не наблюдаются, то есть необратимы [17].

Из кривых ТГ и ДТГ видно, что начало фазовых изменений в образце (и в Cu) начинается при температуре выше 860°С. На сегменте нагрева кривой ДТА (на участке 900–1000°С) наблюдается поглощение тепла (эндотермический процесс), которое можно связать с фазовым переходом в кристаллах Cu (плавлением). Пик плавления смещён в область более низких температур (925°С) по сравнению с пиком плавления для макроскопических образцов Cu (1083°С). Наблюдаемые для композита температурные эффекты, скорее всего, обусловлены не свойствами Si/SiO<sub>2</sub> матрицы, а природой осаждаемого в отверстия материала в условиях ограниченного пространства.

Самыми заметными особенностями полученных экспериментальных данных являются следующие: сначала небольшая потеря массы образца (522°С), затем ее рост (до 886°С), то есть наличие двух температурных интервалов (и переходов), связанных с процессами рекристаллизации и окисления, и появление двух интервалов термической стабильности: для депозита Cu и для композита в целом. Не исключено, что после 886°С начинается процесс локального плавления столбиков Cu, несмотря на то, что температура плавления чистой бескислородной массивной меди равна 1083°С.

В начале процесса нагрева, до 150°С, происходит небольшая потеря массы, связанная с удалением физически адсорбированной воды, используемой для промывки образцов [22]. При повышении температуры в диапазоне 200–380°С происходит конкуренция нескольких процессов: потеря мас-

сы вследствие продолжения испарения и начало рекристаллизации кристаллитов Cu (200–330°С). В диапазоне 360–522°С происходит одновременно процесс перестройки кристаллической структуры депозита (Cu) и начинается процесс его окисления по границам зерен (небольшой рост массы и слабо выраженный пик при 500°С), который продолжается в диапазоне от 500 до 760°С [23]. Об этом свидетельствуют несколько точек перегиба при 360, 500 и 750°С на кривой ДТА (показаны стрелками). Несмотря на то, что процесс проводится в аргоне, незначительное окисление по границам зерен, возможно, происходит за счет испарившейся влаги. Тигель, в котором находится образец, небольшой по объему, поэтому такой влаги достаточно.

В работе [24] сообщалось, что электрохимически осажденные пленки Cu толщиной 1.0–1.8 мкм, осажденные на кремниевую подложку с подслоем Ta толщиной 30 нм, начинают окисляться на воздухе (сухое окисление) в диапазоне температур 200–450°С с образованием закиси меди Cu<sub>2</sub>O красного цвета. При температуре около 500°С оксид становится черным (это уже оксид меди CuO), и при дальнейшем увеличении температуры до 600°С отслаивается от подложки, точнее, от адгезионного подслоя Ta. Но, поскольку в нашем случае не сплошная пленка Cu, а столбики диаметром 500 нм и высотой 2000 нм и другая атмосфера (аргон и небольшое количество паров воды), то температурный диапазон и степень окисления немного отличаются.

До отжига размер зерен в столбиках Cu имеет величину 100–300 нм в зависимости от условий осаждения и диаметра отверстий. Однако, после достижения температуры 360°С наблюдается заметное уменьшение массы образца из-за быстрого роста зерен (первичная рекристаллизация). Эта температура близка к значениям для электроосажденных пленок Cu, представленным в других публикациях [21, 25, 26].

Теоретически, температура начала рекристаллизации металлов, подвергнутых значительной деформации, составляет некоторую долю от температуры плавления металла:  $T_{\text{рекр}} = aT_{\text{пл}}$  (правило А.А. Бочвара [27]). Значение коэффициента  $a$  зависит от чистоты металла и степени пластической деформации, в данном случае вызванной существенным различием термоупругих характеристик компонентов композитного материала (модуль Юнга и ТКЛР для меди и оксида кремния). Для металлов технической чистоты,  $a = 0.2-0.4$  и понижается с увеличением степени деформации. То есть, для массивной меди технической чистоты температура начала рекристаллизации может находиться в диапазоне от 216 до 433°C:  $T_{\text{рекр}} = 0.4T_{\text{пл}} = (0.2-0.4) \times 1083 = 216-433^\circ\text{C}$ . Поэтому на практике Cu обычно подвергают двум видам термической обработки: отжигу для уменьшения остаточных напряжений и рекристаллизационному отжигу. Температура начала рекристаллизации бескислородной меди высокой частоты составляет 200–240°C, а электролитической деформированной меди составляет 180–230°C в зависимости от содержания кислорода [28].

Согласно опубликованным данным, активация процессов рекристаллизации в монокристаллической деформированной меди (например, в условиях ограниченного пространства), приводящих к росту размеров зерен, начинается при температуре 350–360°C в зависимости от кристаллографического направления [29]. Авторы предполагают, что при такой температуре образуются парные рекристаллизованные зерна (бимодальная зеренная микроструктура), имеющие когерентную двойную границу. Более мелкие зерна (“близнецы отжига”) были обнаружены внутри более крупных рекристаллизованных зерен. В наших образцах температура начала рекристаллизации в инертной атмосфере (аргоне) равна 320°C. Процесс рекристаллизации усиливается при повышении температуры от 370 до 522°C.

Полиэкстремальный характер ДТГ зависимости также показывает, что одновременно с процессами рекристаллизации происходит процесс окисления Cu на границах зерен за счет кислорода в оксиде кремния [26] и в парах адсорбированной влаги [24]. Но, поскольку изменение массы за счет этих процессов незначительно (эксперимент проводился в аргоне), оно не оказывает существенного влияния на поведение композитной структуры Si/SiO<sub>2</sub>/Cu.

Таким образом, температура  $T_1 = 500^\circ\text{C}$  соответствует началу интенсивного роста зерен и термоокислительного процесса Cu в композите (кривые ДТА и ДТГ смещаются вверх). Затем начинается процесс термодеструкции композита при температуре  $T_2 = 750^\circ\text{C}$  – кривая ДТГ идет вниз.

Область температур  $T_1-T_2$  определяет термостойкость меди. Область температур  $T_2-T_3$  (886°C) определяет термостойкость композита в целом, как способность сохранять химический состав и упорядоченную структуру при воздействии повышенной температуры. В работе [30] установлены примерно такие же значения температуры стабильного существования структуры контактный слой TiSi<sub>2</sub>/барьерный слой TiN/Cu – до 750°C, и в контакте SiO<sub>2</sub>/Cu – до 875°C.

Фазовые превращения в столбиках Cu, сжимающие кристаллическую решетку на достаточно большую величину при сохранении ее типа (исходной матрицы), приводят также к локальным напряжениям и изменениям в морфологии поверхности и поперечной структуры переходов.

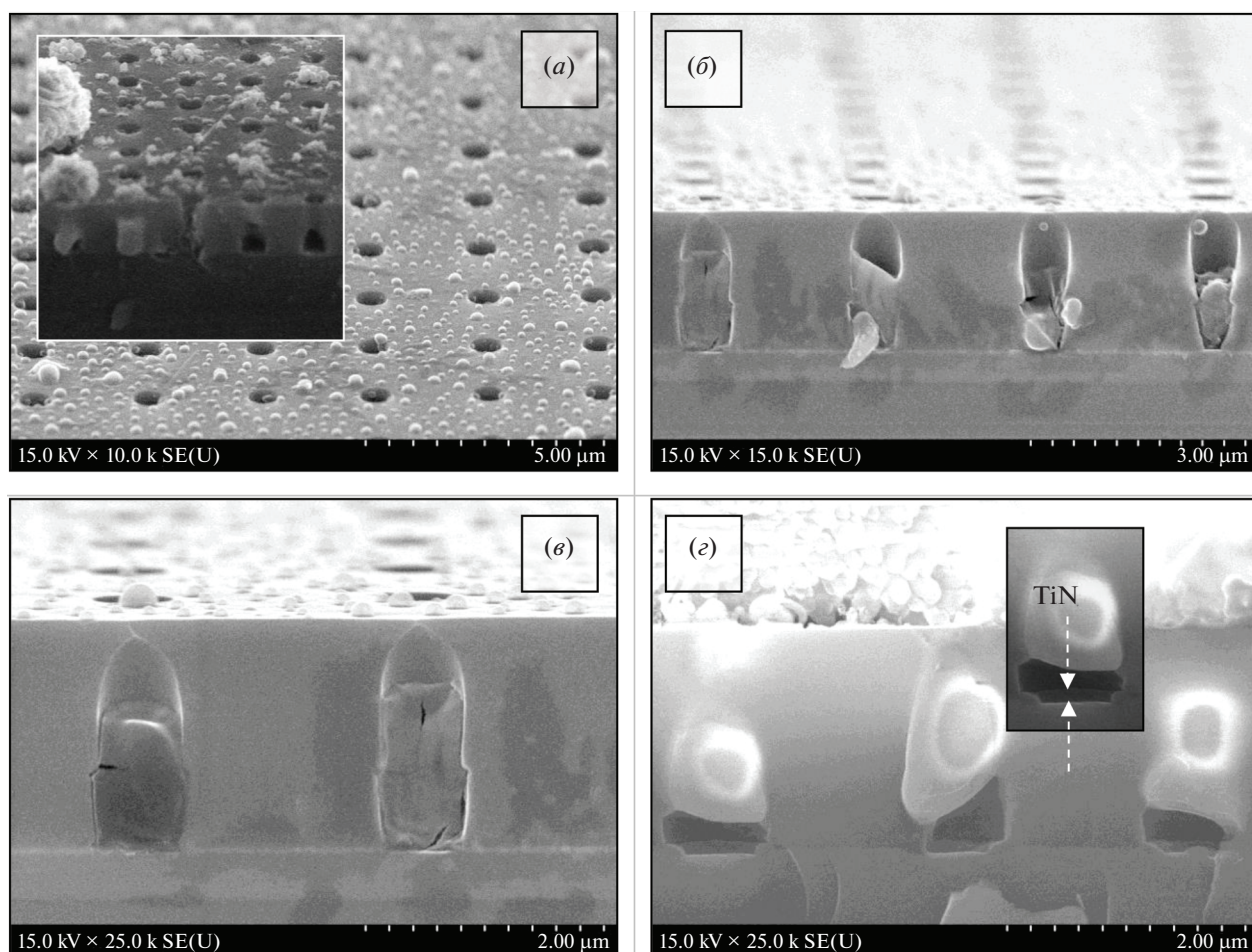
Явно выраженный экзотермический эффект при температуре 886°C связан с несколькими процессами, происходящими в составляющих элементах композита: (1) интенсивным ростом зерен Cu в отверстиях матрицы Si/SiO<sub>2</sub> и (2) началом локального плавления столбиков меди при температуре свыше 886°C. До этой температуры происходит более интенсивный рост зерен, усиливающий механические напряжения в структуре, и плавление начинается при более низкой температуре, чем для технической чистой массивной бескислородной меди (1083°C).

Для проверки данного предположения образцы отжигались в среде, которая может использоваться при осаждении графена. В данном эксперименте тонкие пленки Ni или Cu (катализаторы осаждения графена) не осаждались на поверхность, так как эксперимент проводился с целью исследования термической и химической стойкости многослойной структуры с медными столбиками (контактными переходами). Синтез графена обычно проводят в смеси газов метан/водород/азот при температуре 750–1000°C. Такая же среда использовалась в данной работе при отжиге экспериментальных образцов.

Морфология матрицы с заполненными медью отверстиями после отжига в указанных условиях исследовалась методом СЭМ; результаты показаны на рис. 4.

Согласно полученным данным, поверхность и внутренняя вертикально упорядоченная структура отверстий остаются почти неизменными вплоть до 800°C. Отверстия сохраняют свою форму, размеры и упаковку, но видны участки, в которых сконцентрированы механические напряжения – на границе с SiO<sub>2</sub> и на дне отверстий (граница Si с TiSi<sub>2</sub>/TiN). Скорее всего, это связано с тем, что величины ТКЛР дисилицида титана и кремния (на дне отверстий) различаются в 4 раза – у TiSi<sub>2</sub> он существенно выше. Это различие, как показывают ли-





**Рис. 4.** СЭМ фотографии поверхности (а) и поперечных сколов (б, в, з) экспериментальных образцов (матрица Si/SiO<sub>2</sub> со столбиками Си в переходных отверстиях) на разных участках после отжига при температуре 800°C в среде для осаждения графена.

тературные данные [31], и обуславливает возникновение внутренних напряжений в этих местах.

Исследование зависимости напряжений при комнатной температуре от температуры БТО пленки титана<sup>1</sup> показало, что напряжения носят растягивающий характер и практически линейно увеличиваются от 0.15 до 1.00 ГПа с ростом температуры. Такая величина почти полностью соответствует термическим напряжениям, возникающим в системе дисилицид титана-кремний за счет разницы ТКЛР данных материалов [32, 33]. Это различие и обуславливает возникновение внутренних напряжений на границах раздела.

На рис. 5 представлены СЭМ фотографии поверхности экспериментального образца после отжига при температуре 950°C в среде для осаждения графена.

<sup>1</sup> БТО проводилась в два этапа: сначала при температуре 650°C в течение 30 с, затем при 850°C в течение 30 с.

Образец изготавливался в электролите № 2 (225 г/л CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O + 15 г/л K<sub>2</sub>P<sub>2</sub>O<sub>7</sub>) (участок 4, зазор 1.5 мкм, окно 0.5 мкм,  $S_{\text{эфф}}^{\Sigma} = 3.1 \text{ мм}^2$ ): время активации 25 с, потенциал осаждения меди –1.57 В, время осаждения 5 мин. Из фотографий видно, что при данной температуре наблюдается плавление меди над отверстиями заполненными с избытком (шапочки над отверстиями на рис. 4а).

На рис. 6 приведены СЭМ фотографии поверхности аналогичного образца в процессе отжига от 800°C (I этап) до 950°C (III этап) в среде для осаждения графена. Для сравнения на рис. 6 приведены также СЭМ фотографиями поверхности тонкой пленки Си (толщиной 50 нм) на инертной поверхности Ta–W–N из работы [34]. На фотографиях приведены СЭМ изображения поверхности на разных стадиях процесса плавления Си: область I – начало локального плавления (пленка остается сплошной), область II – усиление (распространение) плавления по всей поверхности



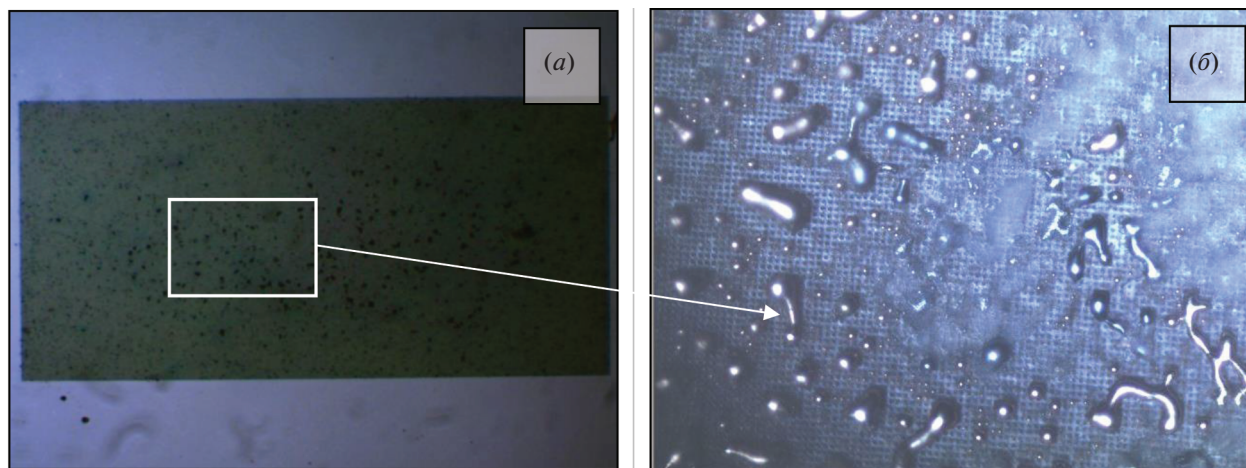


Рис. 5. СЭМ фотографии поверхности экспериментального образца (матрица Si/SiO<sub>2</sub> со столбиками Cu в переходных отверстиях) после отжига при температуре 950°C в среде для осаждения графена.

(и растекание Cu), область III – образование капель Cu, диспергирование.

Представленные результаты подтверждают данные ДТА и ТГА измерений (рис. 3): температура начала плавления Cu (экзотермический пик на ДТА кривой) в переходных отверстиях композитной структуры SiO<sub>2</sub>/Cu (стенки отверстий) и Si/TiSi<sub>2</sub>/TiN/Cu (дно отверстий) равна 886°C, температура плавления Cu (эндотермический пик на ДТА кривой) равна 925°C. Температура плавления-диспергирования, согласно представленным на рис. 5 и рис. 6 данным, находится в диапазоне 900–950°C и составляет ~925°C, то есть ниже температуры плавления макроскопических образцов Cu (1083°C) на 158°C. Пик плавления сместился в область более низких температур (900–950)°C. Температура плавления тонкой пленки Cu (толщина ~50 нм) на инертной поверхности Ta–W–N снизилась на 250 до 833°C [34].

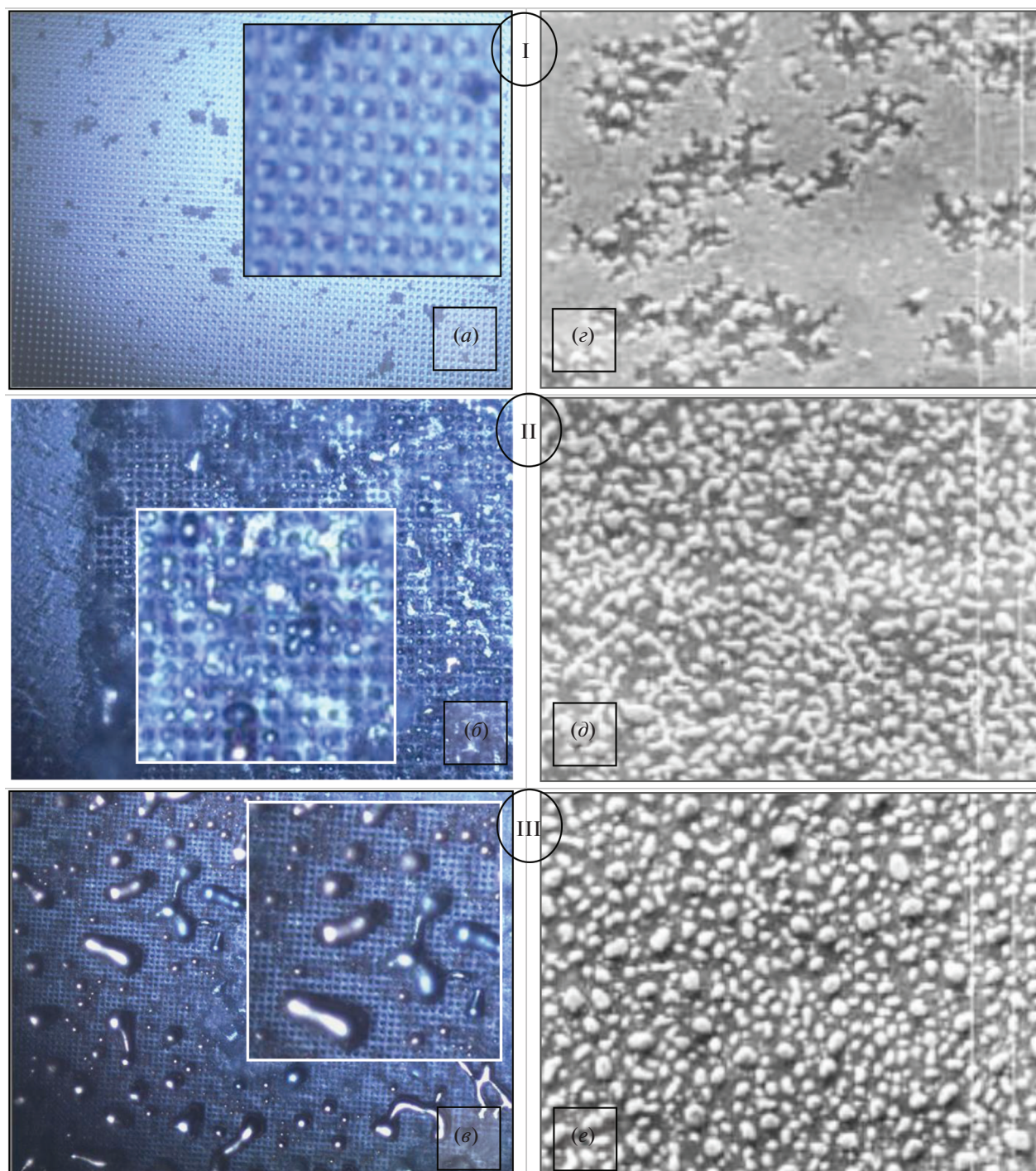
В настоящей работе детально рассматриваются причины снижения температуры плавления тонких пленок Cu и механизм плавления-диспергирования при более низкой температуре (размерные эффекты в пленках нанометровой толщины). В нашем случае смещение температуры существенно меньше, и механизм снижения температуры плавления, скорее всего, связан с различием в термоупругих характеристиках составляющих композитной структуры (1), а также с тем, что столбики Cu находятся в условиях ограниченного пространства (2) в глухих отверстиях диаметром 500 нм и глубиной 2000 нм. Но есть и общие черты, свойственные процессам плавления металлов: сначала происходит локальное плавление и растекание по поверхности с последующим диспергированием (собираем в капли). Диспергирование является энергетически выгодным процессом уменьшения

суммарной энергии объекта за счет снижения абсолютной поверхностной энергии (снижение энергии системы за счет оптимизации формы) [34, 35].

Таким образом, результаты термодинамических исследований показывают, что первичная рекристаллизация депозита – столбиков Cu в отверстиях не приводит к значительным изменениям морфологии пористой структуры до температуры около 750–800°C. То есть, матрица Si/SiO<sub>2</sub> почти не изменяет своих формообразующих свойств. Более значительные изменения происходят со столбиками Cu. В основном они отслаиваются от дна отверстий, то есть нарушается адгезия к барьерному слою. Возможно, что это является результатом разрушения образца при формировании скола для СЭМ съемки, поскольку на изображении имеются столбики, явно сохранившие свое положение в отверстиях. Размер (диаметр) столбиков, очевидно, несколько увеличился.

Спекание и плавление меди наблюдается на поверхности (не внутри столбиков!) при более низкой температуре 886°C. Температура плавления бескислородной меди высокого качества равна 1083 ± 0.1°C (1358 K), электрохимической меди немного ниже – до 900°C из-за наличия примесей из электролита осаждения [28, 35]. Происходящие изменения в морфологии столбиков вызваны, скорее всего, различиями в термоупругих характеристиках материалов композитной структуры. Кроме того, на поведение заключенных в поры матрицы частиц, в отличие от их поведения в свободном состоянии, существенное влияние оказывают межфазные границы “матрица – кристалл”. Например, для металлических частиц в матрице пористого материала может наблюдаться не только понижение, но и повышение температуры плавления [36]. Это противоречит теоретическим представлениям, разработанным для сво-





**Рис. 6.** СЭМ фотографии поверхности экспериментального образца после отжига при температуре  $950^{\circ}\text{C}$  в среде для осаждения графена (*a, б, в*) в сравнении с образцом тонкой пленки Cu на инертной поверхности Ta–W–N (*з, д, е*) [34]: I этап – начало локального плавления, II этап – распространение плавления по всей поверхности образца, III этап – диспергирование Cu.

бодных частиц, и требует введения дополнительных параметров, учитывающих, в частности, механические напряжения [13]. Механические напряжения, возникающие при нагревании вследствие (1) различия ТКЛР матрицы и частицы, и (2) аномального

увеличения размеров кристаллитов в условиях ограниченного пространства (в узких каналах переходных отверстий), могут также давать существенный вклад в общую энергию системы. Считается, что ухудшение термостойкости нанокри-

**Таблица 2.** Термоупругие характеристики компонентов композитной структуры Si/SiO<sub>2</sub>/Cu

Параметр	Cu	SiO <sub>2</sub>	Si
Модуль Юнга, $E$ , ГПа	121.0	71.4	130.91
Коэффициент Пуассона ( $\nu$ )	0.3	0.16	0.28
ТКЛР, $10^{-6} \text{ K}^{-1}$	17.3	0.5	2.6
Температура плавления, °C	1083 ± 0.1 (1358 K)	—	1420 (1693 K)

**Таблица 3.** Модуль Юнга меди при различных температурах [37]

Температура, °C	27	38	95	149	204	260
Модуль Юнга, $E$ , ГПа	121.00	120.48	117.88	115.24	112.64	110.00

сталлических материалов является следствием очень высокой свободной энергии, аккумулированной на границах зерен, которая приводит к большой движущей силе, способствующей росту зерен [13, 15].

Известно, что термическое поведение любого композита (композитной структуры Si/SiO<sub>2</sub>/Cu в нашем случае) определяется несколькими характеристиками образующих композит материалов, такими как объемная доля каждого элемента, тип микроструктуры и ТКЛР компонентов композита, наличие пустот (незаполненных областей) и дефектов в объеме композитного материала [16].

В табл. 2 и 3 представлены термоупругие характеристики компонентов композитной структуры: модуль Юнга ( $E$ ), коэффициент Пуассона ( $\nu$ ), ТКЛР для кремния, оксида кремния и меди из разных источников (при разной температуре) [37, 38].

Из таблиц видно, что такие параметры как модуль Юнга и ТКЛР составляющих композита существенно различаются и зависят от температуры, что необходимо учитывать при анализе экспериментальных результатов. Кроме того, в электрохимической меди в условиях неизотермического отжига наблюдается аномальный рост зерен. Такие эффекты и являются причиной отслаивания и изменения размеров столбиков Cu. Поэтому, при выборе метода и условий осаждения графена на поверхность структурированных образцов, кроме обеспечения атомарно гладкой поверхности образцов, необходимо учитывать и представленные экспериментальные результаты.

В работах [37, 39] рассматриваются проблемы термомеханической надежности TSV отверстий при высокотемпературной обработке. Из-за уникальной особенности структуры TSV отверстий и большого различия ТКЛР между кремниевой подложкой, материалом диэлектрического слоя и металлическим столбиком, могут возникнуть большие внутренние напряжения, которые приводят к различным проблемам надежности, таким как когезионное растрескивание и/или расслоение (отслоение) на границах раздела. Результаты термоме-

ханического анализа TSV отверстий, полученные теоретически с использованием модели конечных элементов FE (2-D Finite Element fracture model) и экспериментально методом дифракция рентгеновских лучей XRD [37] свидетельствуют о том, что большие градиенты напряжений и пластическая деформация возникают на дне гальванических столбиков Cu вблизи границ раздела (по периметру дна отверстия).

Теоретический анализ показал, что вероятность G формирования трещин в местах стыка глухих и сквозных отверстий с матрицей Si/SiO<sub>2</sub> возрастает с увеличением аспектного отношения (*a.o.*) отверстий и диаметра сквозных отверстий при фиксированном аспектном отношении. Однако, при высоких значениях *a.o.* для идеальных (без пустот и дефектов) столбиков, величина  $G$  может выравняться (уравниваться) с увеличением *a.o.*

В глухих отверстиях на дне столбиков Cu (по краю, границе дна отверстия) могут возникать большие механические напряжения, приводящие к пластической деформации Cu. Эти теоретические результаты сопоставимы с экспериментальными XRD данными. Сделано также предположение, что образование трещин быстрее произойдет на верхней границе Cu площадки (край отверстия на поверхности, скорее всего, разрушится первым). FE анализ трещин не только подтверждает наличие критических мест, но также показывает, что механизмы разрушения будут представлять собой расслоение (образование трещин) на поверхности раздела Cu/SiO<sub>2</sub>, а также когезионное растрескивание диэлектрического слоя.

Проведенные нами термодинамические и СЭМ исследования также показали возможность отслоения столбиков Cu от дна отверстий. Однако, в матрице Si/SiO<sub>2</sub> трещин и расслоений не обнаружено. Скорее всего, это связано с тем, что образцы уже подвергались термической обработке до осаждения Cu (БТО). Подробно такие операции описаны в предыдущей статье. Кроме того, можно предположить, что в поликристаллических столбиках Cu с размером зерна около 200 нм между кри-

сталлитами имеется достаточно пространства для компенсации напряжений в Si/SiO<sub>2</sub> решетке (матрице) во время термообработки [40].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье представлены результаты комплексного исследования структурно-морфологических и термодинамических характеристик электрохимических депозитов Cu в переходных отверстиях с барьерным слоем в подложках Si/SiO<sub>2</sub> методами сканирующей электронной микроскопии и дифференциально-термического анализа.

Исследованы морфологические особенности наноструктур Si/SiO<sub>2</sub>/TiN/Cu, Si/TiSi<sub>2</sub>/TiN/Cu, изготовленных локальным электрохимическим осаждением Cu в обычных промышленно используемых электролитах меднения. Структурно-морфологические исследования показали, что морфология столбиков Cu в переходных отверстиях определяется в большей степени процессом изготовления матрицы (в том числе на этапе активации), чем процессом электрохимического осаждения. Определены причины отсутствия осадка Cu в некоторых отверстиях.

Результаты термодинамических исследований показали, что первичная рекристаллизация депозита (столбиков Cu в отверстиях) не приводит к значительному изменению морфологии пористой структуры до температуры около 750–800°C. То есть, матрица Si/SiO<sub>2</sub> почти не изменяет своих формообразующих свойств в этом температурном диапазоне. Более значительные изменения происходят со столбиками Cu. Спекание и плавление Cu наблюдается на поверхности (не внутри столбиков) при более низкой температуре 886°C, чем температура плавления бескислородной меди высокого качества (1083 ± 0.1°C) и электрохимической меди (до 900°C) из-за наличия примесей в депозите из электролита осаждения. Установлено, что происходящие изменения в морфологии столбиков вызваны различиями термоупругих характеристик материалов композитной структуры.

Установлено, что температура  $T_1 = 500^\circ\text{C}$  соответствует началу интенсивного роста зерен и термоокислительного процесса Cu в отверстиях, затем начинается процесс термодеструкции композита при температуре  $T_2 = 750^\circ\text{C}$ . Область температур  $T_1$ – $T_2$  определяет термостойкость меди. Область температур  $T_2$ – $T_3$  (886°C) определяет термостойкость композита в целом как способность сохранять химический состав и упорядоченную структуру при повышенной температуре.

Полученные результаты могут быть полезны при определении условий синтеза графена на кремниевых подложках с медными TSV контактными переходами.

Работа выполнена в рамках Государственной научно-технической программы “Фотоника, опто- и микроэлектроника”, подпрограмма “Микро- и наноэлектроника” Министерства образования Республики Беларусь.

Авторы благодарны сотрудникам ОАО “Интеграл” за помощь при изготовлении экспериментальных образцов, оказанную в рамках совместного проекта данной ГНТП.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Yi-Lung Cheng, Chih-Yen Lee, Yao-Liang Huang.* Noble and Precious Metals – Properties, Nanoscale Effects and Applications. Chapter.10. Copper Metal for Semiconductor Interconnects. IntechOpen. 2018. 430 p. <https://doi.org/10.5772/intechopen.69142>
2. *Wolf M.J., Dretschkow T., Wunderle B. et al.* High aspect ratio TSV copper filling with different seed layers // in: ECTC: Electronic Components and Technology Conference, 27–30 May 2008, Lake Buena Vista, FL (IEEE, 2008). P. 563–570.
3. *Radisic A., Lühn O., Philipsen H.G.G. et al.* Copper plating for 3D interconnects // Microelectron. Eng. 2011. V. 88. P. 701–704. <https://doi.org/10.1016/j.mee.2010.06.030>
4. *Electroless Plating: Fundamentals & Applications / Ed. by Mallory G.O., Hajdu J.B.* Orlando.: American Electroplaters and Surface Finishers Society. 1990. 273 p.
5. *Toimil-Molares M.E., Buschmann V., Dobrev D. et al.* Single-crystalline copper nanowires produced by electrochemical deposition in polymeric ion track membranes // Adv. Mater. 2001. V. 13. P. 62–65. <https://doi.org/10.1002/chin.200118218>
6. *Edelstein D., Heidenreich J., Goldblatt R. et al.* Full copper wiring in a sub-0.25 µm CMOS ULSI technology // Proc. IEEE Int. Electron Dev. Meeting. 1997. New York: IEEE. P. 773–776.
7. *Edelstein D.C., Sai-Halasz G.A., Mii Y.J.* LSI on-chip interconnection performance simulations and measurements // IBM J. Res. Dev. 1995. V. 39. P. 383–401. <https://doi.org/10.1147/rd.394.0383>
8. *Song C., Wang Z., Chen Q., et al.* High aspect ratio copper through-silicon-vias for 3D integration // Microelectron. Engin. 2008. V. 85. P. 1952–1956. <https://doi.org/10.1016/j.mee.2008.05.017>
9. *Radisic A., Cao Y., Taephaisitphongse P. et al.* Direct copper electrodeposition on TaN barrier layers // J. Electrochem. Soc. 2003. V. 150 (5). P. C362–C367. <https://doi.org/10.1149/1.1565137>
10. *Moffat T.P., Walker M., Chen P.J. et al.* Electrodeposition of Cu on Ru barrier layers for damascene processing // J. Electrochem. Soc. 2006. V. 153 (1). P. C37–C50. <https://doi.org/10.1149/1.2131826>
11. *Park Kye-Sun, Kim Sunjun.* Seedless copper electrodeposition onto tungsten diffusion barrier // J. Electrochem. Soc. 2010. V. 157. P. D609–D613. <https://doi.org/10.1149/1.3491351>
12. *Mei Q.S., Lu K.* Melting and superheating of crystalline solids: From bulk to nanocrystals // Progress in Mater.



- Sci. 2007. № 52. P. 1175–1262.  
<https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2007.01.001>
13. *Shilyaeva Yu.I., Bardushkin V.V., Gavrilov S.A. et al.* Melting temperature of metal polycrystalline nanowires electrochemically deposited into the pores of anodic aluminum oxide // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2014. V. 16. P. 19394–19401.  
<https://doi.org/10.1039/C4CP02436B>
  14. *Shilyaeva Yu., Gavrilov S., Dudin A. et al.* Anodic aluminium oxide templates for synthesis and study of thermal behaviour of metallic nanowires // *Surface and Interface analysis*. 2015. (wileyonlinelibrary.com)  
<https://doi.org/10.1002/sia.5892>
  15. *Андреевский Р.А.* Наноматериалы: концепция и современные проблемы // *Рос. хим. журн.* 2002. Т. XLVI. № 5. С. 50–56.
  16. *Huber T., Degischer H.P., Lefranc G. et al.* Thermal expansion studies on aluminium-matrix composites with different reinforcement architecture of SiC particles // *Compos. Sci. Technol.* 2006. V. 66. P. 2206–2217.  
<https://doi.org/10.1016/j.compscitech.2005.12.012>
  17. *Уэндланд У.* Термические методы анализа. Пер. с англ. под ред. Степанова В.А., Берштейна В.А. М.: Мир, 1978. 526 с.
  18. *Турцевич А.С., Колос В.В., Адашкевич С.В.В. и др.* Способ формирования пленки дисилицида титана на кремниевой подложке. Патент ВУ № 16839, С1. 2013.02.28.
  19. *Воробьева А.И., Лабунов В.А., Уткина Е.А., Грапов Д.В.* Металлизация переходных отверстий в кремниевых пластинах для создания трехмерных микроструктур // *Микроэлектроника*. 2021. Т. 50. № 1. С. 1–11.  
<https://doi.org/10.31857/S0544126921010105>
  20. *Mikolajunas M., Kaliasasa R., Andruleviciusb M. et al.* A study of stacked PECVD silicon nitride films used for surface micromachined membranes // *Thin Sol. Films*. 2008. V. 516 (23). P. 8788–8792.  
<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2008.06.063>
  21. *Shiliang Wang, Xiaolin Huang, Yuehui He et al.* Synthesis, growth mechanism and thermal stability of copper nanoparticles encapsulated by multi-layer graphene // *Carbon* 2012. V. 2. P. 21–25.  
<https://doi.org/10.1016/j.carbon.2011.12.063>
  22. *Ponder S.M., Darab J.G., Bucher J., Caulder D., Craig I., Davis L. et al.* Surface chemistry and electrochemistry of supported zerovalent iron nanoparticles in the remediation of aqueous metal contaminants // *Chem. Mater.* 2001. V. 13(2). P. 479–86.  
<https://doi.org/10.1021/cm000288r>
  23. *Liu X.M., Zhou Y.C.* Electrochemical synthesis and room temperature oxidation behavior of Cu nanowires // *J. Mater. Res.* 2005. V. 20(9). P. 2371–8.  
<https://doi.org/10.1557/jmr.2005.0288>
  24. *Yao Zhi Hu, Rahul Sharangpani, Sing-Pin Tay.* In situ rapid thermal oxidation and reduction of copper thin films and their applications in ultralarge scale integration // *J. Electrochem. Soc.* 2001. V. 148 (12). P. G669–G675.  
<https://doi.org/10.1149/1.1413480>
  25. *Li Jian, Shacham-Diamand Y., Mayer J.W.* Copper deposition and thermal stability issues in copper-based metallization for ULSI technology // *J. of MRS-bulletin*. 1993. V. 98. № 6. P. 18–21.  
[https://doi.org/10.1016/0920-2307\(92\)90011-O](https://doi.org/10.1016/0920-2307(92)90011-O)
  26. *Benito N., Flores M.* Evidence of mixed oxide formation on the Cu/SiO<sub>2</sub> interface // *J. Phys. Chem. C*. 2017. V. 121. P. 18771–18778.  
<https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.7b06563>
  27. *Горелик С.С.* Рекристаллизация металлов и сплавов. М.: МИСИС, 2005. 211 с.
  28. *Хеснер Ф.* Рекристаллизация металлических материалов / под ред. Хеснера Ф. М.: Металлургия, 1982. 352 с.
  29. *Tatsuya Okada, Hirofumi Tai, Minoru Tagami.* Early-stage recrystallized grains in copper single crystals deformed in tension along <111> direction // *Materials Transactions*. 2017. V. 58. № 4. P. 574–579.  
<https://doi.org/10.2320/matertrans.M2016455>
  30. *Васильев А.Г., Орликовский А.А.* Контактные TiSi<sub>2</sub> и барьерные TiN слои для систем металлизации СБИС // *Микроэлектроника*. 2002. Т. 31. № 1. С. 9–15.
  31. *Chen C.H., Yamaguchi T., Sugawara K.I., Koga K.* Role of stress in the self-limiting oxidation of copper nanoparticles // *J. Phys. Chem. B*. 2005. V. 109(44). P. 20669–20672.  
<https://doi.org/10.1021/jp0546498>
  32. *Анищик В.М., Горушко В.А., Пилипенко В.А. и др.* Физические основы быстрой термообработки и оборудование. Создание многоуровневой металлизации. Мн.: Бел. гос. ун-т. 2000. 144 с.
  33. *Мьюрарка Ш.* Силициды для БИС. Перевод с англ. В.В. Баранова; Под ред. Чистякова Ю.Д. М.: Мир, 1986. 176 с.
  34. *Громов Д.Г., Гаврилов С.А., Редичев Е.Н., Аммосов Р.М.* Кинетика процесса плавления-диспергирования тонких пленок меди // *ФТТ*. 2007. Т. 49. вып. 1. С. 172–178.
  35. *Гегузин Я.Е.* Физика спекания. М.: Наука, 1984. 311 с.
  36. *Mei Q.S., Lu K.* Melting and superheating of crystalline solids: From bulk to nanocrystals // *Progress in Mater. Sci.* 2007. № 52. P. 1175–1262.  
<https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2007.01.001>
  37. *Liu Xi, Chen Qiao, Dixit Pradeep, Chatterjee Ritwik et al.* Failure mechanisms and optimum design for electroplated copper through-silicon vias (TSV) // *IEEE 2009 Electron. Compon. and Technol. Conf.* 2009. P. 624–629.
  38. *Кикоин И.К.* Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
  39. *Ramm P., Wolf M.J., Klumpp A., Wieland R. et al.* Through silicon via technology – processes and reliability for wafer-level 3D system integration // *2008 IEEE Electronic Electron. Compon. and Technol. Conf.* 2008. P. 241–246.  
<https://doi.org/10.1109/ECTC.2008.4550074>
  40. *Gleiter H.* Nanostructured materials: basic concepts and microstructure // *Acta. Mater.* 2000. V. 48. P. 1–29.  
[https://doi.org/10.1016/S1359-6454\(99\)00285-2](https://doi.org/10.1016/S1359-6454(99)00285-2)

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО МАТЕРИАЛА SiGe© 2022 г. С. Ю. Шорстов<sup>а</sup> \*, П. С. Мараховский<sup>а</sup>, Д. Я. Баринов<sup>а</sup>, М. Г. Размахов<sup>а</sup><sup>а</sup>НИЦ “Курчатовский институт” – ВИАМ (Федеральное государственное унитарное предприятие “Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов” Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”), ул. Радио, 17, Москва, 105005 Россия

\*e-mail: Sshorstov7@gmail.com

Поступила в редакцию 28.03.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 12.05.2022 г.

В настоящей работе проведены комплексные исследования теплофизических свойств полупроводникового материала SiGe в общем интервале температур от 200 до 1200°C. Установлены температуры фазовых переходов методом дифференциальной сканирующей калориметрии. Приведены температурные зависимости теплоемкости и температурного коэффициента линейного расширения. Выполнены измерения плотности исследуемых образцов методами гидростатического взвешивания и газовой пикнометрии. Проведен сравнительный анализ полученных результатов измерения, а также показаны методические особенности проведения экспериментов.

*Ключевые слова:* полупроводники, мемристоры, дифференциальная сканирующая калориметрия, температурный коэффициент линейного расширения

DOI: 10.31857/S054412692205009X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые материалы различных видов широко используются при изготовлении компонентов электроники практически во всех отраслях промышленности, в том числе и авиационной. Современные технологии проектирования и разработки авионики представляют собой создание большого количества электронных бортовых систем и приборов. Среди них стоит отметить системы бортового компьютера (FMC – Flight management computer), системы индикации на электронно-лучевых и жидко-кристаллических дисплеях, системы навигации (радио-дальномерное оборудование, автоматические радио-компасы, системы инструментальной посадки (ИЛС)), системы связи и многие другие. При этом с каждым годом оснащение летательных аппаратов требует постоянной модернизации в области увеличения быстродействия и надежности электронных систем, а также снижения их габаритных размеров [1, 2].

Подобные тенденции в области электроники способствовали широкому развитию нейроморфной инженерии и разработке различного рода электронных машин с искусственным интеллектом, приближенным к образу человеческого мозга. Так в 2014 году компанией IBM был разработан первый нейроморфный процессор – TrueNorth. В устрой-

стве реализована работа сети из миллионов искусственных нейронов, соединенных контактами для передачи сигналов – синапсами [3]. Однако использование искусственных синапсов при проектировании нейроморфных архитектур на основе КМОП (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник) – технологии представляет собой серьезную проблему [4]. Фактически, синапсы превосходят по численности нейроны на 3–4 порядка, поэтому для создания их прототипов требуются устройства с высокой плотностью и малым энергопотреблением [5]. Более того, для интеграции их с нейронами на основе КМОП, они должны быть совместимы со стандартными процессами технологии микроэлектроники. В качестве элементов подобных систем перспективными являются устройства с резистивным переключением или мемристоры. Они представляют собой двухполюсные структуры, которые под действием электрического поля могут изменять свою проводимость с состояния с высокой проводимостью “1” на состояние с низкой проводимостью “0” и наоборот [6]. Такое поведение может быть использовано для эмуляции синаптической пластичности. Проявление таких физических процессов наблюдается в материалах с электронной и диффузионной проводимостью зарядов. К таким материалам можно отнести ненасыщен-

ные оксиды металлов и соединения полуметаллических элементов.

На сегодняшний день разработано и исследовано достаточно большое количество мемристоров на основе оксидов металлов, механизм работы которых реализуется за счет создания и контроля кислородных вакансий. Такие устройства обеспечивают не менее  $10^5$  циклов записи – чтения, что говорит о высокой устойчивости к циклической деградации. Однако существует проблема стабильности электрофизических свойств данных устройств, в процессе продолжительной эксплуатации. Также негативный вклад в работу мемристоров на основе оксидов металлов могут вносить самопроизвольные протекающие диффузионные процессы [7–11].

Мемристоры, изготовленные на основе халькогенидов, также находят широкое практическое применение за счет изменения сопротивления материала в зависимости от его фазового состояния. Устройства на основе данных материалов имеют высокую стабильность свойств на протяжении большого количества циклических нагревов (от  $10^9$  до  $10^{13}$  циклов перезаписи). Однако плавление и кристаллизация материала в процессе продолжительной эксплуатации приводит к расслоению и изменению его элементного состава [7, 12].

Еще одним из перспективных материалов при изготовлении мемристивных структур является полупроводниковый материал SiGe. Большой вклад в развитие SiGe-технологии был внесен компанией IBM, изучавшей с начала 80-х годов возможность создания быстродействующих приборов с высокими рабочими частотами на основе сплава кремний–германий. Одной из ключевых проблем, с которой столкнулись разработчики, являлось возникновение большого количества дефектов в виде дислокаций при легировании кремния германием из-за существенного отличия атомов кремния и германия в размерах. Однако, результатом продолжительных исследований стал патент компании на процесс выращивания эпитаксиальных пленок за счет осаждения SiGe из газовой фазы, а также создание SiGe биполярного транзистора с частотой 120 ГГц.

Дальнейшее развитие SiGe-технологии способствовало тому, что на сегодняшний день сплав SiGe находит широчайшее применение в области полупроводниковой электроники при создании различных термоэлементов для быстродействующих устройств за счет стабильной работы и сохранения своих характеристик в процессе эксплуатации [13, 14].

При этом большой научный интерес этот материал представляет и в области изготовления мемристивных устройств. Известен ряд работ о исследовании возможности создания мемристив-

ных устройств, механизм работы которых основывается на движении атомов металла вдоль дислокаций в эпитаксиальных слоях SiGe. В работе [15] продемонстрирована возможность создания массива нитевидных сквозных дислокаций, сформированных в эпитаксиальном слое SiGe, которые при приложении электрического поля могут быть заполнены катионами серебра из вышележащего слоя, а также освободиться от них при изменении полярности. Такие структуры обладают высокой воспроизводимостью резистивного переключения и могут найти широкое применение в создании мемристоров. Также о наличии протяженных дефектов в пластически деформированных кристаллах SiGe указывают авторы в своей работе [16] и отмечают, что источником образования дефекта является движущееся ядро дислокации.

Для создания мемристивных устройств на основе SiGe необходимы обширные исследования и развитие фундаментальных физико-химических представлений о процессах переключения мемристоров различного типа в рамках принципов микроскопической обратимости, теории фазовых переходов и фазовых равновесий. При этом немаловажную роль играет исследование свойств материалов, используемых при моделировании и создании подобных устройств.

В данной работе проведены исследования теплофизических свойств полупроводникового материала SiGe для возможности комплексной оценки его характеристик. Полученные экспериментальные данные могут быть использованы при моделировании процессов создания различных полупроводниковых устройств, а также мемристивных структур.

## 2. МАТЕРИАЛЫ, ПОДГОТОВКА ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ.

В качестве объекта исследований использовался полупроводниковый материал SiGe, полученный методом искрового плазменного спекания порошков кремния и германия [17–19].

В работе проводились следующие теплофизические исследования полупроводникового материала SiGe:

- Определение температур фазовых превращений методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК);
- Определение теплоемкости методом ДСК;
- Определение термического коэффициента линейного расширения (ТКЛР) методом дилатометрии;
- Определение плотности гидростатическим и пикнометрическим методами.

Определение температур фазовых превращений и теплоемкости реализовывалось на приборе DSC 404 F1 (NETZSCH, Германия). Экспери-

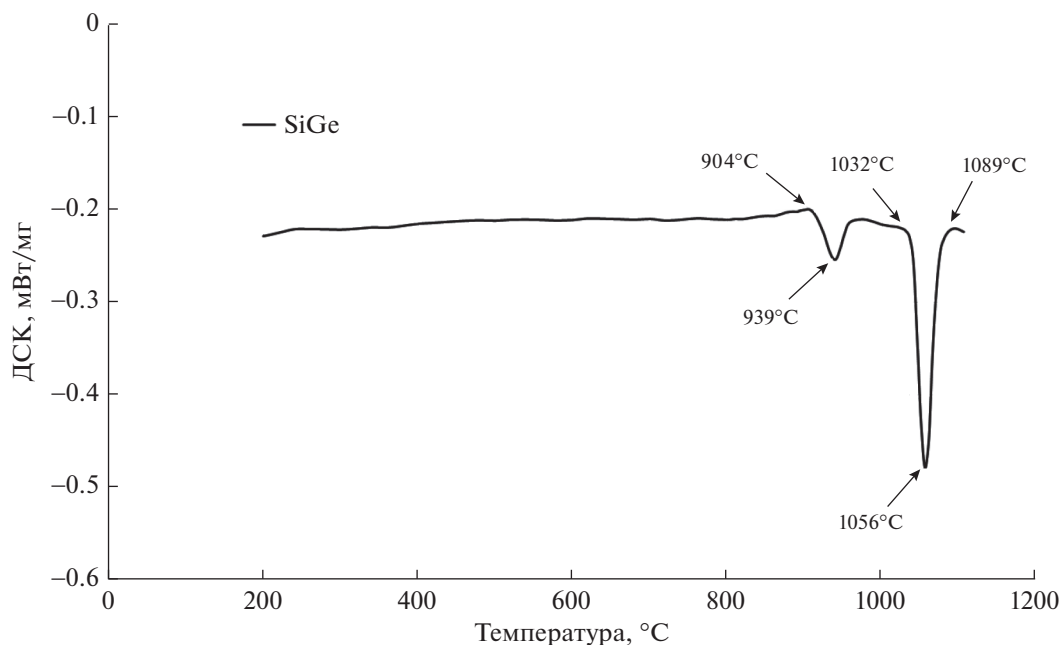


Рис. 1. ДСК анализ образцов полупроводникового материала SiGe.

мент проводились при нагреве образцов со скоростью 20 К/мин в динамической среде аргона (50 мл/мин) в диапазоне температур от 20 до 1200°C. Измерения проводились в корундовых тиглях с использованием корундового порошка для улучшения теплового контакта и предотвращения загрязнений тигля.

В качестве калибровочного образца для определения теплоемкости использовался монокристаллический оксид алюминия. Измерение проводилось в несколько этапов, для регистрации поправок на симметрию измерительной схемы и теплового потока:

- калибровочный нагрев пустых тиглей для регистрации ДСК сигнала базовой линии;
- нагрев образца и пустого тигля для регистрации ДСК сигнала исследуемого материала;
- нагрев эталонного образца сравнения и пустого тигля для регистрации ДСК сигнала эталонного материала.

Дальнейший расчет удельной теплоемкости из экспериментального сигнала ДСК определялся следующим соотношением:

$$C_{\text{обр}} = \frac{\text{ДСК}_{\text{обр}} - \text{ДСК}_{\text{баз}} \frac{m_{\text{эт}}}{m_{\text{обр}}} C_{\text{эт}}}{\text{ДСК}_{\text{эт}} - \text{ДСК}_{\text{баз}} \frac{m_{\text{эт}}}{m_{\text{обр}}}} \quad (1)$$

где  $\text{ДСК}_{\text{обр}}$  – экспериментальный сигнал измерения образца, мВт/мг;

$\text{ДСК}_{\text{эт}}$  – экспериментальный сигнал измерения эталонного образца сравнения, мВт/мг;

$\text{ДСК}_{\text{баз}}$  – экспериментальный сигнал измерения

пустых тиглей (базовая линия), мВт/мг;

$m_{\text{обр}}$  – масса образца, мг;

$m_{\text{эт}}$  – масса эталонного образца сравнения, мг;

$C_{\text{эт}}$  – удельная теплоемкость эталонного образца сравнения, Дж/(мг К).

Измерения термического коэффициента линейного расширения выполнялись на горизонтальном dilatометре DIL 402 C (NETZSCH, Германия) с корундовой измерительной ячейкой. Эксперимент проводился в диапазоне температур от 20 до 1160°C со скоростью нагрева 5 К/мин в динамической среде аргона – 50 мл/мин.

Плотность материала методом гидростатического взвешивания определялась на весах GR-200 (A&D, Япония). В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Плотность образцов определялась из соотношения:

$$\rho = \frac{M_1 \rho_{\text{ж}} - M_2 \rho_{\text{в}}}{M_1 - M_2} \times 10^3,$$

где  $M_1$  – масса образца в воздухе, г;

$M_2$  – масса образца в жидкости, г;

$\rho_{\text{ж}}$  – плотность жидкости, г/см<sup>3</sup>.

$\rho_{\text{в}}$  – плотность воздуха, г/см<sup>3</sup>.

Для определения плотности рабочей жидкости проводились измерения плавучести стеклянного поплавка с известным объемом.

При измерении плотности материала методом газовой пикнометрии использовался пикнометр Ultrafoam 1200e (Quantachrome Instruments, США). Рабочим газом при проведении экспериментов являлся гелий.



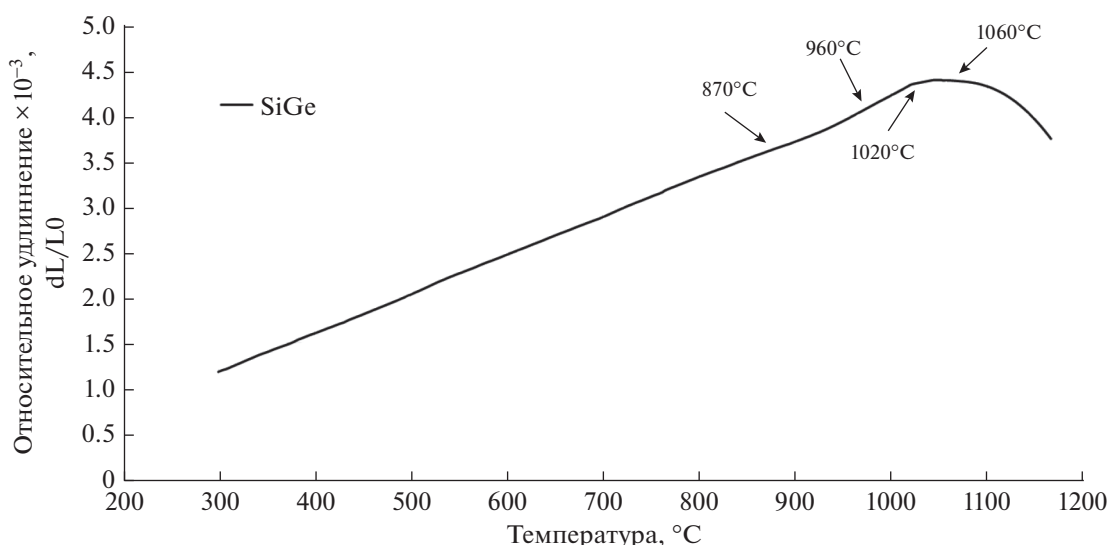


Рис. 2. Температурная зависимость относительного удлинения образца SiGe.

Определение плотности методами гидростатического взвешивания и газовой пикнометрии производилось до и после теплового воздействия на образец.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

По результатам ДСК-анализа образцов полупроводникового материала SiGe (рис. 1) установлено наличие двух эндотермических тепловых эффектов. Первый пик можно наблюдать в интервале температур от 900 до 970°C. Предположительно данный термический эффект может быть связан с плавлением германия в структуре сплава (температура плавления германия — 938.2°C). В таком случае, наличие этого процесса на кривой ДСК указывает на неоднородность твердого раствора Si(Ge) в исследуемом образце, что и приводит к частичному плавлению германия в структуре сплава.

Второй тепловой эффект, установленный на кривой ДСК в интервале температур от 1020 до

1090°C, может быть объяснен переходом материала из полупроводникового в проводниковое состояние, за счет преодоления электронами запрещенной зоны и движения из валентной зоны в зону проводимости.

По соотношению (1) была рассчитана теплоемкость образца SiGe (табл. 1). Из полученных результатов установлено, что в интервале температур от 200 до 800°C удельная теплоемкость SiGe изменяется от 0.637 до 0.734 Дж/(г К). Удельная теплоемкость полупроводникового материала Si—Ge в интервале температур от 900 до 1100 °C не определена в связи с наличием эндотермических тепловых эффектов.

Аналогичные температурные переходы регистрируются на зависимости среднего ТКЛР образцов SiGe в интервале температур от 300 до 1100°C. Изломы на зависимости относительного удлинения наблюдаются в интервалах температур от 870 до 960°C и от 1020 до 1160°C (рис. 2, 3). При этом в температурном диапазоне перехода материала из полупроводникового в проводниковое состояние наблюдается значительная усадка образца, которая продолжается до максимальной температуры проводимого эксперимента — 1160°C. Этот эффект связан с резким изменением градиента температур в объеме образца, вызванного ростом теплопроводности материала за счет перехода в проводниковое состояние или диффузионными процессами при нагреве. Для проверки данных предположений были проведены несколько циклов нагрева образца. Из анализа полученных данных установлено, что средний ТКЛР образца SiGe не претерпевает изменений в зависимости от количества термических циклов. Это исключает возможность усадки образца по причине диффузионных процессов в материале.

Таблица 1. Удельная теплоемкость полупроводникового материала SiGe

Температура, °C	Удельная теплоемкость $C_p$ , Дж/(кг К)
200	0.637
300	0.650
400	0.653
500	0.656
600	0.670
700	0.702
800	0.734

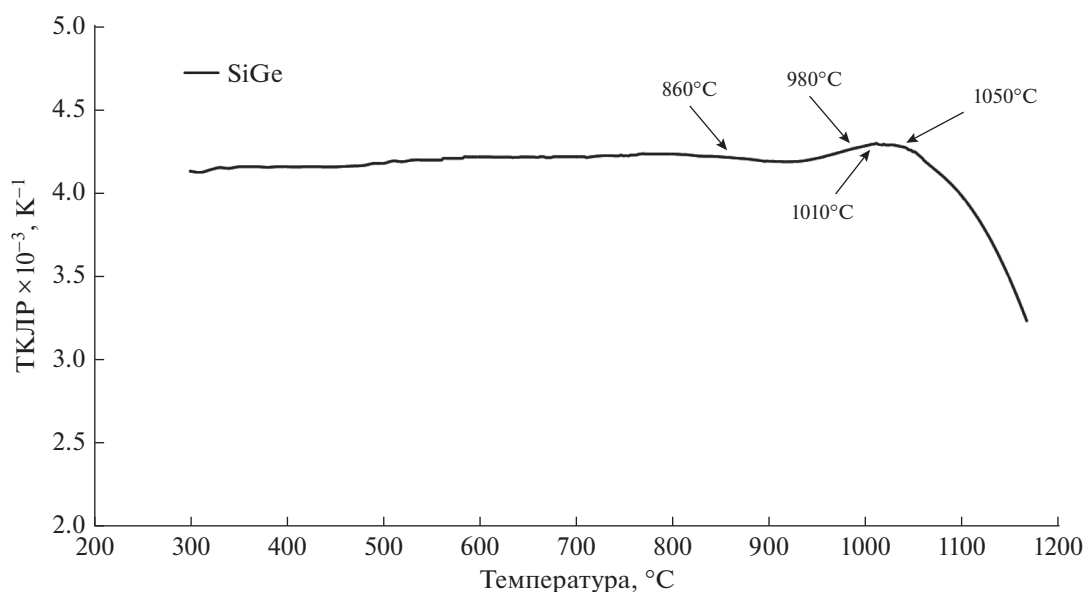


Рис. 3. Температурная зависимость ТКЛР образца SiGe.

Из анализа результатов измерений плотности полупроводникового материала SiGe, методом гидростатического взвешивания установлено, что плотность образца до и после теплового воздействия составляет 3.02 и 3.01 г/см<sup>3</sup> — соответственно (табл. 2). Отклонение полученных значений составляет около 0.3% и находится в пределах погрешности эксперимента. Это свидетельствует о том, что образец не претерпевает объемных изменений в процессе нагрева и подтверждает, что эффект на температурной кривой среднего ТКЛР в виде усадки имеет обратимый характер и не связан с диффузионными процессами.

Результаты измерений плотности полупроводникового материала SiGe методом газовой пикнометрии представлены в табл. 3.

Из анализа экспериментальных данных измерений плотности образца SiGe методом газовой пикнометрии установлено, что среднее значение плотности образца до и после теплового воздей-

ствия не изменяется и составляет 2.98 г/см<sup>3</sup>. При этом стоит отметить, что отклонение значений плотности, полученных методами пикнометрии и гидростатического взвешивания, составляет около 1.3%. Это может быть связано с наличием пористости в объеме образца, образованной при спекании порошков во время получения материала методом искрового плазменного спекания. При этом поры имеют слишком малый диаметр для попадания воды в пористые участки, но достаточный для заполнения их гелием.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования теплофизических свойств образцов полупроводникового материала SiGe в интервале температур от 200 до 900°C.

Из ДСК-анализа, установлены несколько эндотермических эффектов в исследуемом интерва-

Таблица 2. Плотность полупроводникового материала SiGe (метод гидростатического взвешивания)

Наименование материала	Номер измерения	Плотность материала, г/см <sup>3</sup> (до теплового воздействия)	Среднее значение плотности материала, г/см <sup>3</sup> (до теплового воздействия)	Плотность материала, г/см <sup>3</sup> (после теплового воздействия)	Среднее значение плотности материала, г/см <sup>3</sup> (после теплового воздействия)
SiGe	1	3.02	3.02	3.02	3.01
	2	3.02		3.01	
	3	3.01		3.01	
	4	3.02		3.02	
	5	3.02		3.01	

**Таблица 3.** Плотность полупроводникового материала SiGe (метод газовой пикнометрии)

Наименование материала	Номер измерения	Плотность материала, г/см <sup>3</sup> (до теплового воздействия)	Среднее значение плотности материала, г/см <sup>3</sup> (до теплового воздействия)	Плотность материала, г/см <sup>3</sup> (после теплового воздействия)	Среднее значение плотности материала, г/см <sup>3</sup> (после теплового воздействия)
SiGe	1	2.98	2.98	2.98	2.98
	2	2.98		2.98	
	3	2.97		2.98	
	4	2.98		2.98	
	5	2.98		2.98	

ле температур. Наличие теплового эффекта в диапазоне температур 1020 до 1090°С, связанного с переходом материала в проводниковое состояние, предполагалось на начальном этапе исследований. В тоже время эндотермический эффект в диапазоне температур от 900 до 970°С не был очевиден. Установленный температурный интервал хорошо коррелирует с температурой плавления германия, что указывает на вероятный процесс его плавления в объеме образца, в связи с неоднородностью твердого раствора Si(Ge).

Аналогичные температурные диапазоны фазовых превращений были установлены и на зависимости ТКЛР образцов полупроводникового материала SiGe. При этом, на температурной кривой установлен значительный эффект в виде усадки образца в процессе перехода в проводниковое состояние. Характер данного излома связывается с резким изменением градиента температур в объеме образца, за счет повышения теплопроводности.

Из экспериментальных измерений плотности образца SiGe, установлено отклонение между результатами полученными методами газовой пикнометрии и гидростатического взвешивания (1.3%), что свидетельствует о пористой структуре материала, полученной в процессе спекания.

Из анализа результатов теплофизических исследований образцов полупроводникового материала на основе SiGe можно говорить о необходимости усовершенствования способов получения данного полупроводникового материала. Результаты экспериментальных измерений образцов SiGe, изготовленных методом искрового плазменного спекания, указывают на неоднородность получаемого твердого раствора, что приводит к частичному плавлению материала в объеме образца при нагреве и как следствие искажению ожидаемых свойств и характеристик. Помимо этого, в свойства получаемого материала вносит вклад и наличие пористости, также образованной при процессах спекания.

Полученные в данной работе свойства, могут быть использованы при проектировании и моделировании как мемристивных, так и других полупроводниковых устройств на основе SiGe. Однако, для

более полного представления о мемристивных характеристиках полупроводникового материала SiGe необходимы дополнительные обширные исследования, локального химического состава и структуры синтезированного материала, а также механизмов резистивного переключения в подобных структурах.

Работа проводилась в рамках гранта РФФИ № 19-29-03055-мк.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП “Климатические испытания” ФГУП “ВИАМ”.

Работа выполнена в рамках реализации комплексного научного направления 2.2. “Квалификация и исследования материалов” (“Стратегические направления развития материалов и технологий их переработки на период до 2030 года”) [20].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каблов Е.Н. Материалы – основа любого дела // Деловая слава России. 2013. № 2. С. 4–9.
2. Каблов Е.Н. Контроль качества материалов – гарантия безопасности эксплуатации авиационной техники // Авиационные материалы и технологии. 2001. № 1. С. 3–8.
3. Introducing a Brain – inspired Computer ([www.research.ibm.com/articles/brain-chip.shtml](http://www.research.ibm.com/articles/brain-chip.shtml)) (дата обращения 14.02.2022).
4. Garbin D., Vianello E., Bichler O., Rafhay Q., Gamrat C., Ghibaudo G., Desalvo B., Perniola L. HfO<sub>2</sub>-Based OxRAM Devices as Synapses for Convolutional Neural Networks // IEEE Trans. Electron Dev. 2015. V. 62. P. 2494–2501. <https://doi.org/10.1109/TED.2015.2440102>
5. Frascaroli J., Brivio S., Lupi F., Seguini G., Boarino L., Perego M., Spiga S. Resistive Switching in High-Density Nanodevices Fabricated by Block Copolymer Self-Assembly // ACS Nano. 2015. V. 9. P. 2518–2529. <https://doi.org/10.1021/nn505131b>
6. Chang T., Yang Y., Lu W. Building Neuromorphic Circuits with Memristive Devices // IEEE Circuits Syst. Mag. 2013. V. 13. P. 56–73. <https://doi.org/10.1109/MCAS.2013.2256260>

7. Белов А.Н., Перевалов А.А., Шевяков В.И. Мемристорные структуры для микро- и нанoeлектроники. Физика и технология // Известия вузов. Электроника. 2017. Т. 22. № 4. С. 305–321. <https://doi.org/10.24151/1561-5405-2017-22-4-305-321>
8. Wong H.S.P., Lee H.Y., Yu S., Chen Y.S., Wu Y., Chen P.S., Lee B., Chen F.T., Tsai M.J. Metal-oxide RRAM // Proceedings of the IEEE. 2012. V. 100(6). P. 1951–1970. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2012.2190369>
9. Jeong D.S., Schroeder H., Breuer U., Waser R. Characteristic electroforming behavior in Pt/TiO<sub>2</sub>/Pt resistive switching cells depending on atmosphere // Journal of Applied Physics. 2008. V. 104. P. 123716. <https://doi.org/10.1063/1.3043879>
10. Kund M., Beitel G., Pinnow C., Rohr T., Schumann J., Symanczyk R., Ufert K., Muller G. Conductive bridging RAM (CBRAM) an emerging non-volatile memory technology scalable to sub 20 nm // IEEE International Electron Devices Meeting. 2005. IEDM Technical Digest. 2005. P. 754–757. <https://doi.org/10.1109/IEDM.2005.1609463>
11. Yang J.J., Miao F., Pickett M.D., Ohlberg D., Stewart D., Lau C., Williams R. The mechanism of electroforming of metal oxide memristive switches // Nanotechnology. 2009. V. 20. P. 215201. <https://doi.org/10.1088/0957-4484/20/21/215201>
12. Qureshi M.K., Srinivasan V., Rivers J.A. Scalable high performance main Memory system using phase-change memory technology // ISCA'09 (Austin, Texas, USA, 2009). P. 24–33. <https://doi.org/10.1145/1555754.1555760>
13. Валентинова М. SiGe-технология – процесс пошел // Электроника НТБ. 1998. № 5–6. С. 25–28.
14. Инглизьян П.Н., Лазба Б.А., Михеев В.К., Новиньков В.В., Снапян А.Х., Щедров Е.Р. Термоэлектрические свойства и ширина запрещенной зоны сплавов кремний–германий в области высоких температур // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50. № 4. С. 454–456.
15. Choi S., Tan S., Li Z., Kim Y., Choi C., Chen P., Yeon H., Yu S., Kim J. SiGe epitaxial memory for neuromorphic computing with reproducible high performance based on engineered dislocations // Nature Materials. 2018. V. 17. P. 335–340. <https://doi.org/10.1038/s41563-017-0001-5>
16. Еременко В., Рабьер Ж. Атомные особенности дислокационного механизма пластической деформации кремния // Тезисы докладов XII Конференции по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе “Кремний – 2018” / под ред. Б.Б. Страумала. Черноголовка. 2018. С. 16.
17. Кузнецов Б.Ю., Сорокин О.Ю., Ваганова М.Л., Осин И.В. Синтез модельных высокотемпературных керамических матриц методом искрового плазменного спекания и изучение их свойств для получения композиционных материалов // Авиационные материалы и технологии. 2018. № 4. С. 37–44. <https://doi.org/10.18577/2071-9140-2018-0-4-37-44>
18. Ваганова М.Л., Сорокин О.Ю., Осин И.В. Соединение керамических материалов методом искрового плазменного спекания // Авиационные материалы и технологии. 2017. № 5. С. 306–317. <https://doi.org/10.18577/2071-9140-2017-0-S-306-317>
19. Забелин Д.А., Чайникова А.С., Качаев А.А., Осин И.В., Гращенков Д.В. Синтез, структура и свойства керамики на основе оксинитрида алюминия (AlON), полученной методом искрового плазменного спекания // Труды ВИАМ: электрон. науч.-технич. журн. 2019. № 6. Ст. 02. URL: <http://www.viam-works.ru> (дата обращения 14.02.2022). <https://doi.org/10.18577/2307-6046-2019-0-6-13-19>
20. Каблов Е.Н. Инновационные разработки ФГУП “ВИАМ” ГНЦ РФ по реализации “Стратегических направлений развития материалов и технологий их переработки на период до 2030 года” // Авиационные материалы и технологии. 2015. № 1 (34). С. 3–33. <https://doi.org/10.18577/2071-9140-2015-0-1-3-33>

**О МЕХАНИЗМАХ РЕГУЛИРОВАНИЯ СОСТАВА ПЛАЗМЫ  
И КИНЕТИКИ ГЕТЕРОГЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В СМЕСИ  $CF_4 + CHF_3 + Ar$** © 2022 г. А. М. Ефремов<sup>а</sup>, \*, В. Б. Бетелин<sup>б</sup>, К.-Н. Кwon<sup>с</sup><sup>а</sup>ФГБОУ ВО «Ивановский государственный химико-технологический университет»,  
Шереметевский просп., 7, Иваново, 153000 Россия<sup>б</sup>ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН, Нахимовский просп., 36, к. 1, Москва, Россия<sup>с</sup>Korea University, Sejong 339-700, South Korea

\*E-mail: amefremov@mail.ru

Поступила в редакцию 15.03.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 12.05.2022 г.

Исследовано влияние начального состава смеси  $CF_4 + CHF_3 + Ar$  и мощности смещения на электрофизические параметры плазмы, состав газовой фазы и кинетику гетерогенных процессов на обрабатываемой поверхности в условиях индукционного ВЧ (13.56 МГц) разряда. Установлено, что варьирование соотношения  $CF_4/CHF_3$  не приводит к существенным возмущениям параметров электронной и ионной компонент плазмы, но значительно изменяет концентрации атомов фтора и полимеробразующих радикалов. Напротив, увеличение мощности смещения при фиксированном начальном составе смеси практически не влияет на концентрации активных частиц, но характеризуется пропорциональным изменением энергии бомбардирующих ионов. При модельном анализе кинетики гетерогенных процессов показано, что соотношение  $CF_4/CHF_3$  обеспечивает более широкие диапазоны регулирования скорости травления основного материала, скорости осаждения фторуглеродной полимерной пленки и ее толщины.

*Ключевые слова:* плазма, тетрафторметан, трифторметан, диссоциация, концентрация, кинетика, механизм, травление, полимеризация

DOI: 10.31857/S0544126922050052

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Фторуглеродные газы семейства  $C_xH_yF_z$  широко используются в технологии реактивно-ионного травления (РИТ) кремния и его соединений при производстве изделий интегральной микро- и нано-электроники [1–3]. Принципиальным достоинством процессов РИТ в реакторах индуктивно-связанной плазмы является управляемое сочетание физического и химического механизмов травления, что обеспечивает широкие диапазоны регулирования выходных характеристик процесса [3, 4]. Известно также, что важнейшие выходные характеристики РИТ (скорость, селективность по отношению к материалу маски, форма профиля травления) зависят от соотношения  $z/x$  в молекуле фторуглеродного газа [4–6]. В частности, плазма тетрафторметана ( $CF_4$ ,  $z/x = 4$ ) обеспечивает высокие скорости травления и чистоту обрабатываемой поверхности, но формирует изотропный профиль и отличается низкой селективностью в системе  $SiO_2/Si$  [3, 4]. Причиной этого являются высокие концентрации атомов фтора и низкие – фторуглеродных радикалов, что приводит к доминирова-

нию скорости травления над скоростью поверхностной полимеризации. Напротив, в плазме таких газов как  $CHF_3$  ( $z/x = 3$ ) и  $C_4F_8$  ( $z/x = 2$ ) имеет место обратная ситуация по концентрациям упомянутых частиц. Как следствие, компенсацией за низкие скорости травления являются высокая анизотропия процесса (за счет маскирования полимером боковых стенок формируемого рельефа [6–8]) и селективность  $SiO_2/Si$  (за счет большей скорости травления  $SiO_2$  из-за меньшей толщины полимерной пленки на кислородсодержащей поверхности [8, 9]). Таким образом, любое целенаправленное воздействие на кинетику процессов травления и полимеризации является эффективным инструментом оптимизации РИТ под цели конкретной технологической операции.

В настоящее время, традиционными способами регулирования баланса “травление/полимеризация” является комбинирование фторуглеродного газа с аргоном и/или кислородом. Результаты многочисленных исследований параметров и состава плазмы в бинарных смесях на основе  $CF_4$ ,

$\text{CHF}_3$  и  $\text{C}_4\text{F}_8$  (см., например [10–16]) позволяют сделать следующие выводы:

1) Добавка аргона к фторуглеродному газу вызывает деформацию ФРЭЭ и изменение суммарной скорости ионизации за счет высоких констант скоростей процессов  $\text{Ar}/\text{Ar}^* + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$ , где  $\text{Ar}^*$  – метастабильные атомы аргона в состоянии  $\text{Ar}(^3\text{P}_{0,1,2})$ . В результате, имеет место увеличение температуры (средней энергии) электронов, концентраций заряженных частиц и плотности потока ионов на обрабатываемую поверхность [12, 14–16]. Последний эффект активирует ионные стадии гетерогенного взаимодействия, но относительно слабо влияет на толщину фторуглеродной полимерной пленки вплоть до 70–80%  $\text{Ar}$  в смеси [17]. Такая ситуация обусловлена ростом эффективности генерации полимеробразующих радикалов в объеме плазмы, что частично компенсирует увеличение скорости деструкции полимера ионной бомбардировкой.

2) Добавка кислорода к фторуглеродному газу значительно слабее возмущает параметры электронной и ионной компонент плазмы [13, 15], но инициирует объемные процессы вида  $\text{CF}_x + \text{O}/\text{O}^* \rightarrow \text{CF}_{x-1}\text{O} + \text{F}$  [15, 18], где  $\text{O}^*$  – метастабильные атомы аргона в состоянии  $\text{O}(^1\text{D})$ . Это приводит к резкому снижению концентраций полимеробразующих частиц уже при 10–20%  $\text{O}_2$  в смеси [17–19], что в сочетании с эффективной окислительной деструкцией полимера обеспечивает значительное снижение его толщины.

Логично предположить, что еще одним действенным способом регулирования кинетики травления и полимеризации может являться комбинирование в одной смеси двух фторуглеродных газов с различными параметрами  $z/x$ , например –  $\text{CF}_4$  и  $\text{CHF}_3$ . Ранее в наших работах [10, 15] было показано, что системы  $\text{CF}_4 + \text{Ar}$  и  $\text{CHF}_3 + \text{Ar}$  при одинаковых условиях возбуждения разряда существенно различаются по ключевым параметрам, переделяющим реакционную и полимеризационную способность плазмы. К сожалению, эти данные не обеспечивают полноценного анализа кинетики плазмохимических процессов и состава плазмы в смеси  $\text{CF}_4 + \text{CHF}_3 + \text{Ar}$  с переменным соотношением  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$ . Причиной этого является то, что каждый из фторуглеродных компонентов является не только индивидуальным источником активных частиц, но влияет на их кинетику за счет появления новых каналов химического взаимодействия и изменения параметров электронной компоненты плазмы. Таким образом, исследование физико-химических свойств плазмы в многокомпонентных смесях фторуглеродных газов является актуальной задачей, обеспечивающей теоретическую базу для оптимизации выходных характеристик РИТ.

Целью данной работы являлось исследование возможностей и выявление механизмов управления кинетикой процессов травления и полимеризации в плазме смеси  $\text{CF}_4 + \text{CHF}_3 + \text{Ar}$  при варьировании соотношения  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$ . Соответственно, основное внимание было уделено вопросам влияния начального состава смеси на а) параметры электронной и ионной компонент плазмы, определяющие эффективность процессов при электронном ударе и ионной бомбардировке обрабатываемой поверхности; б) кинетику и концентрации атомов фтора и полимеробразующих радикалов; и в) закономерности протекания гетерогенных процессов с участием этих частиц. В качестве дополнительного варьируемого параметра мы использовали мощность смещения, определяющую величину отрицательного потенциала на обрабатываемой поверхности и, следовательно, энергию бомбардирующих ионов. Так как данный параметр представляет классический пример “физического” воздействия на кинетику гетерогенных процессов, представляет интерес сопоставление диапазонов достигаемых при этом эффектов с аналогичным действием “химического” фактора.

## 2. МЕТОДИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

### 2.1. Оборудование и условия эксперимента

Эксперименты проводились в условиях индукционного ВЧ (13.56 МГц) разряда в реакторе с цилиндрической ( $r = 13$  см,  $l = 16$  см) рабочей камерой из анодированного алюминия [15, 16, 18, 19]. В качестве постоянных входных параметров выступали общее давление плазмообразующего газа ( $p = 6$  мтор или 0.8 Па), его расход ( $q = 40$  станд. см<sup>3</sup>/мин) и вкладываемая мощность ( $W = 700$  Вт), что соответствовало удельной мощности  $\sim 0.7$  Вт/см<sup>3</sup>. Варьируемыми параметрами являлись мощность смещения на нижнем электроде ( $W_{dc} = 100$ – $400$  Вт) и начальный состав плазмообразующей смеси, задаваемый индивидуальными расходами  $\text{CF}_4$  и  $\text{CHF}_3$  в рамках  $q_{\text{CF}_4} + q_{\text{CHF}_3} = 20$  станд. см<sup>3</sup>/мин. Таким образом, доля аргона в смеси  $y_{\text{Ar}} = q_{\text{Ar}}/q$  всегда составляла 50%, а увеличение  $q_{\text{CHF}_3}$  в диапазоне 0–20 станд. см<sup>3</sup>/мин ( $y_{\text{CHF}_3} = 0$ –50%) соответствовало полному замещению тетрафторметана на трифторметан.

Диагностика плазмы проводилась с помощью двойного зонда Лангмюра DLP2000 (Plasmat Inc., Когеа), расположенного на оси рабочей камеры. Для минимизации возмущений зондовых вольтамперных характеристик (ВАХ) из-за полимеробразования на зондах была задействована система импульсной очистки зондов ионной бомбардировкой. Кроме этого, перед каждым измерением зонды дополнительно обрабатывались в плазме

50% Ar + 50% O<sub>2</sub> в течение ~2 мин. Соответственно, предварительные эксперименты показали отсутствие значимых (то есть превышающих величину случайной погрешности) отличий ВАХ, последовательно измеряемых в течении ~ 5 мин после зажигания разряда в системах 50% CF<sub>4</sub> + 50% Ar и 50% CHF<sub>3</sub> + 50% Ar. Обработка ВАХ базировалась на известных положениях теории двойного зонда для разрядов низкого давления [4, 20]. Результатом обработки являлись данные по температуре электронов ( $T_e$ ) и плотности ионного тока ( $J_+$ ). Величина отрицательного смещения на нижнем электроде  $-U_{dc}$  при  $W_{dc} = \text{const}$  измерялась высоковольтным зондом AMN-CTR (Youngsin Eng, Korea).

## 2.2. Моделирование плазмы

Для получения данных по составу плазмы использовалась 0-мерная (глобальная) кинетическая модель, подробно описанная в наших работах [15, 16]. Алгоритм расчета базировался на совместном решении уравнений химической кинетики нейтральных и заряженных частиц в квазистационарном приближении. Типовые допущения таких моделей для области давлений  $p < 20$  мтор могут быть сформулированы в виде следующих положений [10, 15, 16, 18]:

1) Низкая электроотрицательность плазмы определяет справедливость условия  $n_e \approx n_+$ , где  $n_e$  – концентрация электронов,  $n_+ \approx J_+/0.61ev_B$  – общая концентрация положительных ионов, а  $v_B \approx \sqrt{eT_e/m_i}$  – скорость ионов на внешней границе двойного электрического слоя у поверхности зонда. Эффективная (усредненная по типам частиц) масса ионов может быть найдена как  $m_i = (\sum y_{X_i^+}/m_{X_i^+})^{-1}$ , где  $y_{X_i^+}$  и  $m_{X_i^+}$  – мольные доли и индивидуальные массы частиц, составляющих  $n_+$ . Доминирование гетерогенной гибели положительных ионов над аналогичными объемными процессами позволяет полагать  $y_{X^+} \sim k_{iz}y_X/\sqrt{1/m_{X^+}}$ , где  $k_{iz} = f(T_e)$  и  $y_X$  – константа скорости ионизации и мольная доля соответствующей нейтральной частицы.

2) Высокая степень ионизации газа ( $n_+/N > 10^{-4}$ , где  $N = p/k_B T_{\text{gas}}$  – общая концентрация частиц при температуре  $T_{\text{gas}}$ ) приводит к тому, что энергетическое распределение электронов формируется при существенном вкладе равновесных электрон-электронных соударений. Это обуславливает применимость максвелловской аппроксимации для функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ).

3) Рекомбинация атомов и радикалов на стенках разрядной камеры описывается кинетическим

уравнением первого порядка по концентрации частиц в газовой фазе (механизм Или-Ридила). Соответствующие константы скоростей могут быть определены как  $k \approx (r+l)v_T\gamma/2rl$ , где  $v_T = (8k_B T_{\text{gas}}/\pi m)^{1/2}$ , а  $\gamma$  – вероятность рекомбинации [11, 16]. Величина  $T_{\text{gas}}$  в первом приближении может быть охарактеризована постоянным значением ~600–700 К [15, 16].

Набор химических процессов и их кинетических характеристик (табл. 1) был сформирован по данным работ, посвященных моделированию бинарных систем CF<sub>4</sub> + Ar [14, 16, 21] и CHF<sub>3</sub> + Ar [12, 21, 22]. Выходными параметрами модели служили усредненные по объему реактора скорости процессов образования и гибели частиц, их концентрации и плотности потоков на поверхность, контактирующую с плазмой.

## 2.3. Подходы к анализу гетерогенной кинетики

Подход к описанию различных каналов гетерогенного взаимодействия на обрабатываемой поверхности базировался на литературных данных по механизмам реактивно-ионных процессов в полимеробразующей плазме [4, 5, 7–9]. Основные положения для анализа гетерогенной кинетики, основывающегося на характеристиках газовой фазы, были предложены в наших работах [15, 16, 18]:

1) Процессы физического взаимодействия плазмы с поверхностью (распыление атомов основного материала, ионно-стимулированная десорбция труднолетучих продуктов химических реакций, деструкция фторуглеродной полимерной пленки) характеризуется скоростью  $Y_S\Gamma_+$  [4, 23, 24], где  $Y_S$  – выход процесса (атом/ион) и  $\Gamma_+ \approx J_+/e$  – плотность потока ионов. Изменение скорости ионного процесса при варьировании условий обработки отслеживается параметром  $\sqrt{M_i\epsilon_i}\Gamma_+$ , где  $M_i = m_i N_A$  эффективная молярная масса ионов,  $\epsilon_i = e|-U_f - U_{dc}|$  – энергия бомбардирующих ионов,  $U_f$  – плавающий потенциал.

2) Процессы химического взаимодействия плазмы с поверхностью (газификация атомов основного материала, формирование и/или окислительная деструкция фторуглеродной полимерной пленки) характеризуются скоростью  $\gamma_{R,X}\Gamma_X$  [23, 24], где  $\gamma_{R,X}$  – эффективная вероятность взаимодействия, а  $\Gamma_X$  – плотность потока соответствующих нейтральных частиц. Изменение скорости химического процесса на границе плазма/поверхность в условиях малых изменений температуры поверхности может быть отслежено параметром  $\Gamma_X$  в силу  $\gamma_{R,X} \approx \text{const}$ . В то же время, эффективность химической реакции на границе полимер/поверхность может зависеть от толщины пленки  $h_{\text{pol}}$ , лимити-

**Таблица 1.** Кинетическая схема для нейтральных частиц в плазме смеси  $\text{CF}_4 + \text{CHF}_3 + \text{Ar}$ 

Реакция		$k, \text{см}^3/\text{с}$	Реакция		$k, \text{см}^3/\text{с}$
1.	$\text{CHF}_3 + e \rightarrow \text{F} + \text{CHF}_2 + e$	$f(T_e)$	25.	$\text{F}_2 + \text{CF} \rightarrow \text{CF}_2 + \text{F}$	$3.98 \times 10^{-12}$
2.	$\text{CHF}_3 + e \rightarrow \text{H} + \text{CF}_3 + e$	$f(T_e)$	26.	$\text{F}_2 + \text{H} \rightarrow \text{HF} + \text{F}$	$8.20 \times 10^{-12}$
3.	$\text{CHF}_3 + e \rightarrow \text{HF} + \text{CF}_2 + e$	$f(T_e)$	27.	$\text{CF}_3 + \text{F} \rightarrow \text{CF}_4$	$1.00 \times 10^{-12}$
4.	$\text{CHF}_2 + e \rightarrow \text{CHF} + \text{F} + e$	$f(T_e)$	28.	$\text{CF}_3 + \text{H} \rightarrow \text{CF}_2 + \text{HF}$	$7.94 \times 10^{-11}$
5.	$\text{CHF}_2 + e \rightarrow \text{H} + \text{CF}_2 + e$	$f(T_e)$	29.	$\text{CF}_2 + \text{F} \rightarrow \text{CF}_3$	$4.17 \times 10^{-13}$
6.	$\text{CHF} + e \rightarrow \text{H} + \text{CF} + e$	$f(T_e)$	30.	$\text{CF}_2 + \text{H} \rightarrow \text{HF} + \text{CF}$	$3.20 \times 10^{-11}$
7.	$\text{CF}_4 + e \rightarrow \text{CF}_3 + \text{F} + e$	$f(T_e)$	31.	$\text{CF} + \text{F} \rightarrow \text{CF}_2$	$5.01 \times 10^{-15}$
8.	$\text{CF}_4 + e \rightarrow \text{CF}_2 + 2\text{F} + e$	$f(T_e)$	32.	$\text{CF} + \text{H} \rightarrow \text{C} + \text{HF}$	$1.20 \times 10^{-11}$
9.	$\text{CF}_4 + e \rightarrow \text{CF}_3^+ + \text{F} + 2e$	$f(T_e)$	33.	$\text{CH} + \text{HF} \rightarrow \text{CF} + \text{H}_2$	$3.23 \times 10^{-11}$
10.	$\text{CF}_3 + e \rightarrow \text{CF}_2 + \text{F} + e$	$f(T_e)$	34.	$\text{CH} + \text{F} \rightarrow \text{C} + \text{HF}$	$1.02 \times 10^{-12}$
11.	$\text{CF}_2 + e \rightarrow \text{CF} + \text{F} + e$	$f(T_e)$	35.	$\text{H}_2 + \text{F} \rightarrow \text{HF} + \text{H}$	$1.60 \times 10^{-11}$
12.	$\text{CF} + e \rightarrow \text{C} + \text{F} + e$	$f(T_e)$	36.	$\text{CF}_3^+ \rightarrow \text{CF}_3$	$f(T_e, m_i)$
13.	$\text{HF} + e \rightarrow \text{H} + \text{F} + e$	$f(T_e)$	37.	$\text{F} \rightarrow \text{F}(\text{s})$	$f(\gamma)$ , где $\gamma = 0.02$
14.	$\text{F}_2 + e \rightarrow 2\text{F} + e$	$f(T_e)$		$\text{F}(\text{s}) + \text{CHF}_x \rightarrow \text{CHF}_{x+1}$	
15.	$\text{H}_2 + e \rightarrow 2\text{H} + e$	$f(T_e)$		$\text{F}(\text{s}) + \text{CF}_x \rightarrow \text{CF}_{x+1}$	
16.	$\text{CHF}_3 + \text{F} \rightarrow \text{HF} + \text{CF}_3$	$1.58 \times 10^{-13}$		$\text{F}(\text{s}) + \text{F} \rightarrow \text{F}_2$	
17.	$\text{CHF}_3 + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{CF}_3$	$1.60 \times 10^{-19}$		$\text{F}(\text{s}) + \text{H} \rightarrow \text{HF}$	
18.	$\text{CHF}_2 + \text{F} \rightarrow \text{HF} + \text{CF}_2$	$3.16 \times 10^{-11}$	38.	$\text{H} \rightarrow \text{H}(\text{s})$	$f(\gamma)$ , где $\gamma = 0.05$
19.	$\text{CHF}_2 + \text{H} \rightarrow \text{HF} + \text{CHF}$	$3.22 \times 10^{-10}$		$\text{H}(\text{s}) + \text{F} \rightarrow \text{HF}$	
20.	$\text{CHF}_2 + \text{H} \rightarrow \text{CF}_2 + \text{H}_2$	$3.20 \times 10^{-14}$		$\text{H}(\text{s}) + \text{H} \rightarrow \text{H}_2$	
21.	$\text{CHF}_2 + \text{CF}_3 \rightarrow \text{CHF}_3 + \text{CF}_2$	$1.58 \times 10^{-12}$		$\text{H}(\text{s}) + \text{CF}_x \rightarrow \text{CHF}_x$	
22.	$\text{CHF} + \text{F} \rightarrow \text{HF} + \text{CF}$	$3.25 \times 10^{-11}$	39.	$\text{CF}_x \rightarrow \text{CF}_x(\text{s})$	$f(\gamma)$ , где $\gamma = f(x)$
23.	$\text{F}_2 + \text{CF}_3 \rightarrow \text{CF}_4 + \text{F}$	$6.31 \times 10^{-14}$		$\text{CF}_x(\text{s}) + \text{F} \rightarrow \text{CF}_{x+1}$	
24.	$\text{F}_2 + \text{CF}_2 \rightarrow \text{CF}_3 + \text{F}$	$7.94 \times 10^{-14}$		$\text{CF}_x(\text{s}) + \text{H} \rightarrow \text{CHF}_x$	

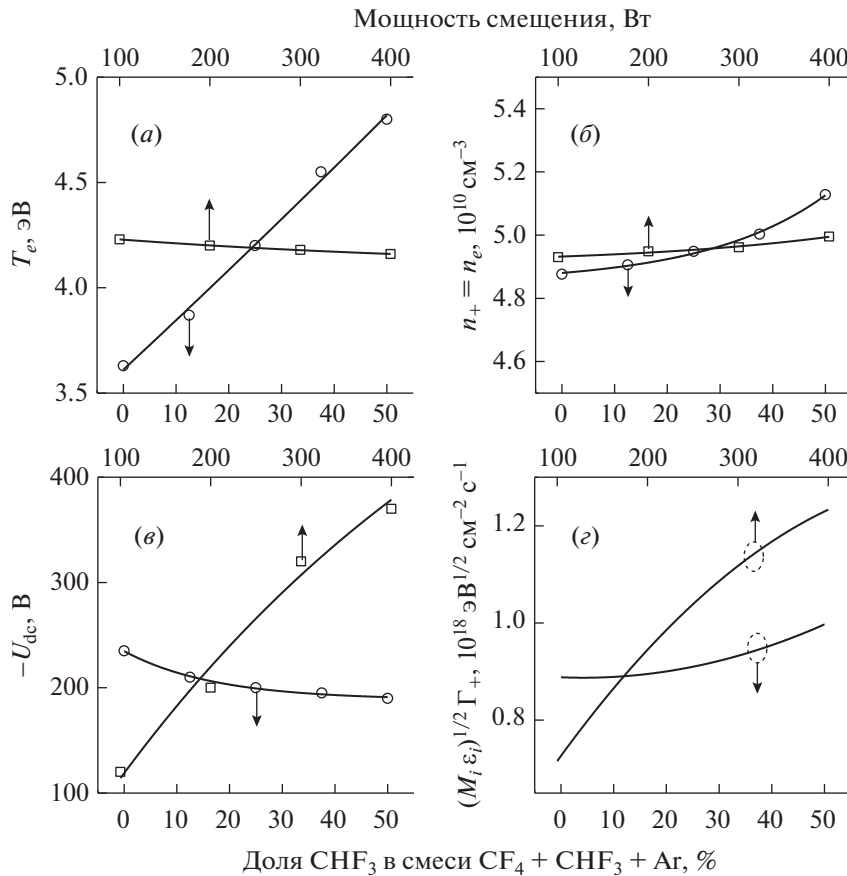
рующей скорость доставки реагирующих частиц из газовой фазы. В частности, для области  $h_{\text{pol}} < 2$  нм справедливо соотношение  $\gamma_{R,X} \sim 1/h_{\text{pol}}$ .

3) Формирование фторуглеродной полимерной пленки обеспечивается радикалами  $\text{CH}_y\text{F}_z$  с  $y + z \leq 2$ , при этом вероятность полимеризации возрастает в условиях дефицита атомов фтора. Поэтому изменение скорости осаждения полимера может быть отслежено отношением  $\Gamma_{\text{pol}}/\Gamma_F$ , где  $\Gamma_{\text{pol}}$  – суммарная плотность потока полимеробразующих радикалов. Соответственно, относительное изменение толщины пленки при отсутствии каналов химической деструкции характеризуется параметром  $\Gamma_{\text{pol}}/\sqrt{M_i \varepsilon_i \Gamma_F}$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

По результатам зондовой диагностики плазмы было найдено, что замещение  $\text{CF}_4$  на  $\text{CHF}_3$  при постоянных условиях возбуждения разряда сопровождается ростом температуры электронов (3.6–4.8 эВ при 0–50%  $\text{CHF}_3$ , рис. 1а) и увеличением плотности ионного тока (1.25–1.95 мА/см<sup>2</sup> при 0–50%  $\text{CHF}_3$ ), которому соответствует значительно более слабое изменение концентраций заряженных частиц (рис. 1б). Очевидно, что наблюдаемое изменение  $T_e$  в условиях  $W = \text{const}$  обусловлено снижением потерь энергии электронов в процессах электронного удара, в частности – на возбуждение колебательных и элект-

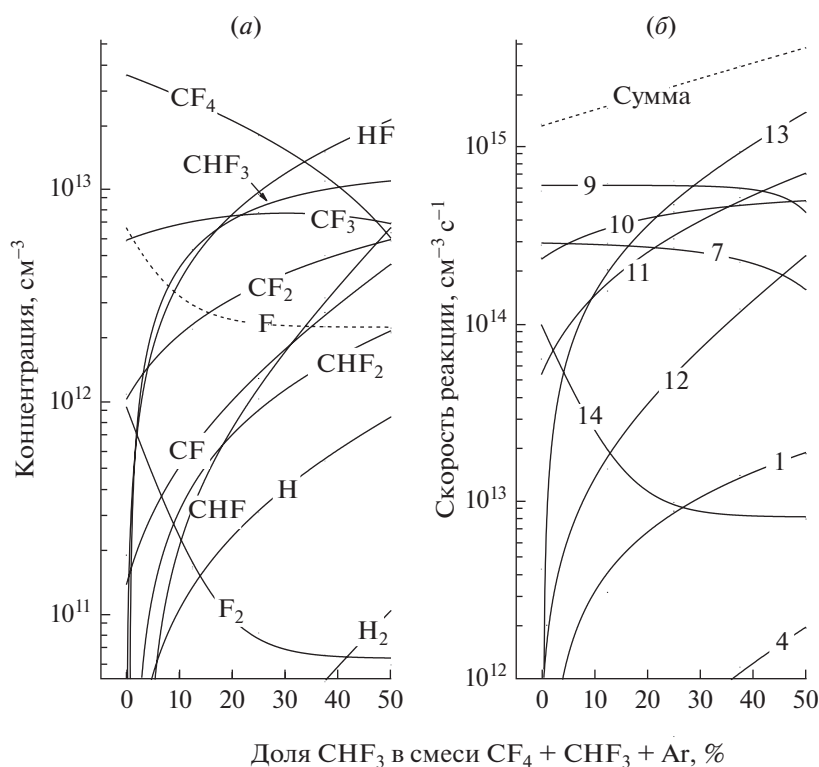




**Рис. 1.** Электрофизические параметры плазмы в зависимости от соотношения  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$  (при  $W_{dc} = 200$  Вт) и мощности смещения (при  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3 = 1/1$ ): (а) температура электронов; (б) концентрация электронов и положительных ионов; (в) отрицательный потенциал смещения; (г) параметр  $\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+$ , характеризующий интенсивность ионной бомбардировки.

тронных состояний нейтральных частиц. Действительно, из рис. 2а можно видеть, что с ростом доли  $\text{CHF}_3$  в исходной смеси происходит смена доминирующих компонентов с  $\text{CF}_x$  ( $x = 3, 4$ ) на молекулы HF. Последние отличаются как меньшим числом каналов возбуждения (из-за меньшего числа атомов в молекуле), так и относительно низкими абсолютными сечениями соответствующих процессов (из-за меньшего размера молекулы). Причиной более резкого изменения  $J_+$  по сравнению с  $n_+$  (фактически – роста  $J_+$  в условиях  $n_+ \approx \text{const}$ ) является увеличение скорости ионов на границе двойного электрического слоя из-за одновременного увеличения  $T_e$  и снижения эффективной массы ионов. Близкие к постоянным значения  $n_+$  и  $n_e$  являются следствием практически симбатного роста суммарной скорости ионизации и частот гетерогенной гибели соответствующих частиц. Оба этих параметра зависят от температуры электронов через константы скоростей ионизации и рекомбинации, соответственно.

Таким образом, влияние соотношения  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$  на параметры электронной компоненты плазмы и кинетику процессов при электронном ударе проявляется лишь через изменение температуры электронов и соответствующих констант скоростей. Из рис. 1в можно видеть также, что величина отрицательного потенциала на нижнем электроде в условиях  $W_{dc} = \text{const}$  не является постоянной и изменяется противоположно  $J_+$ . Причиной данного эффекта является частичная нейтрализация наведенного отрицательного заряда положительными ионами, приходящими из объема плазмы. Одновременное снижение энергии ионной бомбардировки ( $\epsilon_i = 257\text{--}218$  эВ при 0–50%  $\text{CHF}_3$ ) и эффективной массы ионов обуславливают лишь слабый, в пределах 10%, рост параметра  $\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+$  (рис. 1г). Это позволяет заключить, что варьирование соотношения  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$  не приводит к существенным изменениям характеристик ионной компоненты плазмы, определяющих эффективность ионно-стимулируемых гетерогенных процес-

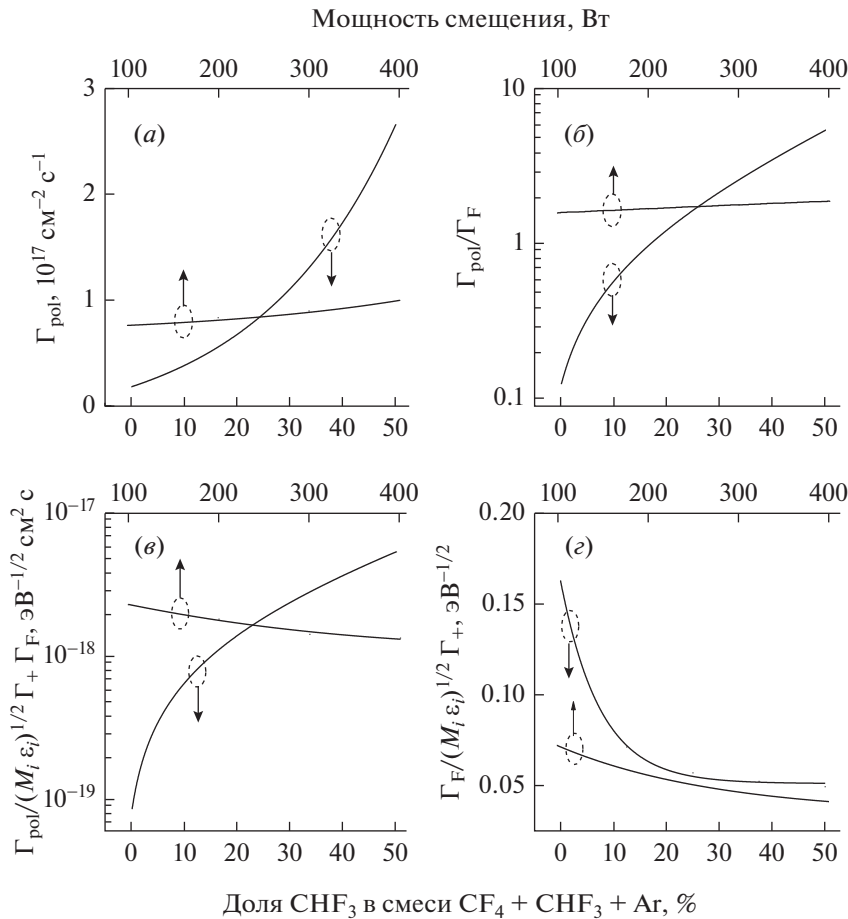


**Рис. 2.** Концентрации нейтральных частиц (а) и кинетика образования атомов фтора (б) в зависимости от соотношения  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$  при  $W_{\text{dc}} = 200$  Вт. Метки на кривых рис. (б) соответствуют номерам реакций в табл. 1.

сов. Напротив, варьирование мощности смешения не возмущает параметры электронной компоненты плазмы (рис. 1а, б), но вызывает пропорциональное изменение величины  $-U_{\text{dc}}$  и энергии ионной бомбардировки ( $\epsilon_i = 145\text{--}395$  эВ при  $W_{\text{dc}} = 100\text{--}400$  Вт и 25%  $\text{CHF}_3$ ). Поэтому увеличение смещения сопровождается ростом интенсивности ионной бомбардировки (рис. 1г) при неизменном составе плазмы. Такая ситуация соответствует активации ионно-стимулируемых гетерогенных процессов только по “физическому” механизму, без изменения вкладов химически активных частиц.

При анализе кинетики нейтральных частиц было найдено, что основными компонентами газовой фазы в плазме 50%  $\text{CF}_4 + 50\%$   $\text{Ar}$  являются исходные молекулы  $\text{CF}_4$ , радикалы  $\text{CF}_3$  и атомы фтора (рис. 2а). Основной (~80%) вклад в образование атомов фтора вносит диссоциация компонентов вида  $\text{CF}_x$  ( $x = 3, 4$ ) по механизмам R7, R9 и R10, при этом порядка 10% от общей скорости обеспечивается реакцией R14 (рис. 2б). Это обусловлено как высокой константой скорости последнего процесса ( $k_{14} = 1.8 \times 10^{-9}$   $\text{см}^3/\text{с}$  при  $T_e = 3$  эВ, по сравнению с  $\sim 1.1 \times 10^{-10}$   $\text{см}^3/\text{с}$  для  $k_9$  и  $\sim 5.3 \times 10^{-10}$   $\text{см}^3/\text{с}$  для  $k_{10}$ ), так и относительно вы-

сокой концентраций молекул  $\text{F}_2$  из-за эффективного образования при гетерогенной рекомбинации атомов по R37. Соответственно, гетерогенная рекомбинация атомов фтора по механизмам  $\text{F} \rightarrow \text{F}_2$  (R37) и  $\text{F} \rightarrow \text{CF}_x$  (R37, R39) обеспечивает основной канал гибели этих частиц. Варьирование мощности смешения при любом фиксированном составе смеси (в том числе, в присутствии  $\text{CHF}_3$ ) не приводит к заметным изменениям состава газовой фазы из-за постоянства характеристик электронной компоненты плазмы. Поэтому наибольший интерес для обсуждения приставляют эффекты, достигаемые при изменении соотношения  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$ . Из рис. 2а можно видеть, что замещение  $\text{CF}_4$  на  $\text{CHF}_3$  приводит к существенным изменениям состава плазмы, при этом наиболее значимыми эффектами являются а) увеличение концентраций радикалов  $\text{CF}_x$  при сохранении условия  $n_{\text{CF}_x} > n_{\text{CHF}_x}$ ; б) резкий рост концентрации молекул  $\text{HF}$ , приводящий к доминированию этих частиц над другими нейтральными компонентами при  $y_{\text{CHF}_3} > 30\%$ ; и в) снижение концентрации атомов фтора. Основной причиной первого эффекта является неравнозначность механизмов диссоциации вида  $\text{CHF}_x + e \rightarrow \text{CHF}_{x-1} + \text{F} + e$  (R1, R4) и  $\text{CHF}_x + e \rightarrow \text{CF}_x + \text{H} + e$  (R2, R5), обусловленная различиями энергий разрыва связей  $\text{C-F}$  (~553 КДж/моль) и  $\text{C-H}$



**Рис. 3.** Параметры, характеризующие кинетику гетерогенных процессов на обрабатываемой поверхности в зависимости от соотношения CF<sub>4</sub>/CHF<sub>3</sub> (при  $W_{dc} = 200$  Вт) и мощности смещения (при CF<sub>4</sub>/CHF<sub>3</sub> = 1/1): (а) суммарная плотность потока полимеробразующих радикалов; (б) отношение  $\Gamma_{pol}/\Gamma_F$ , отслеживающее скорость осаждения полимера; (г) отношение  $\Gamma_{pol}/\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+ \Gamma_F$ , отслеживающие толщину полимерной пленки; (з) отношение  $\Gamma_F/\sqrt{M_i \epsilon_i} \Gamma_+$ , отслеживающее изменение анизотропии травления.

(~334 КДж/моль) [25]. В результате, константа скорости R2 ( $\sim 5.6 \times 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с при  $T_e = 3$  эВ) более чем на порядок величины превышает аналогичное значение для R1 ( $\sim 4.1 \times 10^{-12}$  см<sup>3</sup>/с). Резкий рост концентрации молекул HF обеспечивается совместным действием двух механизмов, а именно а) прямым образованием этих частиц из исходных молекул CHF<sub>3</sub> по R3; и б) высокой эффективностью объемных атомно-молекулярных процессов вида CF<sub>x</sub> + H → CF<sub>x-1</sub> + HF (R28, R30, R32), CHF<sub>x</sub> + H → HF + CHF<sub>x-1</sub> (R19) и CHF<sub>x</sub> + F → HF + CF<sub>x</sub> (R16, R18, R22). Очевидно, что последняя группа реакций дополнительно способствует увеличению разрыва между концентрациями радикалов CHF<sub>x</sub> и CF<sub>x</sub>. Расчеты показали также, что основным каналом образования атомов фтора в условиях  $y_{CHF_3} > 30\%$  становится диссоциация молекул HF по механизму R13, при этом сни-

жение концентрации атомов не коррелирует с поведением суммарной скорости их образования в процессах электронного удара (рис. 2б). Действительно, замещение CF<sub>4</sub> на CHF<sub>3</sub> вызывает увеличение скорости образования атомов фтора, которое обусловлено как более высокой константой скорости R13 ( $\sim 3.2 \times 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с при  $T_e = 3$  эВ) по сравнению с R7 ( $\sim 6.7 \times 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с) и R9 ( $\sim 1.1 \times 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с), так и ростом констант скоростей всех упомянутых процессов из-за изменения температуры электронов. Поэтому противоположная тенденция параметра  $n_F$  является следствием еще более резкого роста частоты гибели атомов за счет нарастающего вклада объемных процессов R16, R18 и R22. В частности, суммарный эффект эти каналов становится соизмеримым со скоростью гетерогенной рекомбинации по R37–R39 уже при  $y_{CHF_3} \sim 20\%$ . Соответственно, при боль-

ших содержаниях  $\text{CHF}_3$  в плазмообразующей смеси на кривой  $n_F = f(y_{\text{CHF}_3})$  наблюдается участок насыщения. Концентрация молекул фтора следует изменению концентрации атомов, но демонстрирует более резкое снижение с ростом величины  $y_{\text{CHF}_3}$ . Причиной этого является увеличение частоты гибели  $F_2$  в R26. Резюмируя представленные данные, можно заключить, что наиболее значимыми эффектами замещения  $\text{CF}_4$  на  $\text{CHF}_3$  являются снижение концентрации атомов фтора (как основных химически реагирующих частиц при травлении кремния и его соединений) и увеличение концентраций полимеробразующих радикалов  $\text{CH}_2\text{F}_z$ .

На рис. 3 представлены характеристики газовой фазы, определяющие кинетику гетерогенных процессов на обрабатываемой поверхности. Можно видеть, что увеличение доли  $\text{CHF}_3$  в плазмообразующей смеси вызывает монотонный рост как плотности потока полимеробразующих радикалов (рис. 3а), так и параметра  $\Gamma_{\text{pol}}/\Gamma_F$ , характеризующего скорость высаживания полимера на поверхность (рис. 3б). Во втором случае эффект является более резким за счет одновременного снижения величины  $\Gamma_F$ , отслеживающей изменение концентрации атомов фтора в газовой фазе. Аналогичная тенденция имеет место и для стационарной толщины полимерной пленки, характеризуемой параметром  $\Gamma_F/\sqrt{M_i \varepsilon_i} \Gamma_+$  (рис. 3в). Диапазон изменений последнего при варьировании соотношения  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$  (в  $\sim 40$  раз при  $y_{\text{CHF}_3} = 0-50\%$ ) существенно шире по сравнению с аналогичным эффектом мощности смещения (в  $\sim 1.7$  раза при  $W_{\text{dc}} = 100-400$  Вт), который проявляется только через скорость деструкции полимера ионной бомбардировкой. Таким образом, соотношение  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$  представляет более действенный инструмент регулирования полимеризационной нагрузки плазмы на контактирующие с ней поверхности. Из рис. 3г можно видеть также, что оба варьируемых параметра аналогичным образом влияют на отношение  $\Gamma_F/\sqrt{M_i \varepsilon_i} \Gamma_+$ , отражающего соотношение вкладов химической (хаотической) и ионной (ориентированной) составляющих в процесс травления. Спадающий характер обеих кривых указывает на увеличение ионной составляющей, что в большинстве случаев соответствует росту анизотропии травления. Таким образом, наибольший диапазон регулирования анизотропии также достигается с помощью соотношения  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние соотношения фторуглеродных компонентов и мощности смещения

на электрофизические параметры плазмы, концентрации активных частиц и кинетику гетерогенных реактивно-ионных процессов в смеси  $\text{CF}_4 + \text{CHF}_3 + \text{Ar}$ . При совместном использовании методов диагностики и моделирования плазмы показано, что замещение  $\text{CF}_4$  на  $\text{CHF}_3$  а) не вызывает существенных возмущений характеристик электронной и ионной компонент плазмы; б) приводит к снижению концентрации атомов фтора (за счет резкого увеличения частоты гибели на фоне более слабого роста скорости генерации); и в) увеличивает концентрации полимеробразующих радикалов. Напротив, варьирование мощности смещения при фиксированном составе плазмообразующего газа практически не влияет на концентрации активных частиц, но вызывает пропорциональное изменение энергии бомбардирующих ионов. Таким образом, варьируемые параметры являются инструментами “химического” и “физического” управления кинетикой гетерогенных процессов. Анализ гетерогенной кинетики с использованием набора отслеживающих параметров (плотностей потоков активных частиц и/или их комбинаций) показал, что соотношение  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$  обеспечивает более широкие диапазоны регулирования скорости травления основного материала, скорости осаждения фторуглеродной полимерной пленки и ее стационарной толщины.

Публикация выполнена в рамках государственного задания ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН (Проведение фундаментальных научных исследований (47 ГП)) по теме НИР “11021060909091-4-1.2.1 Фундаментальные и прикладные исследования в области литографических пределов полупроводниковых технологий и физико-химических процессов травления 3D нанометровых диэлектрических структур для развития критических технологий производства ЭКБ. Исследование и построение моделей и конструкций элементов микроэлектроники в расширенном диапазоне температур (от  $-60^\circ\text{C}$  до  $+300^\circ\text{C}$ ) (FNEF-2022-0006)”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rooth J.R.* Industrial plasma engineering. Volume 2: Applications to Nonthermal Plasma Processing, Bristol: IOP Publishing Ltd., 2001.
2. *Roosmalen J., Baggerman J.A.G., Brader S.J.H.* Dry etching for VLSI, New-York: Plenum Press, 1991.
3. *Nojiri K.* Dry etching technology for semiconductors, Tokyo: Springer International Publishing, 2015.
4. *Lieberman M.A., Lichtenberg A.J.* Principles of plasma discharges and materials processing, New York: John Wiley & Sons Inc., 1994.
5. *Kay E., Coburn J., Dilks A.* Plasma chemistry of fluorocarbons as related to plasma etching and plasma polymerization. In: Veprek S., Venugopalan M. (eds) Plasma Chemistry III. Topics in Current Chemistry, V. 94. Berlin, Heidelberg: Springer, 1980.

6. Coburn J.W. Plasma etching and reactive ion etching, New York: AVS Monograph Series, 1982.
7. Standaert T.E.F.M., Hedlund C., Joseph E.A., Oehrlein G.S., Dalton T.J. Role of fluorocarbon film formation in the etching of silicon, silicon dioxide, silicon nitride, and amorphous hydrogenated silicon carbide // J. Vac. Sci. Technol. A. 2004. V. 22. pp. 53–60.
8. Stoffels W.W., Stoffels E., Tachibana K. Polymerization of fluorocarbons in reactive ion etching plasmas // J. Vac. Sci. Tech. A. 1998. V. 16. pp. 87–95.
9. Matsui M., Tatsumi T., Sekine M. Relationship of etch reaction and reactive species flux in  $C_4F_8$ -Ar- $O_2$  plasma for  $SiO_2$  selective etching over Si and  $Si_3N_4$  // J. Vac. Sci. Technol. A. 2001. V. 19. pp. 2089–2096.
10. Efremov A.M., Murin D.B., Kwon K.-H. Concerning the Effect of Type of Fluorocarbon Gas on the Output Characteristics of the Reactive-Ion Etching Process // Russian Microelectronics. 2020. V. 49. № 3. pp. 157–165.
11. Rauf S., Ventzek P.L.G. Model for an inductively coupled Ar/c- $C_4F_8$  plasma discharge // J. Vac. Sci. Technol. A. 2002. V. 20. P. 14–23.
12. Efremov A.M., Murin D.B., Kwon K.-H. Features of the Kinetics of Bulk and Heterogeneous Processes in  $CHF_3$  + Ar and  $C_4F_8$  + Ar Plasma Mixtures // Russian Microelectronics. 2019. V. 48. № 2. pp. 119–127.
13. Kimura T., Noto M. Experimental study and global model of inductively coupled  $CF_4/O_2$  discharges // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. pp. 063303(1–9).
14. Kimura T., Ohe K. Probe measurements and global model of inductively coupled Ar/ $CF_4$  discharges // Plasma Sources Sci. Technol. 1999. V. 8. pp. 553–560.
15. Efremov A., Lee B.J., Kwon K.-H. On relationships between gas-phase chemistry and reactive-ion etching kinetics for silicon-based thin films ( $SiC$ ,  $SiO_2$  and  $Si_xN_y$ ) in multi-component fluorocarbon gas mixtures // Materials. 2021. V. 14. pp. 1432(1–27).
16. Efremov A., Lee J., Kwon K.-H. A comparative study of  $CF_4$ ,  $Cl_2$  and  $HBr$  + Ar Inductively Coupled Plasmas for Dry Etching Applications // Thin Solid Films. 2017. V. 629. pp. 39–48.
17. Li X., Ling L., Hua X., Fukasawa M., Oehrlein G.S., Barela M., Anderson H.M. Effects of Ar and  $O_2$  additives on  $SiO_2$  etching in  $C_4F_8$ -based plasmas // J. Vac. Sci. Technol. A. 2003. V. 21. pp. 284–293.
18. Chun I., Efremov A., Yeom G.Y., Kwon K.-H. A comparative study of  $CF_4/O_2/Ar$  and  $C_4F_8/O_2/Ar$  plasmas for dry etching applications // Thin Solid Films. 2015. V. 579. pp. 136–148.
19. Efremov A., Lee J., Kim J. On the control of plasma parameters and active species kinetics in  $CF_4 + O_2 + Ar$  gas mixture by  $CF_4/O_2$  and  $O_2/Ar$  mixing ratios // Plasma Chem. Plasma Process, 2017. V. 37. pp. 1445–1462.
20. Shun'ko E.V. Langmuir Probe in Theory and Practice, Boca Raton: Universal Publishers, 2008.
21. Efremov A.M., Murin D.B., Kwon K.-H. Parameters of plasma and kinetics of active particles in  $CF_4(CHF_3) + Ar$  mixtures of a variable initial composition // Russian Microelectronics. 2018. V. 47. № 6. pp. 414–423.
22. Ho P., Johannes J.E., Buss R.J. Modeling the plasma chemistry of  $C_2F_6$  and  $CHF_3$  etching of silicon dioxide, with comparisons to etch rate and diagnostic data // J. Vac. Sci. Technol. A. 2001. V. 19. pp. 2344–2367.
23. Gray D.C., Tepermeister I., Sawin H.H. Phenomenological modeling of ion enhanced surface kinetics in fluorine-based plasma etching // J. Vac. Sci. Technol. B. 1993. V. 11. pp. 1243–1257.
24. Lee C., Graves D.B., Lieberman M.A. Role of etch products in polysilicon etching in a high-density chlorine discharge // Plasma Chem. Plasma Process. 1996. V. 16. pp. 99–118.
25. Handbook of chemistry and physics, Boca Raton: CRC press, 1998.

## АКТИВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФИЛЬТРЫ ВЕРХНИХ ЧАСТОТ

© 2022 г. С. Ш. Рехвиашвили\*

*Институт прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН,  
ул. Шортанова, 89А, Нальчик, КБР, 360000 Россия*

*\*E-mail: rsergo@mail.ru*

Поступила в редакцию 20.04.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 12.05.2022 г.

Предложены и теоретически исследованы структуры приборов на основе полевого транзистора с изолированным затвором и биполярного транзистора. Главной конструктивной особенностью приборов является то, что электроды стока и коллектора выполнены в виде МОП-конденсаторов. Изготовление приборов не требует изменений в стандартных технологических маршрутах. Построены распределенные эквивалентные схемы приборов, учитывающие их конструктивно-технологические особенности. Разработаны SPICE-модели приборов и на численных примерах проведена идентификация параметров этих моделей. Рассмотренные приборы являются элементарными фильтрами верхних частот и имеют широкие перспективы применения в аналоговой электронике.

*Ключевые слова:* фильтр верхних частот, МОП-транзистор, биполярный транзистор, многостокковый транзистор, многоколлекторный транзистор, эквивалентная электрическая схема, сквозное моделирование

**DOI:** 10.31857/S0544126922050076

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Фильтр верхних частот (ФВЧ) применяется для выделения в аналоговых сигналах высокочастотных составляющих [1], что востребовано, например, в ВЧ- и СВЧ-электронике, а также при обработке радио- и аудиосигналов и видеоизображений. Последовательное включение ФВЧ с фильтром низких частот (ФНЧ) позволяет создавать полосовой и режекторный фильтры. Важные функциональные свойства ФВЧ, кроме того, заключаются в возможности устранения с его помощью постоянной составляющей сигналов и согласование различных каскадов по нагрузке, обеспечивая связь между ними по переменному току. Конденсаторы в соответствующих схемах принято называть разделительными или блокировочными. Известно, что на заданной частоте эффективную связь по переменному току в данном случае можно достичь при условии, если нагрузочное сопротивление будет значительно превышать реактивное сопротивление конденсатора. Поэтому для работы с высокочастотными нагрузками возможно применение конденсаторов с малыми значениями емкости, что позволяет изготавливать их в интегральном виде.

По планарно-эпитаксиальной или изопланарной технологии интегральные конденсаторы изготавливаются в основном в виде  $p-n$ -переходов транзисторных структур и МОП-структур [2]. Главными недостатками интегральных конденсаторов

на биполярных транзисторных структурах являются невысокие значения емкости и добротности. Кроме того, нелинейная зависимость барьерной и диффузионной емкостей от напряжения в таких конденсаторах не во всех случаях является желательной. Указанные недостатки отсутствуют в МОП-конденсаторах. Следует отметить, что наиболее важное применение МОП-конденсаторы в настоящее время находят в приборах с зарядовой связью и оптических сенсорах [3, 4].

Целью настоящей статьи является разработка конструкций, физико-топологическое и схемотехническое моделирование полевой и биполярной интегральных транзисторных структур, электроды стока и коллектора которых изготовлены в виде МОП-конденсаторов. Такие транзисторные структуры, по существу, выполняют функцию элементарных активных звеньев ФВЧ. Приборы работают только в режиме по переменному току, поэтому статические характеристики для них отсутствуют. Их прототипом в СВЧ-электронике в определенном смысле можно назвать пролетный клистрон [5]. В данном случае области истока/эмиттера и стока/коллектора транзисторных структур выступают в роли входного и выходного резонаторов, а области канала/базы — в роли дрейфового пространства клистрона. Предлагаемые в статье транзисторные структуры имеют перспективы применения в виде дискретных компонентов, а также в



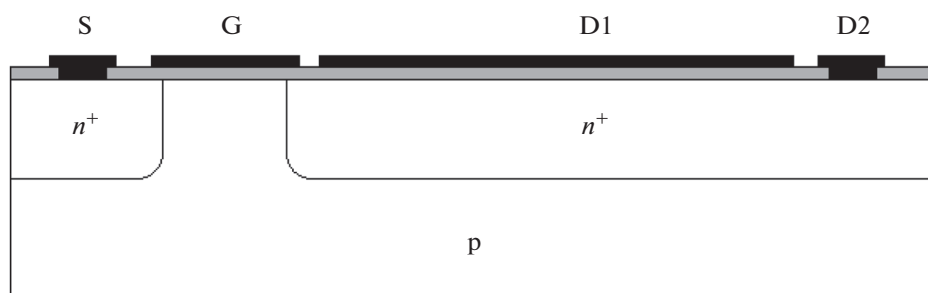


Рис. 1. Структура прибора на основе МОП-транзистора.

качестве усилительных, согласующих, выходных и сенсорных элементов в составе полевых и биполярных интегральных схемах. В статье все расчеты проводятся в приближении равномерно легированных областей. Предполагается, что в приборах содержится выходной МОП-конденсатор размером  $100 \times 100$  мкм.

## 2. МОП-ТРАНЗИСТОР

Структура прибора на основе МОП-транзистора с индуцированным каналом  $n$ -типа представлена на рис. 1. Исток (S) и затвор (G) имеют типовую структуру и топологию. Сток представляет собой объединенные воедино МОП-конденсатор на  $n^+$ -слое (D1) и омический контакт (D2). Изготовление такой структуры не требует никаких изменений стандартных технологических маршрутов. Эквивалентная электрическая схема прибора, построенная на основе известной модели Шихмана-Ходжеса [6, 7], и предлагаемое условное графическое обозначение приведены на рис. 2.

Проведем идентификацию параметров эквивалентной электрической схемы. Удельная емкость слоя диоксида кремния

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{h}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon(\text{SiO}_2) = 3.9$  — относительная диэлектрическая проницаемость диоксида кремния,  $h = 0.05$  мкм — толщина слоя. Для удельной емкости получается значение  $C_{ox} = 6.9 \times 10^{-4}$  Ф/м<sup>2</sup>. Пороговое напряжение определяется по формуле [7, 8]:

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_B + \frac{\sqrt{4\epsilon_0 \epsilon q N_A \phi_B}}{C_{ox}}, \quad (2)$$

$$V_{FB} = \Phi_M - \chi - \frac{E_g}{2q} - \phi_B,$$

$$\phi_B = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_A}{n_i} \right),$$

где  $q$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $\epsilon(\text{Si}) = 11.9$  эВ — относительная диэлектрическая проницаемость кремния,  $\Phi_M = 4.1$  эВ и  $\chi = 4.05$  эВ — работа выхода электрона из металла (алюминий) и энергия электронного сродства полупроводника (кремний),  $E_g = 1.12$  эВ — ширина запрещенной зоны кремния,  $V_{FB} = -0.93$  эВ — напряжение плоских зон,  $N_A = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> — уровень легирования подложки,  $n_i = 10^{10}$  см<sup>-3</sup> — концентрация собственных носителей заряда в кремнии при комнатной температуре,  $\phi_B = 0.42$  эВ — поверхностный потенциал подложки. Таким образом, для порогового напряжения получается значение  $V_T = 2.35$  В. Удельная крутизна затвора

$$K_p = \frac{\mu_n C_{ox} W}{L}, \quad (3)$$

где  $W$  и  $L$  — ширина и длина канала,  $\mu_n = 300-700$  см<sup>2</sup>/(В с) — подвижность электронов в области канала для кремниевых транзисторов [8, с.53]. При  $W/L = 100$  из (3) получаем верхнюю оценку  $K_p = 5 \times 10^{-3}$  А/В<sup>2</sup>.

Перейдем к расчету сопротивлений и емкостей областей с учетом структуры и топологии прибора. Встроенные сопротивления областей стока и истока рассчитываются по формуле интегрального резистора

$$R = R_s (k_1 + k_2), \quad (4)$$

где  $R_s = 27.6$  Ом/квадрат — поверхностное сопротивление,  $k_1$  — коэффициент формы резистора,  $k_2$  — коэффициент, учитывающий растекание тока в контактах. Электрофизические параметры областей: уровень легирования областей истока и стока  $N_D = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>; подвижность электронов при заданных уровнях легирования  $\mu_n = 113.4$  см<sup>2</sup>/(В с); глубина залегания  $p$ - $n$ -перехода  $x_j = 2$  мкм. По подвижность электронов вычислялась по модели [9]. По аналогии с низкоомным полосковым резисто-

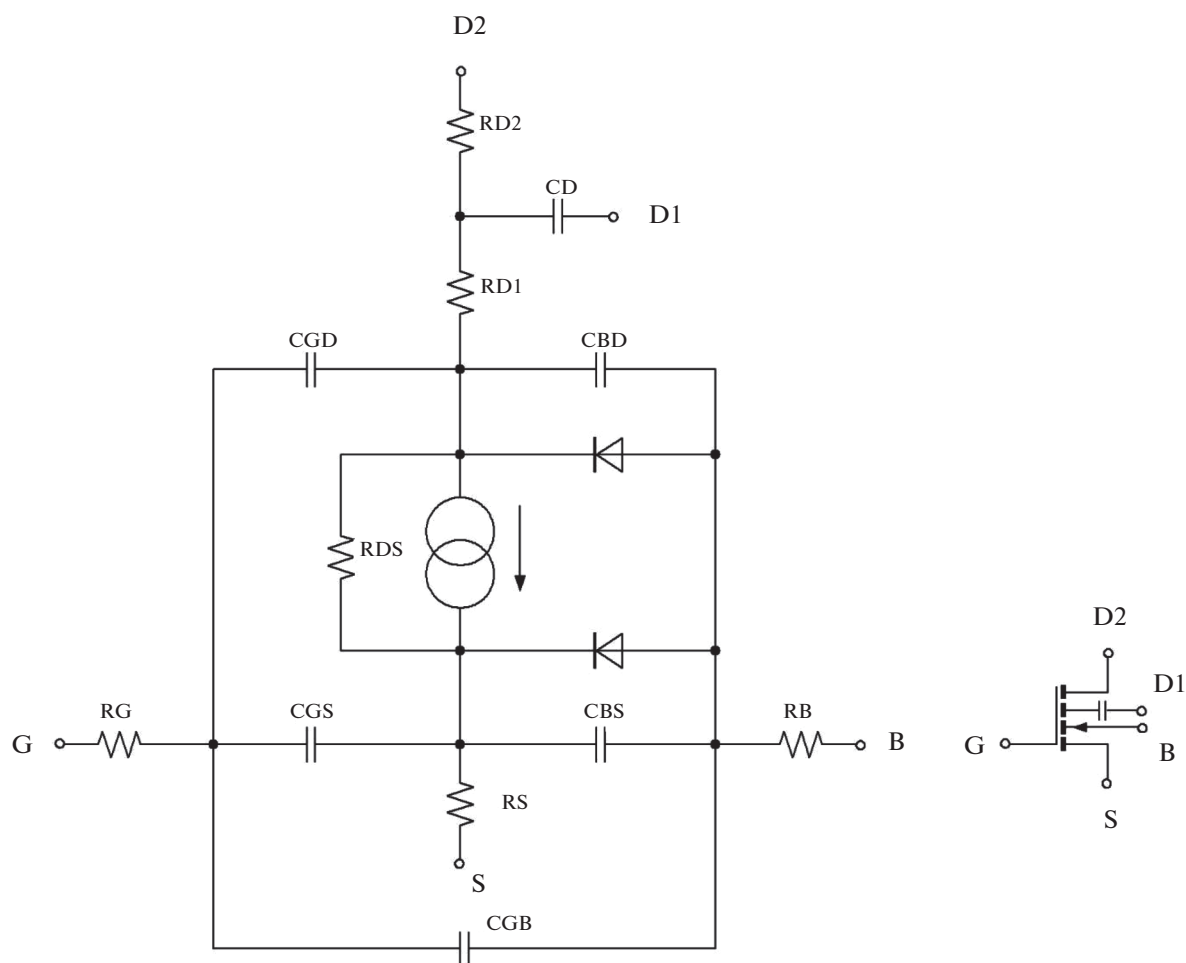


Рис. 2. Эквивалентная схема прибора на основе МОП-транзистора и его условное графическое обозначение.

ром [2, с. 42] для встроенных сопротивлений областей S и D1 имеем одну контактную площадку ( $k_2 = 0.08$ ) и для области D2 имеем две контактные площадки ( $k_2 = 2 \times 0.08 = 0.16$ ). Согласно предлагаемой эквивалентной схеме, сопротивление стока складывается из двух составляющих, относящихся к областям D1 и D2. Удельная барьерная емкость при нулевом смещении рассчитывается по формуле

$$C_{pn} = \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon N_A N_D}{(N_A + N_D)\phi_0}}, \quad (5)$$

$$\phi_0 = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right), \quad (6)$$

где  $\phi_0 = 0.95$  эВ – контактная разность потенциалов. Для рассматриваемого случая получается значение  $C_{pn} = 3.84 \times 10^{-4}$  Ф/м<sup>2</sup>.

Ниже приведена программа моделирования переходных процессов в усилительном каскаде с общим истоком.

\* MOS HIGH PASS FILTER (SPICE CODE)

X1 2 3 1 0 0 DEVICE

R1 2 0 100K

R2 3 4 3K

VIN 1 0 AC 3 SIN(0 3 5MEG 0 0 0)

VS 4 0 10

.TRAN 0.1N 500N

.PLOT TRAN V(2) V(3)

```
.SUBCKT DEVICE DRAIN1 DRAIN2 GATE SOURCE SUBSTRATE
RD1 1 2 30
RD2 2 DRAIN2 7
CD 2 DRAIN1 7P
M1 1 GATE SOURCE SUBSTRATE MOSFET
.MODEL MOSFET NMOS(L=1U W=100U TOX=50N KP=5E-3 VTO=2.35
+ RS=5 CBS=1.75P CBD=5.74P UO=700 NSUB=1E17 PHI=0.46)
.ENDS
.END
```

Встроенные сопротивления и емкости областей истока и стока рассчитывались с учетом заданных топологических размеров транзистора. Основной методический прием при составлении SPICE-макромодели прибора заключается в том, что сопротивления стока RD1 и RD2 исключены из модели МОП-транзистора и вместе с емкостью CD вынесены во внешнюю цепь. На рис. 3 приведены результаты схемотехнического моделирования. Эти результаты показывают, что на выходе каскада могут быть получены усиленные переменные положительные и отрицательные напряжения.

### 3. БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР

Прибор на основе биполярного *n-p-n*-транзистора со структурой, соответствующей стандартной планарно-эпитаксиальной технологии, представлен на рис. 4. Эмиттер (E) и база (B) имеют типовую структуру и топологию. Коллектор представляет собой *n*-эпитаксиальный, *n*<sup>+</sup>-скрытый слой и *n*<sup>+</sup>-диффузионный слой с контактом виде МОП-конденсатора на *n*<sup>+</sup>-слое (C1) и омическим контактом (C2). Эквивалентная электрическая схема, построенная на основе упрощенной модели Гуммеля-Пуна [10], и предлагаемое условное

графическое обозначение прибора приведены на рис. 5.

Проведем идентификацию параметров эквивалентной электрической схемы. Будем рассчитывать только те параметры, которые относятся к нормальному активному режиму работы транзистора. Для высоколегированных транзисторных областей целесообразно принимать во внимание эффект сужения запрещенной зоны [8, с. 155]. Уменьшение ширины запрещенной зоны кремния можно учесть в рамках простой логарифмической модели [11, с. 40]:

$$\Delta E_g = \Delta E_{g0} \ln \left( \frac{N_S}{N_0} \right), \quad (7)$$

где  $N_S = N_A + N_D$  – суммарная концентрация донорной и акцепторной легирующей примеси,  $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\Delta E_{g0} = 0.018 \text{ эВ}$ . Используя теорию биполярного транзистора с числами Гуммеля [8, с. 137–141], с учетом (7) получаем следующую формулу для коэффициента передачи тока в схеме с общим эмиттером

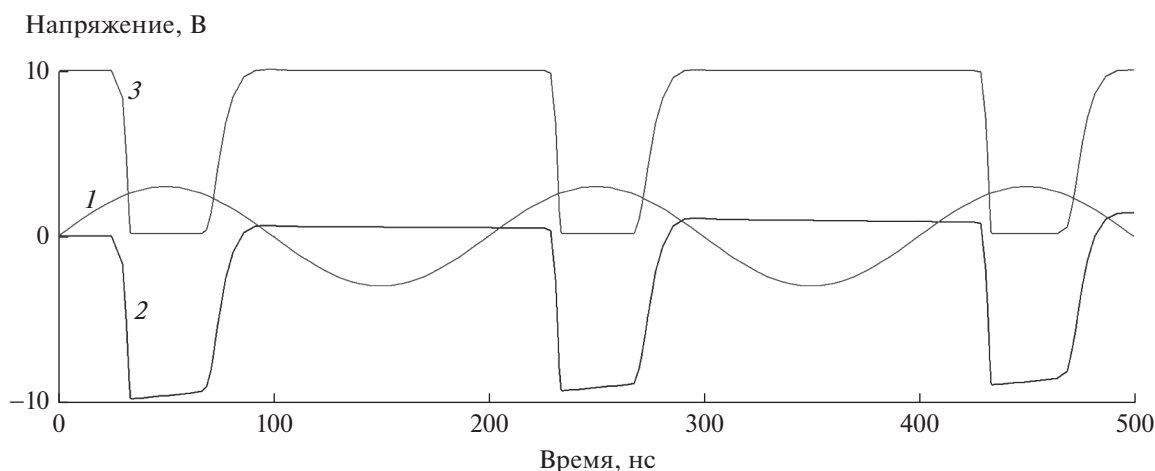


Рис. 3. Переходной процесс в усилительном каскаде с общим истоком: 1 – входной сигнал; 2 – выходной сигнал с конденсатора; 3 – выходной сигнал с резистора.

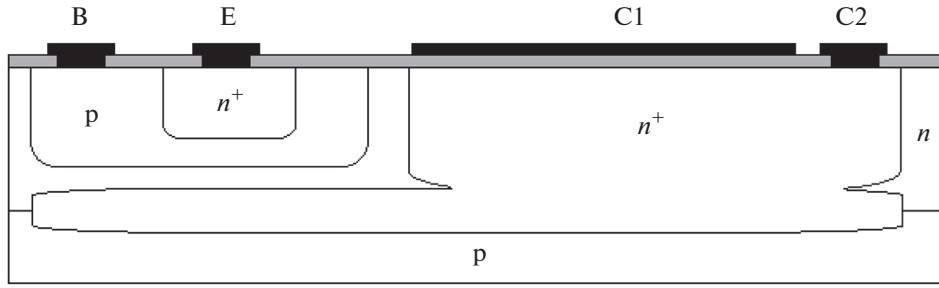


Рис. 4. Структура прибора на основе биполярного транзистора.

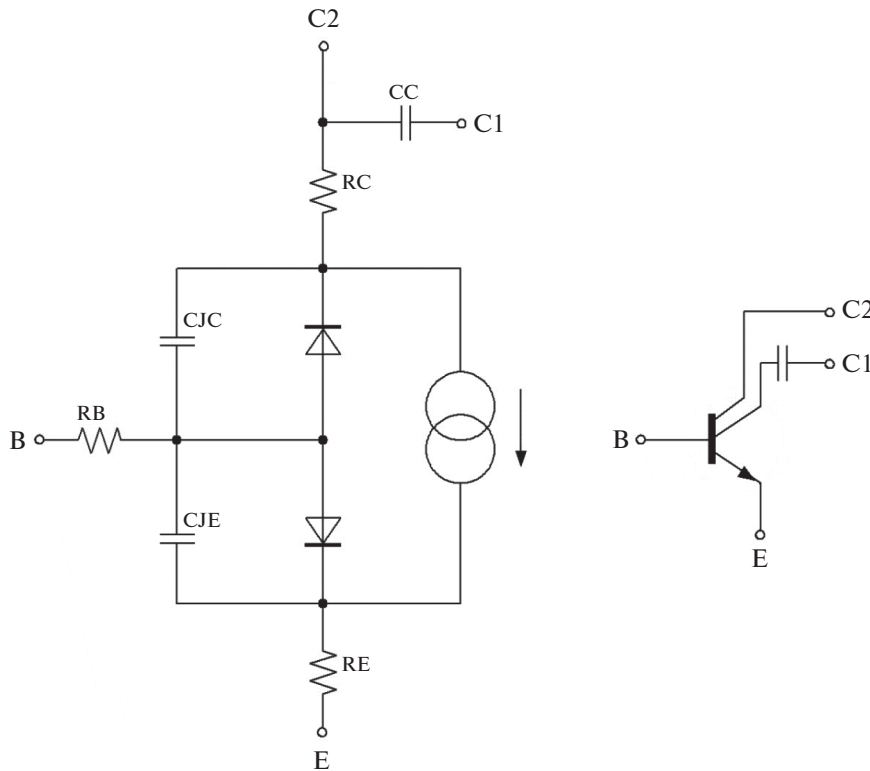


Рис. 5. Эквивалентная схема прибора на основе биполярного транзистора и его условное графическое обозначение.

$$\beta_F = \frac{G_E}{G_B} = \frac{N_{DE}x_E\mu_{nB}}{N_{AB}x_B\mu_{pE}} \left( \frac{N_{SB}}{N_{SE}} \right)^\gamma, \quad (8)$$

$$\gamma = \frac{\Delta E_{g0}}{kT},$$

где  $G_E$  и  $G_B$  – числа Гуммеля для эмиттера и базы,  $N_{DE} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $N_{AB} = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  – концентрации донорной и акцепторной легирующей примеси в эмиттере и базе,  $x_E = 1.5 \text{ мкм}$  и  $x_B = 0.5 \text{ мкм}$  – толщины квазинейтральных областей эмиттера и базы,  $\mu_{pE} = 68.7 \text{ см}^2/(\text{В с})$  и  $\mu_{nB} = 112.5 \text{ см}^2/(\text{В с})$  – подвижности неосновных носителей заряда (дырок и электронов) в эмиттере и базе,  $\gamma = 0.7$  при

$T = 300 \text{ К}$ . Как и в случае с МОП-транзистором, подвижность электронов и дырок рассчитывалась по модели [9]. При расчете сумарных концентраций примеси в эмиттере и базе и сопротивления коллектора учитывалось, что концентрация донорной легирующей примеси в эпитаксиальном слое составляет  $N_{DC} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, находим значение  $\beta_F = 11.82$ . Для плотности тока насыщения транзистора [8, с. 139] с учетом (7) получается формула

$$J_S = \frac{qn_i^2}{G_B} = \frac{kT\mu_{nB}n_i^2}{N_{AB}x_B} \left( \frac{N_{SB}}{N_0} \right)^\gamma. \quad (9)$$

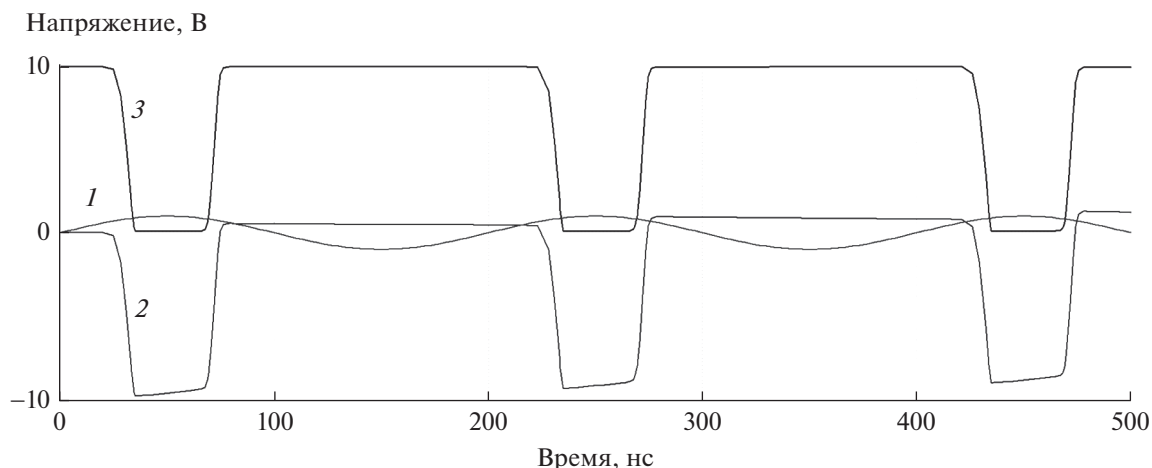


Рис. 6. Переходной процесс в усилительном каскаде с общим эмиттером: 1 – входной сигнал; 2 – выходной сигнал с конденсатора; 3 – выходной сигнал с резистора.

С учетом всех указанных численных значений параметров  $J_S = 5.83 \text{ пА/см}^2$ . Напряжение Эрли, характеризующее переключательные свойства транзистора, можно оценить по формуле

$$V_{AF} = \frac{qN_{AB}x_B}{C_{pn}} \quad (10)$$

Здесь  $C_{pn}$  – это удельная барьерная емкость коллекторного перехода, которая рассчитывается по (5). Расчет дает численное значение  $V_{AF} = 306.81 \text{ В}$ . Необходимо отметить, что учет эффекта высокого уровня легирования для эмиттера и базы при  $N_{SE}, N_{SB} > N_0$ , который проявляется в сужении запрещенной зоны кремния ( $E_g - \Delta E_g$ ), приводит к значительному уменьшению коэффициента усиления и увеличению тока насыщения транзистора.

Удельные сопротивления эмиттера, базы и коллектора равны соответственно  $5.547 \times 10^{-3}$ , 0.065 и 0.514 Ом см. Сопротивления и емкости областей рассчитывались по формулам (4) и (5) с учетом топологических размеров областей биполярного транзистора и направлений протекания токов в его структуре. В частности, учитывалось, что максимальный ток эмиттера взаимосвязан с геометрическим сопротивлением базы  $R_B$ , которое зависит от размеров эмиттера [8, с. 168]:  $I_E(\text{max}) \approx 1.6kT/q(1 - \alpha_F)R_B$ , где  $\alpha_F = 0.922$ . При расчете встроенных сопротивлений эмиттера и коллектора влияние контактных площадок не учитывалось, для базы учитывалась одна контактная площадка.

Ниже приведена программа моделирования переходных процессов в усилительном каскаде с общим эмиттером.

```
* BJT HIGH PASS FILTER (SPICE CODE)
X1 2 3 1 0 DEVICE
R1 4 3 3K
R2 2 0 100K
VIN 1 0 AC 1 SIN(0 1 5MEG 0 0 0)
VS 4 0 10
.TRAN 0.1N 500N
.PLOT TRAN V(2) V(3)
.SUBCKT DEVICE COLLECTOR1 COLLECTOR2 BASE EMITTER
CC COLLECTOR2 COLLECTOR1 7P
Q1 COLLECTOR2 BASE EMITTER BJT
.MODEL BJT NPN(BF=11.82 VAF=306.81 IS=0.1F CJE=1P CJC=0.15P
+ RE=0.1 RB=150 RC=10 VJE=0.995 VJC=0.815)
.ENDS
.END
```

В отличие от рассмотренного выше случая с МОП-транзистором, в SPICE-макромодели прибора сопротивление коллектора включено в модель биполярного транзистора. Это связано с тем, что тело коллектора, состоящее из эпитаксиального, скрытого и диффузионного контактного слоев, можно приближенно считать общим по отношению к выходным контактам С1 и С2. Результаты схемотехнического моделирования приведены на рис. 6. Как и в предыдущем случае, эти результаты показывают, что на выходе каскада могут быть получены достаточно качественные усиленные переменные сигналы напряжения.

Если сравнивать осциллограммы сигналов на рис. 3, 6, то можно прийти к выводу о том, что ФВЧ на основе биполярного транзистора является менее инерционным, и поэтому в целом более предпочтительным. Это объясняется тем, что диапазон рабочих частот полевого транзистора и имеющиеся в нем паразитные емкости замедляют процессы переключения на высоких частотах. Помимо этого, у полевого транзистора коэффициент передачи по напряжению меньше, чем у биполярного транзистора. Однако, по входной (управляющей) цепи ФВЧ на полевом транзисторе оказывается лучше, т.к. обладает большим входным сопротивлением.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье предложены и теоретически исследованы транзисторные структуры, которые представляют собой активные звенья ФВЧ. Их отличительной особенностью является то, что выходные контакты реализованы в виде МОП-конденсаторов. Это, по сути дела, обеспечивает гальваническую развязку между истоком/эмиттером и стоком/коллектором. Приборы предназначены для обработки переменных сигналов и могут найти эффективное применение в качестве элементов антенных усилителей, детекторов и генераторов сигналов, умножителей частоты, сенсоров оптического излучения и др. Для увеличения выходной емкости представляется перспективным применение 3D-конденсаторов [12], которые могут изготавливаться с применением технологии глубокого реактивного ионного травления (Deep Reactive-Ion Etching, DRIE метод).

По работе можно сделать следующие основные выводы: 1) полевой и биполярный транзисторы, в которых в качестве электродов стока и коллектора используются МОП-конденсаторы, представляют собой активные фильтры высоких частот; 2) разработаны эквивалентные электрические схемы приборных структур и проведено их физико-топологическое и схемотехническое моделирование, причем параметры биполярного транзи-

стора предложено рассчитывать с учетом эффекта высокого уровня легирования эмиттера и базы; 3) проведенные теоретические исследования позволяют рекомендовать приборные структуры для промышленного изготовления.

Представляет большой интерес провести моделирование электрофизических характеристик транзисторных структур, которые представлены на рис. 1, 4, в режиме по переменному току путем прямого решения фундаментальной системы уравнений переноса носителей заряда, например, методом конечных элементов. Эта сложная задача требует отдельного рассмотрения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tietze U., Schenk Ch., Schmid E.* Electronic Circuits: Design and Applications. Springer-Verlag, 1991.
2. *Пономарев М.Ф., Коноплев Б.Г.* Конструирование и расчет микросхем и микропроцессоров. М.: Высш. шк., 1986.
3. *Zimmermann H.K.* Integrated Silicon Optoelectronics. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2010.
4. *Sze S.M., Lee M.-K.* Semiconductor Devices: Physics and Technology. Wiley, 2012.
5. *Лебедев И.В.* Техника и приборы сверхвысоких частот. Электровакуумные приборы СВЧ. Т. 2. М.: Высш. шк., 1972.
6. *Shichman H., Hodges D.A.* Modeling and simulation of insulated-gate field-effect transistor switching circuits // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 1968. V. 3. № 3. P. 285–289. <https://doi.org/10.1109/JSSC.1968.1049902>
7. *Денисенко В.В.* Компактные модели МОП-транзисторов для SPICE в микро- и нанoeлектронике. М.: Физматлит, 2010.
8. *Ферри Д., Эйкерс Л., Гринич Э.* Электроника ультрабольших интегральных схем. М.: Мир, 1991.
9. *Arora N.D., Hauser J.R., Roulston D.J.* Electron and hole mobilities in silicon as a function of concentration and temperature // IEEE Transactions on Electron Devices. 1982. V. 29. № 2. P. 292–295. <https://doi.org/10.1109/T-ED.1982.20698>
10. *Gummel H.K., Poon H.C.* An integral charge control model of bipolar transistors // Bell Syst. Tech. J. 1970. V. 49. № 5. P. 827–852. <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1970.tb01803.x>
11. *Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А.* Полупроводниковые приборы. М.: Энергоатомиздат, 1990.
12. *Рехвиашвили С.Ш., Гаев Д.С., Бойко А.Н.* Физико-топологическое моделирование объемной конденсаторной структуры с барьером Шоттки // Микроэлектроника. 2021. Т. 50. № 5. С. 384–389. [*Rekhviashvili S. Sh., Gaev D.S., Boyko A.N.* Physical and Topological Modeling of a Volume Condenser Structure with a Schottky Barrier // Russian Microelectronics. 2021. V. 50. № 5. P. 347–352. <https://doi.org/10.1134/S1063739721040090>]



УДК 621.31

## АКТИВНЫЙ ВЫПРЯМИТЕЛЬ С МАЛЫМИ ПОТЕРЯМИ

© 2022 г. В. П. Бабенко<sup>а</sup>, В. К. Битюков<sup>а, \*</sup><sup>а</sup>МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА),  
Просп. Вернадского, 78, Москва, 119454 Россия

\*E-mail: bitukov@mirea.ru

Поступила в редакцию 28.03.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 12.05.2022 г.

Снижение потерь энергии в выпрямителях остается серьезной проблемой не только для устройств с питанием от промышленной сети переменного тока, но и для высокопроизводительных систем с высокой плотностью мощности, низковольтных устройств автоэлектроники, авионики, приложений телефонии, “зеленой энергетики”, мобильной аппаратуры с батарейным питанием. Одним из подходов к решению этой проблемы является использование активных выпрямителей на базе MOSFET. Рассмотрены методические вопросы снижения потерь в выпрямительном устройстве, особенности схемотехники активных выпрямителей, существующая элементная база, представленная на рынке электронных компонентов.

*Ключевые слова:* “идеальный” диод, диод Шоттки, инверсный режим включения MOSFET, системы резервирования источников питания ORING, защита от переплюсовки питания

DOI: 10.31857/S0544126922050039

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Выпрямительные диоды, обеспечивающие пропускание тока в одном направлении и блокирующие обратный, являются самыми массовыми, простыми, надежными и дешевыми полупроводниковыми приборами. Без диодов не обходится, практически, ни одно радиоэлектронное устройство. Их отличает простота включения и огромная область применений. Основные функции диодов – это преобразование переменного сигнала в постоянный, коммутирование электрических цепей. Непрерывно улучшаются предельные параметры диодов, динамические характеристики, расширяются функциональные возможности (силовые модули), растет удельная мощность, частота, расширяется диапазон рабочих температур. Практически неизменным остается лишь параметр, характеризующий падение напряжения при протекании тока в прямом направлении. Для кремниевых слаботочных диодов составляет примерно 0.7–0.8 В, а для силовых достигает 1.0–1.2 В. Повышенное падение напряжения на диодах приводит к снижению эффективности выпрямительных устройств. Это малозаметно у высоковольтных сетевых выпрямителей, но существенно в низковольтных устройствах автоэлектроники, авионики, приложений телефонии, “зеленой энергетики” и мобильной аппаратуры с батарейным питанием. Зачастую, более важным фактором является повышенное выделение тепла при протекании больших токов, что

усложняет, удорожает, увеличивает массогабаритные характеристики системы теплоотвода, а так же снижает КПД конечного устройства [1].

Частично этот недостаток преодолевается за счет использования диодов Шоттки, у которых потери при протекании прямого тока приблизительно вдвое ниже по сравнению с кремниевыми диодами и составляют около 0.4–0.5 В [2]. Однако у них повышенная величина обратного тока (десятки мА). Проблемы с отводом тела, хотя и в меньшей степени, но остаются.

Феноменальный успех активно управляемых MOSFET с низким сопротивлением (до долей мОм) в открытом состоянии обеспечил высокую эффективность преобразователей постоянного и переменного тока. Поэтому естественное желание разработчиков аппаратуры заменить для некоторых приложений диодный выпрямитель успешными MOSFET-аналогами. Однако, в отличие от неуправляемого (асинхронного) диода, MOSFET требует управления с учетом его характеристик, особенностей схемотехники активных выпрямителей, что и является предметом данной статьи.

### 2. СХЕМОТЕХНИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ

Для лучшего понимания процессов и факторов, влияющих на характеристики активных выпрямителей, использовалось схемотехническое моделирование. Выбор программы моделирования

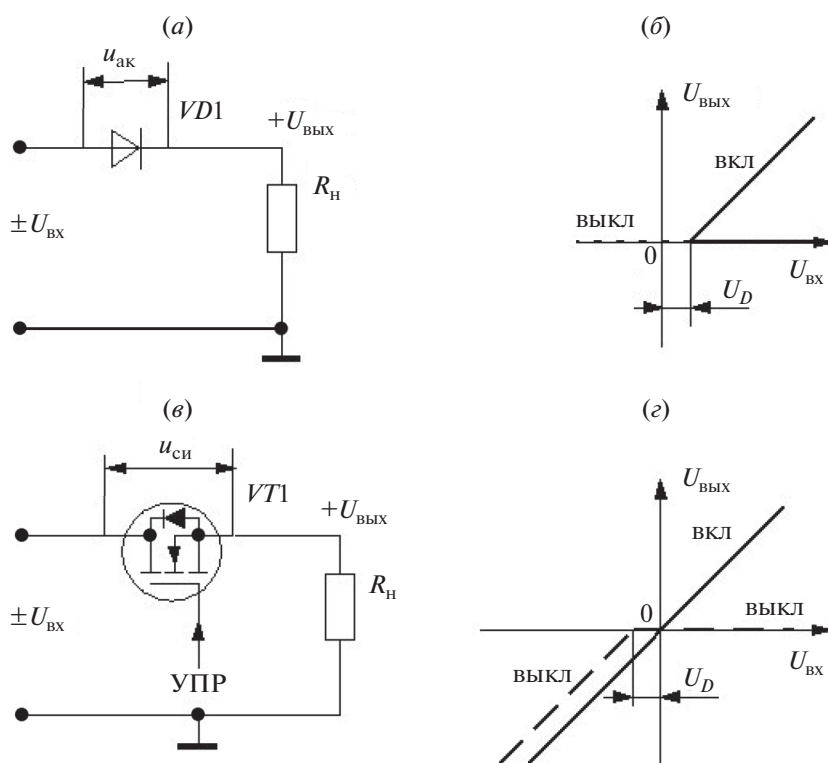


Рис. 1. Выпрямитель: (а) диодная схема; (б) передаточная характеристика диодного ключа; (в) MOSFET-ключ; (г) передаточная характеристика MOSFET-ключа.

достаточно широк, но не критичен. В данном случае использовалась программа Electronics Workbench (EWB). Кроме традиционного SPICE анализа EWB позволяет пользователям подключать к исследуемой схеме виртуальные контрольно-измерительные приборы, приближенные к реальным аналогам. В EWB имеется встроенная обширная библиотека аналоговых и цифровых электронных компонентов, большой профессиональный набор методов анализа электронных схем. Накоплен значительный опыт и существует обширная литература по использованию EWB в разных областях аналоговой и цифровой электроники [3–8]. Имеется встроенная библиотека мощных  $n$ - и  $p$ -канальных MOSFET транзисторов фирм International Rectifier и Zetex Semiconductors, мощных диодов с  $p$ - $n$ -переходом и диодов Шоттки (Motorola). Привлекает в EWB возможность моделирования двумя способами:

— имитация электронной лаборатории, когда в электронную схему устанавливаются виртуальные измерительные приборы, подобные приборам реальным, и моделирование запускается выключателем Activate Simulation на рабочей панели;

— квазипрофессиональное моделирование, когда вид анализа задается из меню Analysis, в окне которого устанавливается вид анализа и узлы схе-

мы, для которых просматривается результат моделирования.

Оценить ключевые особенности диода и MOSFET можно, сравнивая их статические четырехквadrантные передаточные характеристики (рис. 1), полученные в результате моделирования в режиме Analysis/DC Sweep [3, 4]. Диод  $VD1$  пропускает ток при положительном входном напряжении  $U_{вх}$ , а напряжение  $u_{ак}$  на аноде относительно катода диода превышает пороговое напряжение  $U_D$ , то есть при  $u_{ак} > U_D$ , что соответствует сплошной линии “вкл” в первом квадранте характеристики (рис. 1б). Диод заперт, когда  $U_{вх}$  отрицательно и  $u_{ак} \leq U_D$  (пунктирная линия “выкл”). Для кремниевых диодов пороговое напряжение около  $U_D \approx 0.7$  В.

При подаче отпирающего напряжения “УПР” высокого уровня на  $n$ -MOSFET (рис. 1в) канал транзистора проводит ток, как при положительном  $+U_{вх}$ , так и отрицательном  $-U_{вх}$  входном напряжении, что на характеристике (рис. 1г) в первом и третьем квадранте показано сплошной линией “вкл”. Так как сопротивление канала открытого транзистора мало, то характеристика “вкл” проходит практически через начало координат. При подаче запирающего напряжения “УПР” низкого уровня транзистор запирается только в первом квадранте характеристики (рис. 1г) при положи-

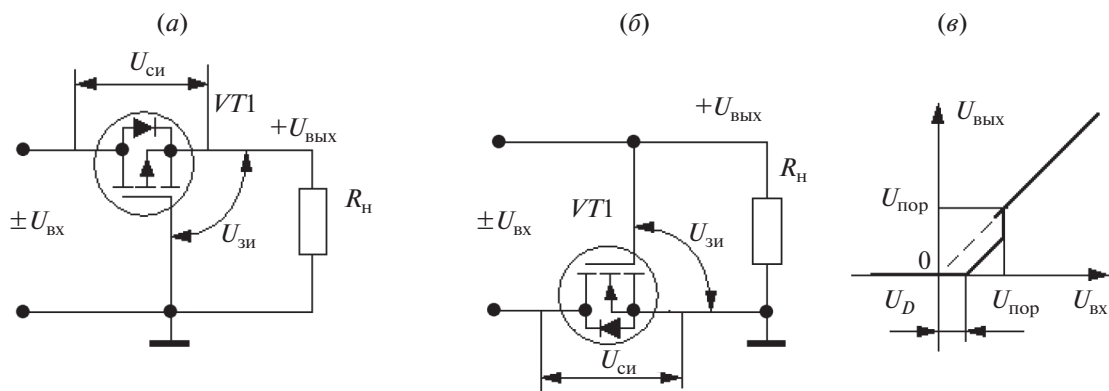


Рис. 2. “Идеальный диод”; (а) схема на *p*-канальном MOSFET; (б) схема на *n*-канальном MOSFET; (в) передаточная характеристика.

тельном входном напряжении  $+U_{вх}$  (пунктирная линия “выкл”). При подаче отрицательного входного напряжения  $-U_{вх}$  MOSFET остается проводящим в третьем квадранте характеристики, несмотря на запирающий сигнал “УПР”, что вызвано наличием технологического (паразитного) диода, включенного параллельно каналу, как показано на УГО транзистора. Причем характеристика оказывается смещенной на величину напряжения открытия технологического диода  $U_D \approx 0.7$  В.

Чтобы обеспечить ключевую характеристику MOSFET, подобную диоду, то есть надежное запираение канала транзистора при любой полярности  $U_{вх}$ , а управляемое включение только при положительной полярности  $U_{вх}$ , транзистор обычно включается инверсно [5], так, чтобы технологический диод транзистора VT1 был включен в прямом направлении (рис. 2). Такое включение получило название “идеальный” или “умный” диод и часто используется для защиты нагрузки от ошибочного подключения полярности входной батареи  $U_{вх}$  [9].

В схеме “идеального” диода на *p*-MOSFET (рис. 2а) при начальном включении положительного входного напряжения  $+U_{вх}$  ток протекает через прямосмещенный диод и сопротивление нагрузки  $R_H$ . Падение напряжения на нагрузке равно напряжению между затвором и истоком  $U_{зи}$  сравнивается с пороговым напряжением  $U_{пор}$  транзистора. При  $U_{вх} > U_{пор}$  низкое сопротивление канала  $R_{си\ вкл}$  открытого транзистора шунтирует технологический диод и весь ток нагрузки протекает через низкоомный канал, обеспечивая малое падение  $U_{си}$ . На передаточной характеристике, показанной на рис. 2в, видно, что до напряжения открывания транзистора  $U_{вх} < U_{пор}$ , когда ток протекает через технологический диод, характеристика смещена на напряжение  $U_D$ . При напряжении  $U_{вх} > U_{пор}$  со-

противление канала транзистора  $R_{си\ вкл}$  становится минимальным, обеспечивая малое падение напряжения протекающему через канал току. Передаточная характеристика проходит практически через начало координат (пунктирная часть линии на рис. 2в).

Если входное напряжение отрицательное  $-U_{вх}$ , то технологический диод обратно смещен и ток нагрузки равен нулю. При этом потенциалы затвора и истока одинаковы, то есть  $U_{зи} = 0$ . Канал заперт и блокирует ток при любой полярности входного напряжения.

На участке  $U_{вх} > U_{пор}$  передаточная характеристика “идеального диода” подобна характеристике полупроводникового выпрямительного диода с малым падением напряжения в открытом состоянии.

Следует отметить, что схема “идеального диода”, показанного на рис. 2а, годится только для низковольтных решений, пока входное напряжение  $U_{вх}$  не превышает допустимого напряжения  $U_{зи\ доп}$  между затвором и истоком, обычно на превышающего 20 В. Модификация схемы позволяет применить ее для более высоких напряжений [10]. Другим недостатком описываемой схемы является использование *p*-канального транзистора, которые дороже и хуже по параметрам *n*-MOSFET.

Схема “идеального диода” на *n*-MOSFET (рис. 2б) несколько отличается от рассмотренной ранее. Для обеспечения инверсного режима, транзистор по-прежнему включен инверсно между заземленным выходом нагрузки и отрицательным выводом входного источника  $U_{вх}$ . Принцип действия и передаточная характеристика “идеального диода” на *n*-MOSFET не отличаются от *p*-MOSFET (рис. 2, а). Достоинство заключается в использовании *n*-канального транзистора, а недостаток — в сложности с звездообразным заземлением нескольких нагрузок, питаемых от одного источника. Область применения обеих схем — защита

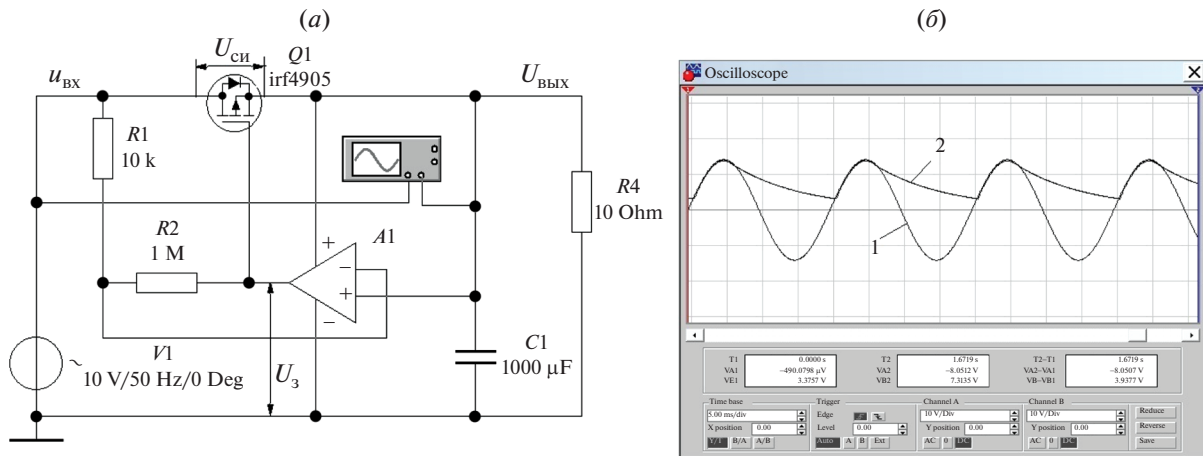


Рис. 3. Активный выпрямитель на  $p$ -MOSFET: (а) схема; (б) осциллограммы; 1 – входное напряжение ( $u_{\text{ВХ}}$ ); 2 – выходное напряжение ( $u_{\text{ВЫХ}}$ ).

нагрузки от неправильного подключения батареи питания, а так же системы резервирования источников питания ORing [10].

Преимущество MOSFET по сравнению с диодами очевидно в случае, когда падение напряжения на открытом транзисторе  $U_{\text{СИ ВКЛ}}$  меньше прямого падения напряжения на диоде  $U_D$ , то есть при  $U_{\text{СИ ВКЛ}} = I_n R_{\text{СИ ВКЛ}} < U_D$ , где  $I_n$  – ток нагрузки, а  $R_{\text{СИ ВКЛ}}$  – сопротивление канала транзистора в проводящем состоянии.

Так для примера при токе нагрузки  $I_n = 20$  А на диоде Шоттки с прямым падением напряжения 0.5 В рассеивается мощность равная 10 Вт, а на MOSFET с сопротивлением канала  $R_{\text{СИ ВКЛ}} = 5$  мОм при том же токе нагрузки падение напряжения составляет всего  $U_{\text{СИ ВКЛ}} = 50$  мВ и рассеивается мощность равная 1 Вт, что позволяет обойтись без дополнительного радиатора.

Есть принципиальная разница в работе выпрямительных диодов и ключей MOSFET (рис. 2). Выпрямительный диод представляет собой переключатель, управляющий направлением протекания тока: пропускает ток, когда напряжение на аноде (входное) превышает напряжение на выходном конденсаторе, и блокирует обратный ток, когда входное напряжение ниже напряжения на выходном конденсаторе. В отличие от диодов MOSFET-ключ действует как переключатель, который открывается на время всего полупериода и в это время пропускает ток в любом направлении. Вследствие чего к концу полупериода подаваемой мощности переменного тока конденсатор фильтра выпрямителя будет разряжаться практически до нуля. Поэтому схемы “идеальных” диодов, приведенные на рис. 2, могут работать только на активную нагрузку без сглаживающего конденсато-

ра и не пригодны для использования в качестве выпрямителей.

### 3. АКТИВНЫЙ ВЫПРЯМИТЕЛЬ НА $p$ -MOSFET

Чтобы активный MOSFET выполнял выпрямительные функции необходимо контролировать величину и знак напряжения между стоком и истоком  $U_{\text{СИ}}$  транзистора. Реализовать это можно с помощью компаратора, управляемого сигналом  $U_{\text{СИ}}$ . Однако у схемы с компаратором возможен дребезг при переходе входного напряжения через ноль. Лучший результат дает схема с разностным усилителем с заданным коэффициентом усиления, как показано на рис. 3. На входы операционного усилителя (ОУ) А1 подается напряжение с транзистора Q1 таким образом, чтобы при положительной полярности  $+U_{\text{СИ}}$  выходной сигнал ОУ, подаваемый на затвор транзистора, удерживал MOSFET-ключ в открытом состоянии, а при отрицательном  $-U_{\text{СИ}}$ , запирает транзистор и блокировал обратный ток. Более простая схемотехника активного выпрямителя реализуется с  $p$ -каналом MOSFET (рис. 3), когда транзистор включен инверсно [11, 12], ОУ питается от выпрямленного напряжения, подаваемого с конденсатора фильтра C1.

Входное переменное напряжение  $u_{\text{ВХ}}$  от источника V1, выпрямляется активным выпрямителем на  $p$ -MOSFET Q1. Нагрузкой выпрямителя является резистор R4, зашунтированный конденсатором фильтра C1. Резисторы R1 и R2 в цепи ООС задают коэффициент усиления. Напряжение на затворе  $U_3$  MOSFET достигнет уровня, достаточного для его переключения, когда выполняется условие

$$U_3 = U_{\text{ВЫХ}} - (U_{\text{ВХ}} - U_{\text{ВЫХ}}) R2/R1, \quad (1)$$

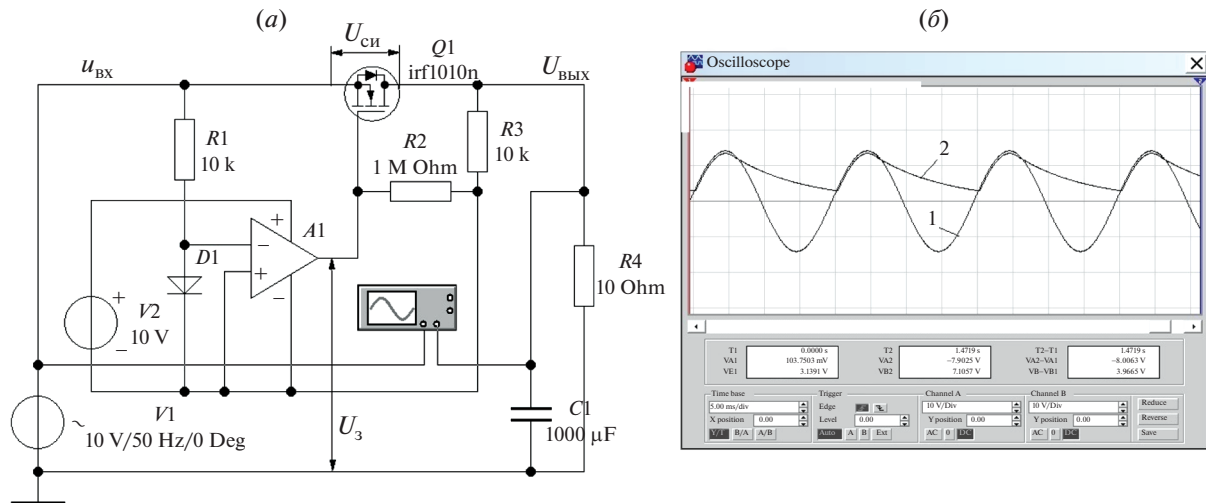


Рис. 4. Активный выпрямитель на *n*-MOSFET: (а) схема; (б) осциллограммы; 1 – входное напряжение ( $u_{\text{ВХ}}$ ); 2 – выходное напряжение ( $u_{\text{ВЫХ}}$ ).

где  $U_3$  – напряжение на затворе,  $U_{\text{ВХ}}$  и  $U_{\text{ВЫХ}}$  – входное и выходное напряжение.

Учитывая, что  $U_{\text{СИ}} = U_{\text{ВХ}} - U_{\text{ВЫХ}}$ , а  $U_{\text{ЗИ}} = U_3 - U_{\text{ВЫХ}}$ , где  $U_{\text{СИ}}$  – напряжение сток-исток,  $U_{\text{ЗИ}}$  – напряжение затвор-исток, получают

$$U_{\text{ЗИ}} = -(R2/R1)U_{\text{СИ}} \quad (2)$$

Если типовое значение напряжения  $U_{\text{ЗИ}}$  открывания транзистора порядка +4 В, то минимальное напряжение между стоком и истоком  $U_{\text{СИ}}$ , при котором переключится транзистор, согласно выражению (2) составит 40 мВ. Падение напряжения на выпрямителе можно сделать еще меньше, увеличив соотношение между резисторами. Ограничивающим фактором здесь является только напряжение смещения ОУ.

Преимуществом активного выпрямителя (рис. 3а) является простота питания ОУ от выпрямленного напряжения на конденсаторе  $C1$ . Однако *p*-канальный MOSFET уступает по параметру сопротивление канала/стоимость в несколько раз *n*-канальному MOSFET.

#### 4. АКТИВНЫЙ ВЫПРЯМИТЕЛЬ НА *n*-MOSFET

Схема активного выпрямителя на *n*-канальном MOSFET [13–15], как и предыдущая, содержит усилитель на ОУ  $A1$ , контролирующий величину и знак падения напряжения  $U_{\text{СИ}}$  на канале транзистора  $Q1$ . Транзистор включен инверсно, так чтобы при приходе на вход выпрямителя положительной полуволны от источника переменного напряжения  $u_{\text{ВХ}}$  (генератор  $V1$ ), ток вначале протекал через прямосмещенный технологический диод (см. УГО транзистора). В последующий момент

выходной сигнал ОУ, подаваемый на затвор транзистора, открывает канал, шунтирующий технологический диод. И весь ток с минимальными потерями протекает через канал транзистора.

Если выходное напряжение  $u_{\text{ВЫХ}}$  станет больше входного напряжения  $u_{\text{ВХ}}$ , то сигнал с выхода ОУ запирает транзистор, а обратносмещенный технологический диод блокирует обратный ток с выхода выпрямителя. Осциллограммы входного и выходного напряжения приведены на рис. 4б. Так как для поддержания низкого сопротивления канала открытого транзистора необходимо напряжение между затвором истоком около +10 В, а напряжение на стоке и истоке открытого транзистора практически одинаковы и равны  $u_{\text{ВХ}}$ , то для питания ОУ необходимо использовать дополнительный незаземленный источник  $V2$  с напряжением 10 В. Как и в предыдущей схеме, коэффициент усиления определяется резисторами в цепи ООС  $R2$  и  $R3$ , что в свою очередь определяет чувствительность срабатывания ОУ. Диод  $D1$  и резистор  $R1$  выполняют функцию защиты ОУ, ограничивая напряжение на его входах. В соответствии с выражением (2), чтобы обеспечить пороговое переключение транзистора  $U_{\text{ЗИ}} \approx +4$  В при параметрах, показанных на схеме, минимальное напряжение  $U_{\text{СИ}}$  будет около 40 мВ.

Несомненным достоинством этой схемы является использование более эффективного и доступного *n*-MOSFET с малым сопротивлением канала. Однако схема управления более сложная и, соответственно, более дорогая. Необходим дополнительный источник питания ОУ с плавающим потенциалом относительно “земли”.



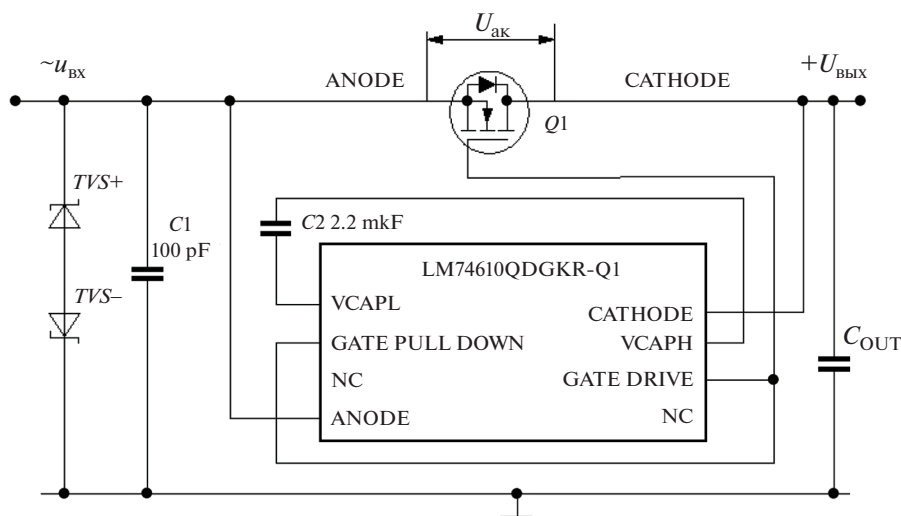


Рис. 5. Схема включения “умного” диода LM744610QGK-Q1.

## 5. УПРАВЛЯЕМЫЕ ВЫПРЯМИТЕЛИ НА РЫНКЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТ

В настоящее время на рынке компонент достаточно широко представлены MOSFET выпрямители и контроллеры “идеальных” диодов с внешними [16] и встроенными транзисторами [17], с простой схемой двухполюсной схемой включения, подобно полупроводниковому диоду.

Типичной иллюстрацией является драйвер активного выпрямителя LM74610-Q1 (TI) [17], схема которого приведена на рис. 5. Полное название драйвер: Zero IQ Reverse Polarity Protection Smart Diode Controller (контроллер умного диода). Схема выполнена в виде двухполюсника без связи с “землей” и поэтому обладает нулевым током покоя (IQ). Внешний *n*-канальный MOSFET расширяет диапазон мощности до сотен Вт. Встроенный зарядовый насос и конденсатор C2 обеспечивают достаточное напряжение для надежного открытия MOSFET-ключа и питания контроллера.

Работает схема следующим образом. Пока входное напряжение отсутствует, транзистор заперт, ток через нагрузку не течет. Если потенциал анода больше потенциала катода  $U_{ак} > 0$ , то ток начинает протекать через встроенный технологический диод, показанный в УГО транзистора. Падение напряжения на транзисторе в этот момент определяется напряжением на прямосмещенном диоде. При напряжении около 0.48 В начинает работать зарядовый насос, обеспечивающий зарядку конденсатора VCAP до напряжения 6.3 В, которое обеспечивается питание всей микросхемы и получение управляющего напряжения GATE DRIVE. В следующий момент транзистор открывается, сопротивление канала снижается до минимальной величины. Весь ток протекает че-

рез канал, падение напряжения  $U_{ак}$  сокращается до минимума. В таком состоянии устройство может находиться до тех пор, пока конденсатор VCAP не разрядится до 5.1 В или пока не изменится направление тока. В первом случае полевой транзистор закроется и снова заработает зарядный насос, который быстро зарядит VCAP, во втором случае контроллер обнаружит смену полярности на выводах анода и катода (достаточно обратного напряжения 20 мВ) и в течение 2 мкс принудительно закроет транзистор.

Появление контроллеров “умных диодов” стимулировало появление на рынке контроллеров “идеальных мостовых выпрямителей” [18–21] таких компаний, как Microsemi, NXP, TI, Infineon, и, конечно, китайские фирмы. Например, Linear Technology (ныне подразделение Analog Device) представила контроллер LT4320 [19] мостового выпрямителя для управления одновременно четырьмя *n*-MOSFET схема включения которого показана на рис. 6.

По сравнению с традиционным вариантом диодного моста, мост на четырех MOSFET обеспечивает компактную и энергоэффективную конструкцию выпрямителя с низким тепловыделением и малыми размерами. При токе 10 А температура контроллера повышается всего на 16°C, в то время как у классического диодного моста — на 80 градусов.

В контроллере LT4320 предусмотрена задержка при включении одной пары MOSFET для предотвращения обратных токов, оставляя другую пару транзисторов выключенными. Использование внешних MOSFET-ключей расширяет диапазон мощности от единиц до тысяч Вт.

Встроенный зарядовый насос контроллера обеспечивает достаточное напряжение для надежно-



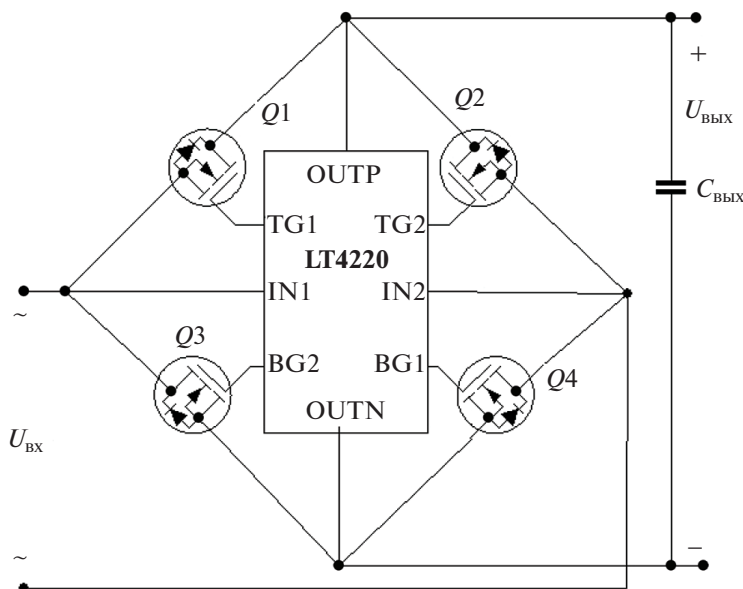


Рис. 6. Мостовой активный выпрямитель.

го отпирания *n*-MOSFET. А ток свыше 425 мкА, развиваемый зарядовым насосом, обеспечивает быстрое переключение MOSFET даже с большим зарядом затвора, что важно для высокочастотных и повышенной мощности приложений [22, 23].

Контроллер LT4320 обеспечивает выпрямление переменного тока до 50 В, коммутацию постоянного тока до 72 В. Рассчитан на промышленный температурный диапазон от  $-40$  до  $85^{\circ}\text{C}$ . Выпускается в компактном 8-выводном корпусе DFN с размерами  $3 \times 3$  мм и в 12-выводном корпусе MSOP с увеличенным расстоянием между высоковольтными контактами.

На рынке представлены две версии контроллеров:

- низкочастотная версия LT4320 промышленной частоты предназначена для выпрямления от постоянного тока до 60 Гц;

- высокочастотная версия LT4320-1 — от постоянного тока до 600 Гц для бортовой аппаратуры.

LT4320 в первую очередь предназначалась для устройств Power over Ethernet (PoE) с подачей электрической энергии вместе с данными по сетевой инфраструктуре Ethernet.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Замена выпрямительных диодов на MOSFET с увеличением уровня мощности существенно снижает потери энергии, обеспечивает низкое тепловыделение и повышает эффективность преобразования энергии. Активные выпрямители, реализованные в виде специализированной схемы контроллера с минимальным количеством внешних элементов, представляют интерес для новых

высокопроизводительных приложений. Проведено схемотехническое моделирование и рассмотрены особенности схемотехники на базе *p*- и *n*-канальных MOSFET, существующая элементная база активных выпрямителей на рынке электронных компонент. Безусловно, полупроводниковые диоды и структуры Шоттки сохранят свои позиции в промышленной аппаратуре. Но в новых разработках высокопроизводительных систем с повышенной плотностью мощности рекомендуется обратить пристальное внимание на активные выпрямители. Относительно высокая стоимость объясняет недостаточную популярность этих компонентов у разработчиков аппаратуры. Однако цены на полупроводниковые компоненты непрерывно снижаются по мере развития технологий их производства.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Siran Wang, Walter Yeh*. Активные коммутаторы в мосте переменного тока увеличивают КПД // РадиоЛоцман. Май-июнь 2021(114). С. 47–49. <https://www.rlocman.ru/review/article.html?di=641915>
2. *Why You Should Consider Ideal Diodes in Your Designs* // By ELE Times Research Desk. February 11, 2019. <https://www.eletimes.com/why-you-should-consider-ideal-diodes-in-your-designs>
3. *Бабенко В.П., Битюков В.К., Симачков Д.С.* Силовой MOSFET-ключ переменного тока // Сборник научных статей по материалам V Международной научно-практической конференции “Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем” (“Радиоинфоком-2021”). М.: РТУ МИРЭА. 2021. С. 305–308.

4. *Бабенко В.П., Битюков В.К.* Имитационное моделирование процессов переключения силовых полевых транзисторов в программе Electronics Workbench // Радиотехника и электроника. 2019. Т. 64. № 2. С. 199–205. <https://sciencejournals.ru/view-article/?j=radel&y=2019&v=64&n=2&a=RadE11902002Babenko>
5. *Бабенко В.П., Битюков В.К., Кузнецов В.В., Симачков Д.С.* Моделирование статических и динамических потерь в MOSFET-ключах // Российский технологический журнал. 2018. Т. 6. № 1. С. 20–39. <https://www.rti-mirea.ru/jour/article/view/98>
6. *Битюков В.К., Симачков Д.С., Бабенко В.П.* Источники вторичного электропитания. 4-е изд., перераб. и доп. Вологда: Инфра-Инженерия. 2020. 376 с.
7. *Бабенко В.П., Битюков В.К.* Энергетические и шумовые характеристики конверторного преобразователя SEPIC/СUCK с биполярным выходом // Микроэлектроника. 2021. Т. 50. № 5. С. 394–400.
8. *Бабенко В.П., Битюков В.К., Симачков Д.С.* Понижающе-повышающий DC/DC преобразователь с единственной индуктивностью // Микроэлектроника. 2022. Т. 51. № 1. С. 60–70.
9. Basics of Ideal Diodes. Application Note // Texas Instruments. SLVAE57B. October, 2021. <https://www.ti.com/lit/an/slvae57b/slvae57b.pdf?ts=1639001451460>
10. *Ratoka M.* Fundamentals of power system ORing // Texas Instruments. March 21, 2007. <https://www.edn.com/FUNDAMENTALS-OF-POWER-SYSTEM-ORING/>
11. *Camilo Quintáns Graña, Jorge Marcos Acevedo.* Замена выпрямительного диода MOSFET транзистором снижает потери в источнике питания // РадиоЛоцман. Июнь 2011. С. 42–43. <https://www.rlocman.ru/shem/schematics.html?di=105520>
12. *Martin Tomasz.* ОУ без внешнего источника питания превращает MOSFET транзистор в выпрямитель с малыми токами утечки // РадиоЛоцман. Октябрь 2011. <https://www.rlocman.ru/shem/schematics.html?di=112905>
13. *Jiří Chytil.* Practical realization of ideal diode full-wave rectifiers // Informatyka Automatyka Pomiar w Gospodarce i Ochronie Środowiska. December 2014. № 4(4). P. 81–84. [https://www.researchgate.net/publication/287865323\\_PRACTICAL\\_REALIZATION\\_OF\\_IDEAL\\_DIODE\\_FULL-WAVE\\_RECTIFIERS](https://www.researchgate.net/publication/287865323_PRACTICAL_REALIZATION_OF_IDEAL_DIODE_FULL-WAVE_RECTIFIERS)
14. Brad Peeters. Rectifier bridge with no 2V<sub>F</sub> drop // Theta Engineering. <http://www.thetaeng.com/designIdeas/FETBridge.html>
15. Crutschow. A simple and inexpensive ideal-diode MOSFET circuit // Power Electronic Tips. September 26, 2017. <https://www.powerelectronicstips.com/inexpensive-ideal-diode-mosfet-circuit/>
16. Создан идеальный диод // LiveJournal. 2017-09-20. <https://stone-guest.livejournal.com/46078.html>
17. LM74610-Q1 0.48-V to 42-V, zero IQ automotive ideal diode controller. <https://www.ti.com/product/LM74610-Q1>
18. Steev Buch. Active diodes for bridge rectifiers cut that pesky 0.6V drop // Electronics Weekly. 24 марта 2021. <https://www.electronicweekly.com/news/products/analog/active-diodes-bridge-rectifiers-cut-pesky-0-6v-drop-2021-03/>
19. Datasheet Ideal Diode Bridge Controller LT4320/LT4320-1. <https://www.farnell.com/datasheets/1780637.pdf>
20. PD70224 Datasheet IdealBridge™ Dual MOSFET-based Bridge Rectifier August 2019. [https://www.microsemi.com/document-portal/doc\\_download/131677-pd70224-datasheet](https://www.microsemi.com/document-portal/doc_download/131677-pd70224-datasheet)
21. *Давиде Джакомини, Луиджи Чине.* Высокоэффективный подход к построению входных диодных мостов // РадиоЛоцман. 22-10-2009. № 10. С. 22–25. <https://www.rlocman.ru/shem/schematics.html?di=61045>
22. *Бабенко В.П., Битюков В.К.* Топология безындуктивных DC/DC преобразователей с гальваническим разделением цепей // Российский технологический журнал. 2021. Т. 9. № 2. С. 66–77.
23. *Бабенко В.П., Битюков В.К.* Энергетические и шумовые характеристики повышающе-понижающего преобразователя SEPIC с униполярным и биполярным выходом // Российский технологический журнал. 2021. Т. 9. № 4. С. 9–19.

УДК 621.382.323

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА САМОНАГРЕВАНИЯ В ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ КНИ ТРАНЗИСТОРАХ С БОЛЬШОЙ ОБЛАСТЬЮ ДРЕЙФА

© 2022 г. С. В. Румянцев<sup>а</sup>, \*, А. С. Новоселов<sup>а</sup>, Н. В. Масальский<sup>а</sup><sup>а</sup>Федеральное государственное учреждение Федеральный научный центр Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва, Россия

\*e-mail: volkov@niisi.ras.ru

Поступила в редакцию 27.01.2022 г.

После доработки 09.03.2022 г.

Принята к публикации 15.03.2022 г.

Обсуждаются результаты исследования вклада механизма самонагрева в ВАХ мощных LDMOS (laterally-diffused metal-oxide semiconductor) транзисторов, выполненных по технологии “кремний на изоляторе”, с длинной областью дрейфа с топологическими нормами 0.5 микрон при высоких управляющих напряжениях. Показано, что действие данного механизма существенно изменяет ВАХ транзисторов *n*- и *p*-типа. Определены отличия во влиянии механизма самонагрева на характеристики транзисторов *n*- и *p*-типа. Полученные результаты открывают и новые возможности улучшения характеристик микросхем при их разработке и методы дальнейшего совершенствования LDMOS-технологии.

*Ключевые слова:* мощный LDMOS, технология “кремний на изоляторе”, самонагревание, моделирование, тестирование

DOI: 10.31857/S0544126922050088

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Кремниевые мощные LDMOS (laterally-diffused metal-oxide semiconductor) – транзисторы в настоящее время находят широкое применение в различной радиоаппаратуре, несмотря на продвижение приборов на основе широко-зонных полупроводников, например, нитрида галлия. LDMOS-технология является основной технологией при производстве широкой номенклатуры мощных СВЧ-устройств для различных мобильных и стационарных применений. Это стало возможным в результате того, что рабочий диапазон частот LDMOS-транзисторов расширился от 1 МГц до 4 ГГц [1, 2]. Еще одним вектором развития LDMOS-технологии является ее перенос на платформу КНИ (кремния на изоляторе). Устройства КНИ LDMOS обладают рядом преимуществ, таких как более высокая плотность упаковки и более низкие токи утечки.

КНИ LDMOS представляет собой асимметричную структуру с областью дрейфа, расположенной между каналом и областью стока [3, 4]. Схема поперечного сечения высоковольтного КНИ LDMOS, используемого в этом исследовании, показана на рис. 1. Устройство имеет очень длинную слегка легированную область дрейфа *n*-типа, чтобы выдерживать внешние высокие напряжения. Эта область определяет и напряжение пробоя. Электрод затвора покрывает поверхность канала и часть области

дрейфа. Рабочая область транзистора изолирована от подложки толстым оксидом кремния BOX. Это обеспечивает диэлектрическую изоляцию и сводит к минимуму паразитные явления.

Подобно классическим субмикронным МОП транзисторам, КНИ LDMOS-транзисторы характеризуются аналогичными вольт-амперными характеристиками (ВАХ). Однако в случае LDMOS-транзисторов существуют и отличия. Ключевой конструктивной особенностью LDMOS-транзисторов является наличие так называемой DRIFT области (области дрейфа), благодаря которой достигается эффект снижения напряженности электрического поля [3, 4]. Это означает, что для LDMOS-транзисторов не характерны такие эффекты, как отсечка канала или модуляция его длины [5].

В режиме низкого тока стока  $I_{ds}$  происходит зависящее от поля уменьшение подвижности носителей, насыщение скорости в канале и квазинасыщение в области дрейфа. В режиме высокого тока проявляются эффекты обратной связи, вызванной ударной ионизацией, а также самонагревание в канальной и дрейфовой частях как из-за тока МОП-транзистора, так и тока паразитного биполярного транзистора (BJT).

Самонагревание является постоянной проблемой в транзисторах КНИ LDMOS, из-за, во-первых, потому что, активный дрейфовый слой DRIFT

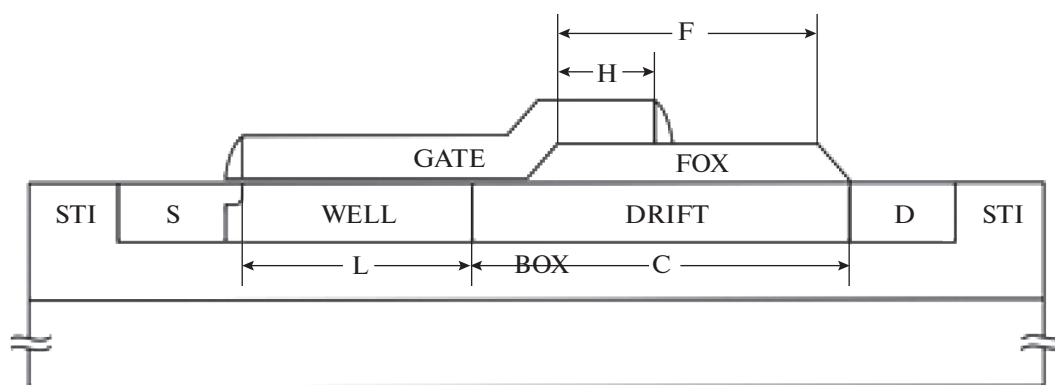


Рис. 1. Структурная схема высоковольтного КНИ LDMOS- транзистора.

зажат между оксидом FOX и толстым скрытым оксидом BOX [1, 3, 4] (см. рис. 1), во-вторых, из-за низкой теплопроводности оксида кремния [6]. Таким образом, при моделировании таких транзисторов необходимо учитывать повышение температуры из-за его самонагрева для получения достоверных результатов. Самонагревание приобретает еще большее значение в диапазоне больших токов. Это приводит к снижению напряжения пробоя и сокращению области надежной работы устройства (SOA).

Целью данной работы является исследование эффекта самонагревания на ВАХ дискретных мощных КНИ LDMOS-транзисторов *n*- и *p*-типов с субмикронными размерами канальной области. Понимание зависимости вклада самонагревания в ВАХ мощных КНИ LDMOS-транзисторов от тех или иных параметров позволит разрабатывать

микросхемы с лучшими рабочими характеристиками и откроет путь для дальнейшего совершенствования LDMOS-технологии.

## 2. ТЕХНОЛОГИЯ И СТРУКТУРА ТРАНЗИСТОРА

Тестовые высоковольтные LDMOS-транзисторы формировались на структуре КНИ с параметрами: толщина рабочего слоя кремния КНИ = 190 нм; толщина слоя изолирующего оксида BOX (изготовленного по технологии SIMOX) = 150 нм, удельное сопротивление кремниевой подложки *p*-типа 10–20 Ом см. Длина канала (*L*<sub>ch</sub>) составляет 1.5 мкм, длина области дрейфа составляет 7.0 мкм. Общая длина устройства составляет 11.1 мкм. Конструкция предполагает работу КНИ LDMOS-транзистора в режиме частичного обеднения. Контакт к карману осуществляется за счет вставок в области истока с тем же типом проводимости, что и в кармане. Более подробно технология изготовления LDMOS-транзисторов описана в статьях [2, 7]. Профиль легирования рабочей области в ортогональной плоскости показан на рис. 2.

## 3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования характеристик высоковольтных КНИ LDMOS-транзисторов проводились на аппаратно-программном комплексе, состоящем из параметрического анализатора B1500 (Keysight Technologies), зондовой станции PA200 (SUSS Microtech), термосистемы (АТТ), и позволяющем проводить измерения в диапазоне напряжений от –100 до 100 В, токов от –100 до 100 мА и температур от минус 60°С до плюс 300°С. Для *n*- и *p*-канальных LDMOS-транзисторов с длиной канала *L* = 1.5 мкм и шириной канала *W* = 18.05 мкм измерялась зависимость тока стока от напряжения на стоке при увеличении напряжения на стоке до максимального значения при последовательном увели-

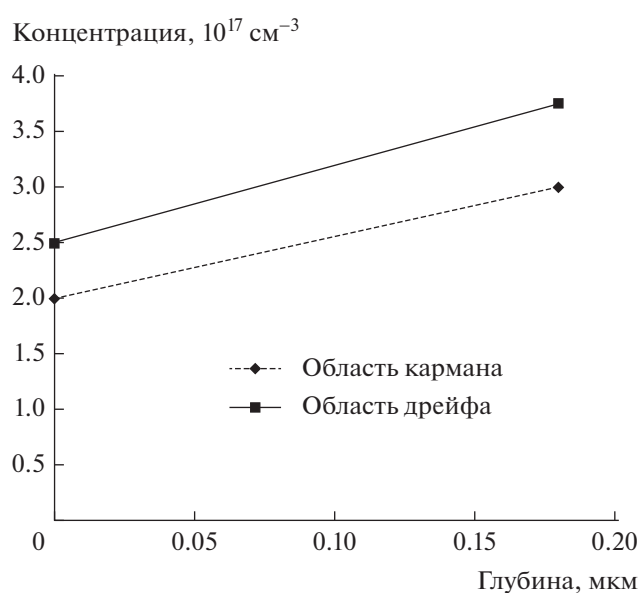
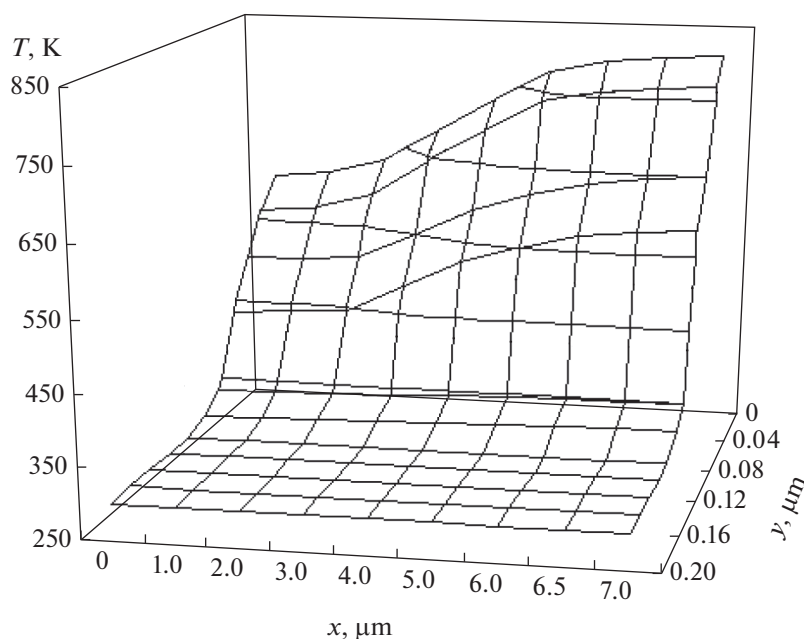


Рис. 2. Профили концентрации активной области.



**Рис. 3.** Распределение температуры в области дрейфа в ее центральном разрезе при  $U_{ds} = 75$  В и  $U_{gs} = 5$  В, где ось  $x$  – направлена вдоль области дрейфа, ось  $y$  – направлена перпендикулярно области дрейфа по глубине, начало координат в точке пересечения левой границы области дрейфа и границы затвор- область дрейфа.

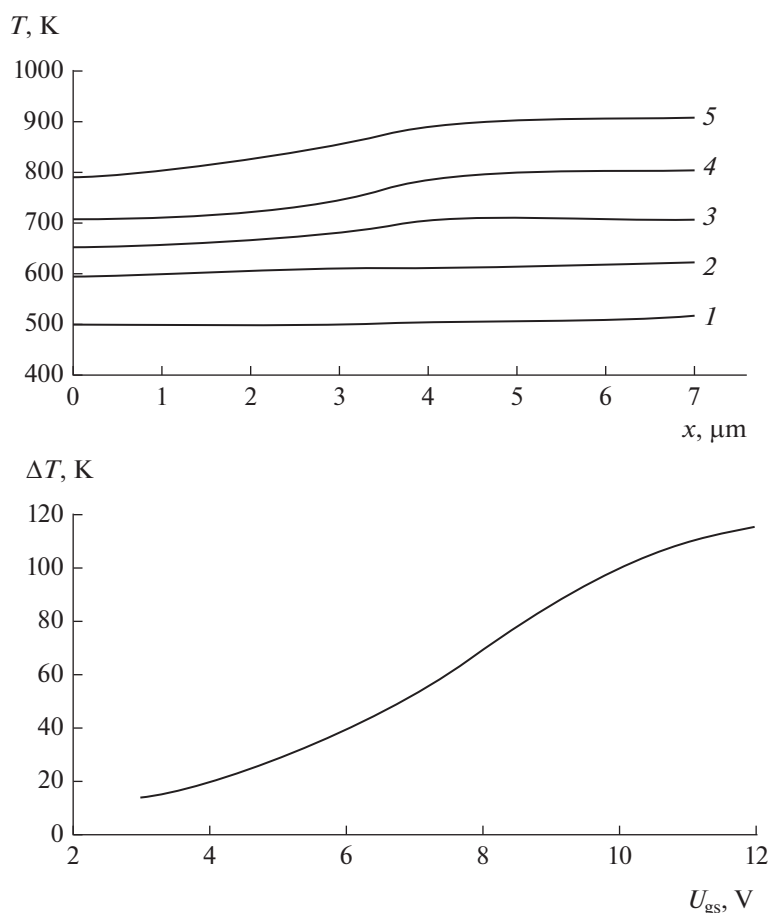
чений напряжения на затворе транзистора от 5 до 15 В с шагом 1 В.

Чтобы обеспечить точную модель КНИ LDMOS, необходимо проанализировать и понять ее электрическое поведение. Это требует разделения структуры устройства на определенные области [8]. Оно не является физическим, а предназначено только для лучшего понимания поведения устройства. Это помогает в моделировании токов в режиме низких затворных напряжений  $U_{gs}$  и служит основой для модели в режиме высоких напряжений  $U_{gs}$  и  $U_{ds}$ , где доминирующую роль играет паразитный продольный  $n-p-n$  биполярный транзистор (BJT). В структуре КНИ LDMOS, в дополнение к лавинному умножению носителей из-за ударной ионизации, существует еще один эффект, обусловленный ударной ионизацией, из-за наличия BJT транзистора. После его включения затвор LDMOS-транзистора начинает терять контроль над выходным током, поскольку ток BJT становится основным компонентом общего тока стока. Этот ток является дополнительным источником для нарастания ударной ионизации. Таким образом, напряжение  $U_{ds}$  теперь расходует главным образом для поддержания BJT включенным. Таким образом, даже несмотря на увеличение выходного тока, необходимый уровень  $U_{ds}$  для его генерации можно уменьшить. В предельном случае до напряжения насыщения коллектор-эмиттер, при котором BJT переводится в состояние насыщения. Фактически КНИ LDMOS становится не чув-

ствителен к изменению  $U_{ds}$ . Поэтому этот механизм может значительно ограничить SOA [3].

Когда  $U_{gs}$  превышает пороговое напряжение канала, носители аккумулируются у поверхности с образованием инверсионного слоя. Затвор простирается на часть области дрейфа, где приложенное напряжение вызывает состояние накопления под оксидом затвора. При повышении напряжения на стоке  $U_{ds}$ , электроны от истока будут перемещаться через инверсионный слой и дрейфовать через слой накопления в контакт стока. Транзистор КНИ LDMOS аналогичен в некотором роде классическому МОП транзистору (МОПТ). Таким образом, LDMOS можно рассматривать как МОПТ низкого напряжения последовательно с областью дрейфа. Преимущество этого подхода заключается в том, что уже имеющиеся модели на основе поверхностного потенциала могут быть использованы, и фокус может быть направлен на моделирование явлений, возникающих в области дрейфа.

В модели самонагрева повышение температуры в любой области устройства вычисляется по рассеянию мощности, происходящему в этой области [9]. Это предположение оправдано для нынешней структуры LDMOS, поскольку она имеет длинную область дрейфа. Однако, если ее длина становится значительно меньше, тепловая связь будет основным фактором повышения температуры в разных областях транзистора. Однако, в большинстве случаев такие структуры не имеют практической значимости из-за узкой SOA при больших



**Рис. 4.** (верхний) Распределение температуры  $T$  вдоль области дрейфа вблизи границы FOX-DRIFT (см рис. 1) при фиксированном  $U_{ds} = 40$  В и разных  $U_{gs}$ , где 1 –  $U_{gs} = 3$  В, 2 –  $U_{gs} = 5$  В, 3 –  $U_{gs} = 7$  В, 4 –  $U_{gs} = 10$  В, 5 –  $U_{gs} = 12$  В. (нижний) Зависимость разности температур  $\Delta T$  на краях области дрейфа от напряжения на затворе  $U_{gs}$ .

напряжениях  $U_{ds}$ . Распределение температуры в структуре транзистора рассчитывается численно с использованием итерационного алгоритма во взаимодействии с программной средой COMSOL Multiphysics [10].

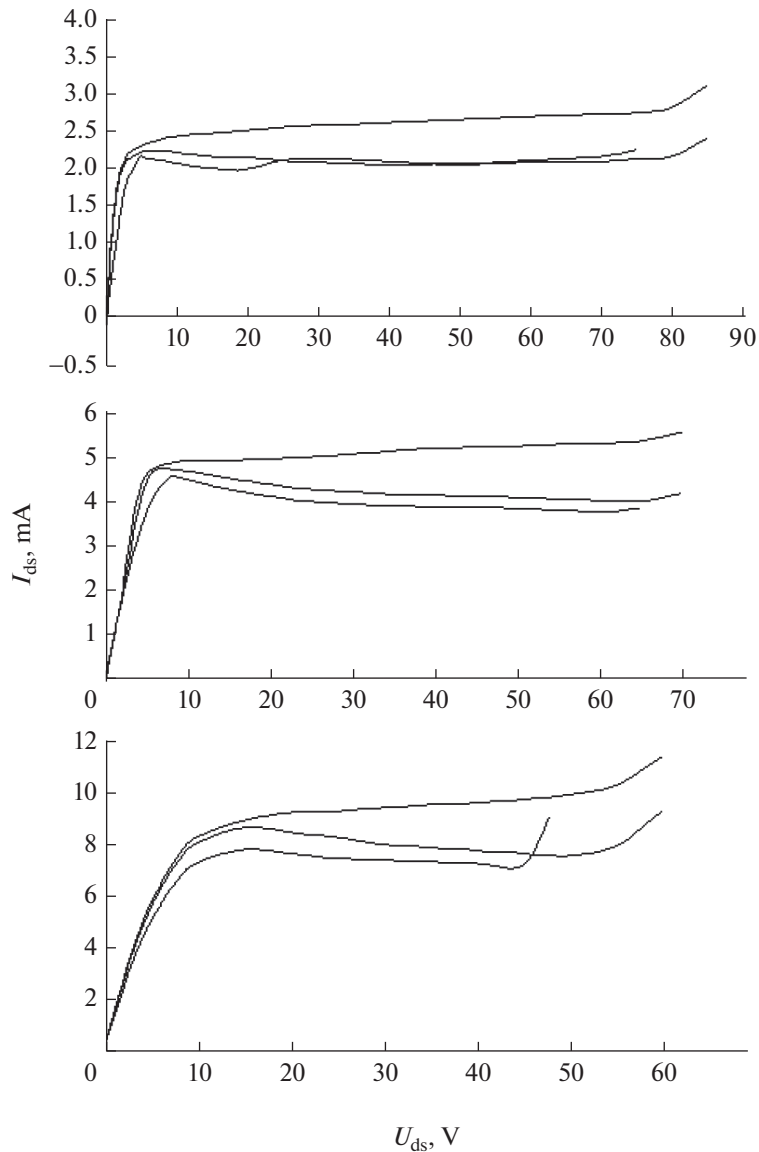
Токовая модель транзистора состоит из двух взаимосвязанных составляющих. Одна из которых – это токовая модель для режима сильной инверсии на основе температурно-зависимого распределения поверхностного потенциала [9, 11]. Другая – это модель для эффекта самонагрева. При любом заданном смещении выход рассеиваемой мощности электрической частью подается в качестве входного сигнала в тепловую модель, которая в свою очередь возвращает новую температуру. Зависящие от температуры величины в электрической модели пересчитываются с учетом новой температуры и возвращаются обратно. Цикл повторяется до тех пор, пока не будет достигнута конвергенция. Высокая температура снижает подвижность и скорость насыщения носителей, что приводит к уменьшению тока транзистора  $I_{ds}$  [6].

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Из анализа, проведенного при самонагревании устройства, был сделан вывод, что повышение температуры в устройстве можно изучать в режимах высокого и низкого тока отдельно. В обоих режимах тепло, выделяемое за счет токов устройства в кремниевой пленке, рассеивается через подложку через слой скрытого (захороненного) окисла. Подложка поддерживается при комнатной температуре, а кремниевая пленка находится при высокой температуре. Это отражает практический сценарий, когда чип охлаждается снизу. В данном случае это становится классической проблемой теплопроводности через материал, соединяющий два резервуара при разных температурах. В модели боковыми теплотерями в подложке пренебрегают.

Высокая плотность тока транзистора  $I_{ds}$  приводит к значительной рассеиваемой мощности, что в сочетании с низкой теплопроводностью скрытого окисла приводит к значительному повышению температуры. Из-за этого уровень тока

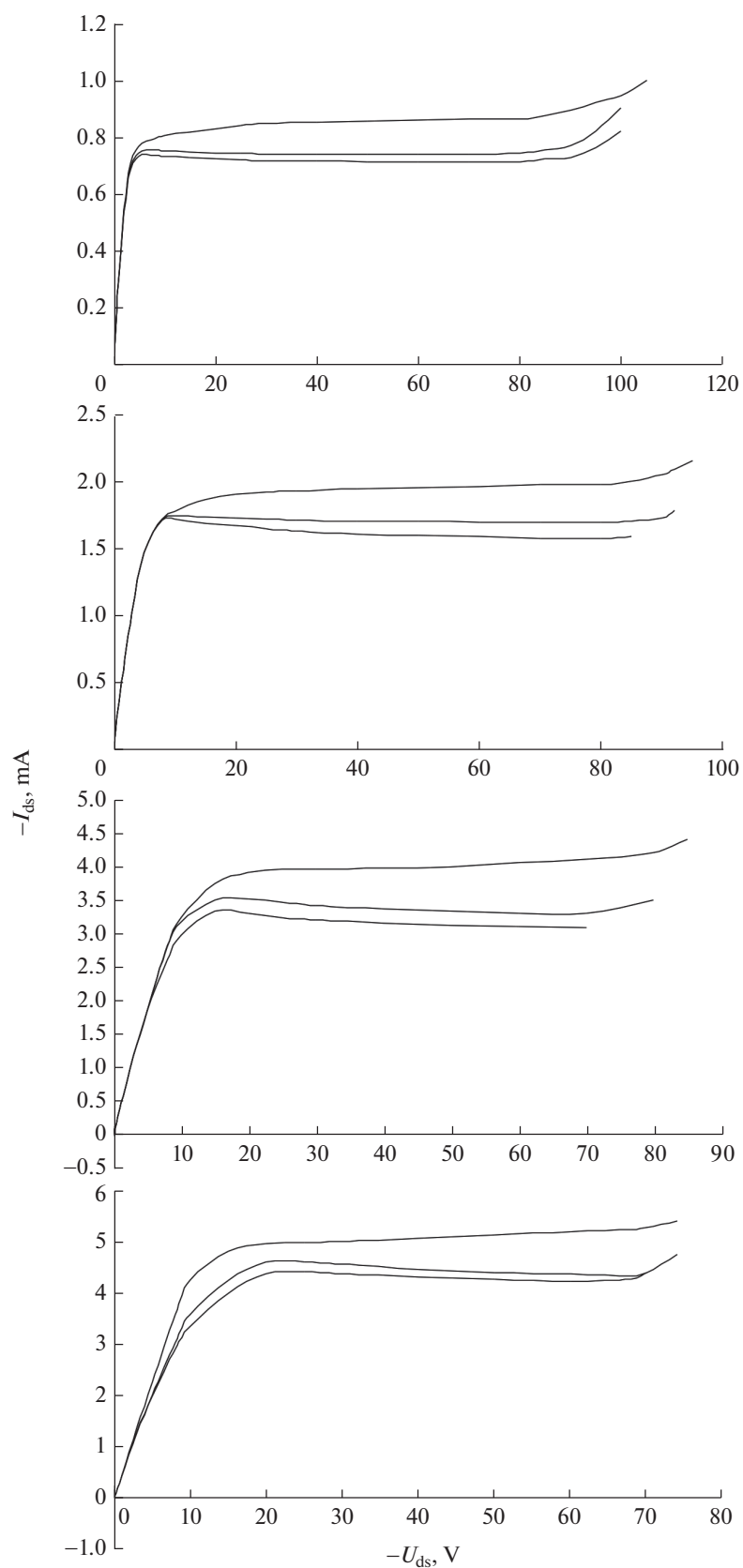




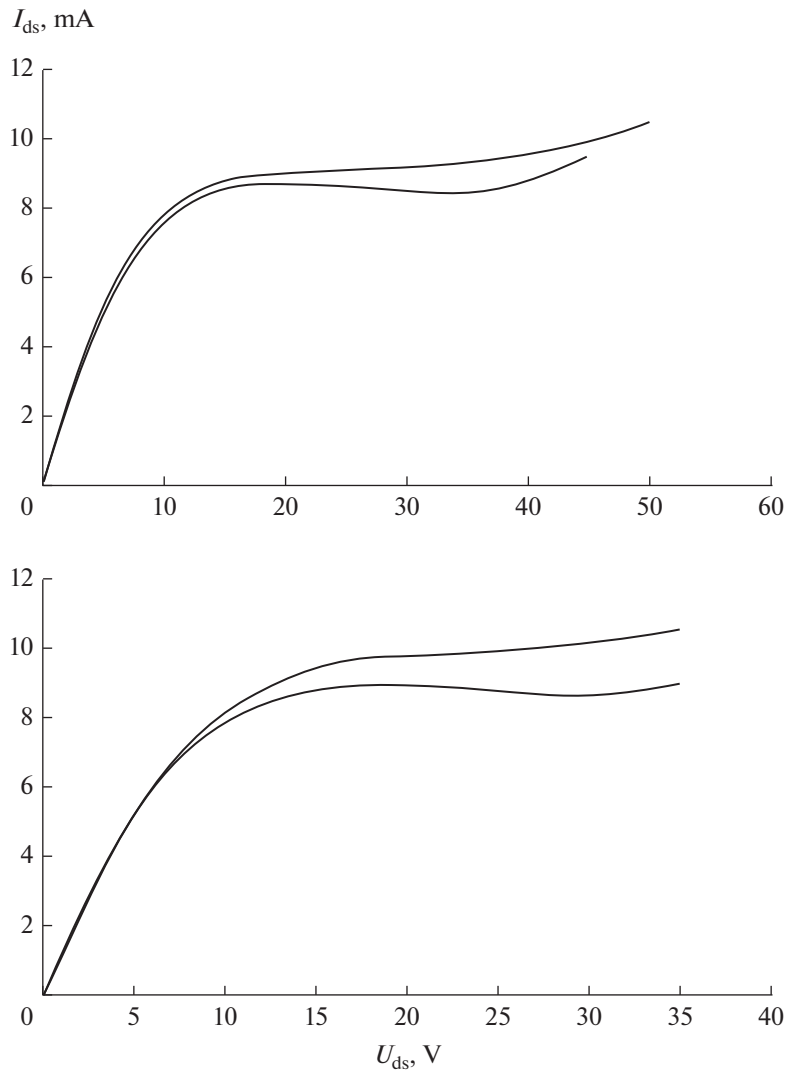
**Рис. 5.** ВАХ  $I_{ds}(U_{ds})$  при разных  $U_{gs}$   $n$  КНИ LDMOS, где верхний  $U_{gs} = 5$  В, средний 7 В, нижний 10 В. На рисунках нижняя кривая – экспериментальные данные, средняя расчетная с учетом самонагрева, верхняя – расчетная без самонагрева.

$I_{ds}$  падает с ростом  $U_{ds}$ . Это связано с тем, что подвижность носителей уменьшается из-за возрастания рассеяния решетки с температурой [6]. По мере увеличения рассеиваемой мощности и температуры с ростом  $U_{ds}$  выходной ток МОПТ уменьшается. С другой стороны, биполярный транзистор характеризуется механизмом теплового разгона, что приводит к увеличению токов с температурой [1, 3]. Таким образом, самонагревание инициируется паразитным ВТТ при гораздо более низких напряжениях и при более низких уровнях тока. С повышением температуры происходит снижение “напряжения включения самонагрева”, что напрямую уменьшает SOA.

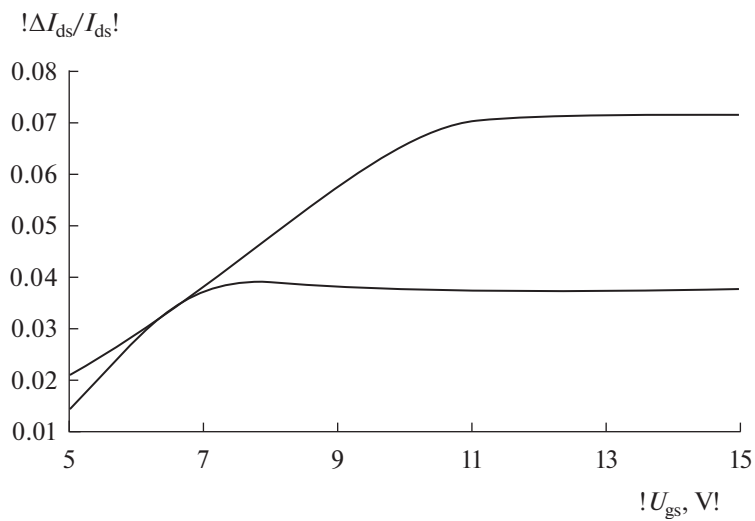
Ключевой фрагмент распределения температуры в области дрейфа транзистора в вышеприведенных условиях при высоком напряжении на стоке показан на рис. 3. При моделировании подложка принимается в качестве теплового электрода, что отражает фактический сценарий, когда верхняя поверхность устройства теплоизолирована, в то время как охлаждение обеспечивается от подложки [9]. Как видно, пиковая температура возникает у стокового электрода вблизи границы между кремниевой пленкой и пленкой FOX и падает вдоль области дрейфа от стока к истоку. Температура падает внутри скрытого окисла BOX, пока не достигнет температуры 300 К на нижней грани подложки.



**Рис. 6.** ВХ  $I_{ds}(U_{ds})$  при разных  $U_{gs}$  p КНИ LDMOS, где верхний  $U_{gs} = -5$  В, ниже  $-7$  В, далее  $-10$  В и  $-12$  В, соответственно. На рисунках нижняя кривая – экспериментальные данные, средняя расчетная с учетом самонагрева, верхняя – расчетная без самонагрева.



**Рис. 7.** ВАХ  $I_{ds}(U_{ds})$  при разных  $U_{gs}$ , где верхний  $U_{gs} = 12$  В, нижний 15 В. На рисунках нижняя кривая расчетная с учетом самонагрева, верхняя – расчетная без самонагрева.



**Рис. 8.** Зависимость  $\Delta I_{ds}/I_{ds}(U_{gs})$ , где верхняя  $n$ -тип, нижняя  $p$ -тип.

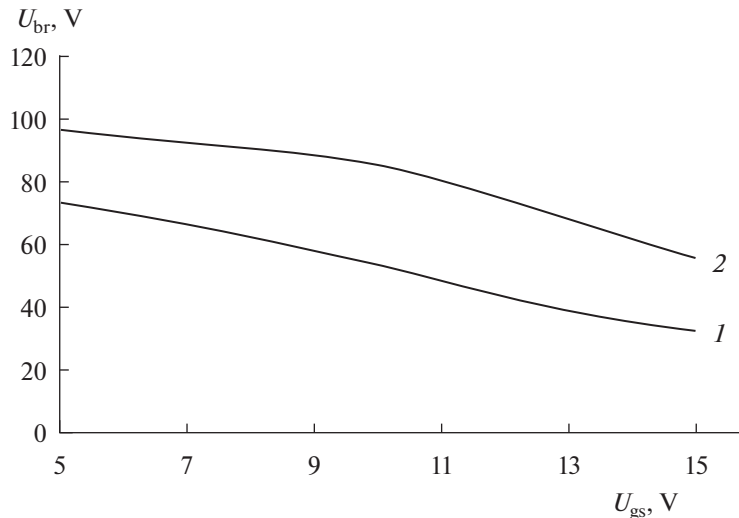


Рис. 9. Зависимость  $U_{br}(U_{gs})$ , где 1 –  $n$ -тип, 2 –  $p$ -тип. (Здесь значения  $U_{br}$  и  $U_{gs}$  взяты по модулю).

На рис. 4 показано распределение температуры в области дрейфа в зависимости от напряжения  $U_{ds}$  на стоке в объеме структуры. Из рисунка видно, в начальной части области дрейфа (при небольших расстояниях от границы канал-область дрейфа) при фиксированной величине  $U_{ds}$  распределение температуры более или менее равномерно по всей длине этой части. Затем начинается рост температуры, достигая максимальных значений на стоке. Это справедливо, учитывая, что плотность тока и падение потенциала наиболее высоки вблизи контакта стока, что приводит к огромной рассеиваемой мощности. Зависимость температуры от  $U_{ds}$  и  $U_{gs}$  в любой точке области дрейфа будет неравномерной.

На рис. 5–7 представлены результаты моделирования и измерений длинно канального транзистора при разных затворных напряжениях.

При устойчивой работе образца были получены оценки влияния эффекта самонагрева на ВАХ. При температуре нижней грани кристалла  $25^\circ\text{C}$  она составляет примерно 20% для  $n$ -типа и 17% для  $p$ -типа от тока стока в режиме без учета самонагрева (идеализированный случай). Поскольку ВАХ и ведут себя по-разному, мы выбрали некое усредненное значение тока стока с учетом самонагрева (и соответствующее значение напряжения) и сравнивали с идеализированным случаем. Таким образом, получена представленная выше оценка. Очевидно, что для разных затворных напряжений абсолютные значения будут отличаться.

Для высоких затворных напряжений отличия менее значимы, т.к. “включение” режима самонагрева практически совпадает с началом лавинного пробоя. Из приведенных результатов моделирования видны некоторые отличия ВАХ для двух режимов с и без самонагрева. В данном диапа-

зоне затворных напряжений влияние самонагрева существенно меньше, но следует учитывать, что транзистор находится еще в переходном режиме, температура его активной области меньше. Однако, высокий ток стока приводит к пробую и режим самонагрева в силу своей инерционности не проявляется в полной мере.

Для характеристики поведения тока при высоких напряжениях на стоке можно ввести параметр  $\Delta I_{ds}/I_{ds}$  – относительный прирост тока при постоянном  $U_{gs}$ , где  $\Delta I_{ds} = I_{ds}(U_{ds} = 50 \text{ В}) - I_{ds}(U_{ds} = 25 \text{ В})$  – разность токов транзистора при  $U_{ds} = 25$  и  $50 \text{ В}$ , соответственно, и ток  $I_{ds}$  взят при  $U_{ds} = 50 \text{ В}$ .

На рис. 8 представлена динамика изменения параметра  $\Delta I_{ds}/I_{ds}$  от  $U_{gs}$ . При низких затворных напряжениях из-за того, что проводимость МОПТ низкая, максимум напряженности поля располагается в области канала рядом с левой границей области дрейфа (у правого края затвора). Поэтому, в этой области скорость носителей уже достигает насыщения даже при невысоких  $U_{ds}$ . В то же время скорость носителей у границы сток-область дрейфа быстро возрастает с повышением напряжения  $U_{ds}$ . Это приводит к тому, что по мере повышения  $U_{ds}$  время пролета носителей вдоль области дрейфа уменьшается, а время пролета из канала в область дрейфа остается постоянным. Поэтому нарастание тока  $I_{ds}$  при повышении  $U_{ds}$  связано с увеличением концентрации носителей в области около стока из-за их высокой скорости вдоль области дрейфа. При этом относительный прирост тока стока  $I_{ds}$  оказывается весьма значительным.

При высоких  $U_{gs}$  картина противоположная. Из-за эффекта Кирка максимум напряженности поля смещается к границе сток-область дрейфа. При этом скорость носителей достигает насыще-

ния, что и ограничивает рост тока. На границе канал-область дрейфа напряженность поля низкая, поэтому число инжектированных носителей в область дрейфа увеличивается с ростом  $U_{ds}$  и значительно превышает число носителей, диффундирующих в сток, по причине, указанной выше. Таким образом, концентрация носителей возрастает с ростом  $U_{ds}$ , что и влечет небольшой рост тока  $I_{ds}$ . При этом относительный его прирост практически незначителен.

В условной точке, где меняется крутизна характеристики, наблюдается промежуточная ситуация. Напряженность поля на концах области дрейфа имеет практически одинаковое значение. Проводимость МОПТ такова, что концентрация инжектированных носителей хотя и превосходит концентрацию легирующей примеси в области дрейфа, но эффект Кирка еще выражен не настолько сильно. Соответственно скорость носителей во всей активной области примерно одинакова. Это приводит к тому, что при повышении  $U_{ds}$  концентрация носителей на границе DRIFT-сток растет достаточно медленно. Поэтому и рост тока замедляется.

Проанализируем зависимость напряжения пробоя  $U_{br}$  от затворного  $U_{gs}$  в диапазоне от 5 до 15 В. Эти зависимости для двух типов транзисторов приведены на рис. 9. Они иллюстрируют, что напряжение пробоя падает с ростом затворного напряжения. Для  $n$  транзистора эту зависимость можно считать либо близкой к линейной, либо кривой второго порядка. Мы оценили крутизну этой зависимости так:  $-4$  В на 1 В. Для  $p$ -типа зависимость нелинейная, но с двумя характерными участками разной крутизны  $-3.6$  В на 1 В и  $5.8$  В на 1 В, соответственно.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе экспериментальных данных численно исследован вклад эффекта самонагрева в ВАХ высоковольтных LDMOS с большой областью дрейфа  $n$ - и  $p$ -типов транзисторов, выполненных по технологии “кремний на изоляторе” с топологическими нормами 0.5 микрон в широком диапазоне управляющих напряжений и температуре  $25^\circ\text{C}$ . Из результатов моделирования на апробированной токовой модели с учетом механизма самонагрева видно, что действие механизма самонагрева существенно изменяет ВАХ транзисторов. Относительное уменьшение максимального тока  $n$ -транзистора достигает 20%,  $p$ -транзистора до 17%. Получена теоретическая оценка крутизны зависимости напряжения пробоя от напряжения на затворе в диапазоне 5–15 В. Для  $n$ -типа крутизна практически постоянна и составляет  $-4$  В на вольт и примерно такая же, но

усредненная, для  $p$ -типа. Проанализировано поведение ВАХ КНИ LDMOS при высоких напряжениях на стоке и выявлена разная динамика квазинасыщения транзисторов  $n$ - и  $p$ -типа.

Полученные результаты исследования зависимости вклада самонагрева в ВАХ высоковольтных КНИ LDMOS-транзисторов с длинной областью дрейфа от управляющих напряжений и технологических параметров открывает и новые возможности улучшения характеристик микросхем при их разработке и методы дальнейшего совершенствования LDMOS-технологии.

Публикация выполнена в рамках государственного задания ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН на 2022 год (Проведение фундаментальных научных исследований (47 ГП)) по теме НИР “1021060909091-4-1.2.1 Фундаментальные и прикладные исследования в области литографических пределов полупроводниковых технологий и физико-химических процессов травления 3D нанометровых диэлектрических структур для развития критических технологий производства ЭКБ. Исследование и построение моделей и конструкций элементов микроэлектроники в расширенном диапазоне температур (от  $-60$  до  $+300^\circ\text{C}$ ) (FNEF-2022-0006)”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kumar B., Shrivastava M. On the unification of physics of quasi-saturation in LDMOS devices // IEEE Trans. Electron Devices. 2018. V. 65. № 1. P. 191–198.
2. Babkin S.I., Volkov S.I., Glushko A.A., Morozov S.A., Novoselov A.S., Stolyarov A.A. High voltage LDMOS transistors on an SOI structure for electronic that operate extreme conditions // Russian Microelectronics. 2020. V. 49. № 4. pp. 285–294.
3. Wang L., Wang J., Gao C., Hu J., Li P.Z.X., Li W., Yang S.H.Y. Physical description of quasi-saturation and impact ionization effects in high-voltage drain-extended MOSFETs // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. V. 56. № 3. P. 492–498.
4. Theeuwes S.J.C.H., Qureshi J.H. LDMOS technology for RF power amplifiers // IEEE Transactions on Microwave theory and Techniques. 2012. V. 60. № 6. P. 1755–1763.
5. Apples J.A., Vaes H.M.J. High voltage thin layer devices (RESURF devices) // EDM Tech. Dig. 1979. V. 25. P. 238.
6. Зу С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.
7. Babkin S.I., Baidakov D.A., Volkov S.I., Glushko A.A., Morozov S.A., Novoselov A.S., Stolyarov A.A. Development of technology for the formation of highvoltage LDMOSSOI transistors for extreme electronics // Tr. NIISI RAN. 2018. V. 8. № 3. pp. 31–37.
8. Vestling L. Design and modeling of high-frequency LDMOS transistors // Acta Unisersitatis Upsaliensis. 2002.

УДК 621.3.049.779

## ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТРЕХЭЛЕКТРОДНОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО МИКРОГЕНЕРАТОРА ПРИ НАЛИЧИИ СОУДАРЕНИЙ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОДАМИ

© 2022 г. В. П. Драгунов<sup>а</sup>, Д. И. Остертак<sup>а</sup>, \*, Р. Е. Синицкий<sup>а</sup>, Е. В. Драгунова<sup>а</sup><sup>а</sup>Новосибирский государственный технический университет, Пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073 Россия

\*E-mail: ostertak@ngs.ru

Поступила в редакцию 19.04.2022 г.

После доработки 06.05.2022 г.

Принята к публикации 12.05.2022 г.

Представлены результаты исследования влияния ударных взаимодействий на работу трехэлектродного двухконденсаторного микроэлектромеханического преобразователя и микрогенератора на его основе. Проанализирована работа микрогенератора в ударном периодическом режиме для двух крайних случаев, когда подвижный электрод изначально соприкасается с ограничителями, расположенными на левой (ЛСК) или правой (ПСК) стенках корпуса. Получено соотношение между параметрами системы и характеристиками источника внешней вынуждающей силы, позволяющее оценить возможность реализации периодического ударного режима работы. Рассчитаны зависимости средней вырабатываемой мощности ударного микрогенератора от числа соударений и величины нагрузки. Показано, что микрогенератор с трехэлектродным МЭМП в случае, когда подвижный электрод изначально соприкасается с ограничителями, расположенными на ЛСК, развивает большую мощность, чем в случае, когда подвижный электрод изначально касается ограничителей, расположенных на ПСК. Проведено сравнение эффективности работы микрогенератора в ударном и безударном режимах. Показано, что при использовании ударного режима возможен выигрыш в развиваемой мощности в 2–5 раз при значительном снижении на 1–2 порядка величины оптимального сопротивления нагрузки по сравнению с использованием эквивалентного безударного режима. В целом, проведенный анализ и развиваемый подход, позволяют существенно сузить диапазон поиска необходимых параметров системы на этапе предварительного проектирования и сократить время проектирования.

*Ключевые слова:* МЭМС, удар, преобразователь, периодичность, мощность, пространственные ограничения, начальные условия

DOI: 10.31857/S0544126922050040

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное развитие микросистемной техники и последние достижения в области нанотехнологий создают предпосылки для создания ряда миниатюрных устройств различного целевого назначения с большим спектром практического применения (сенсорные микросистемы, микромеханические системы различного рода, миниатюрные имплантируемые биостимуляторы и др.).

В настоящее время в качестве источника энергии для автономной малогабаритной техники в основном используют химические (литий-ионные и литий-полимерные) источники. Однако химические источники имеют ограничения по миниатюризации, существенную зависимость основных параметров от температуры, требуют периодической подзарядки, также их удельная энергия не превышает 1 кВт/кг.

За последние 20 лет внимание академических и промышленных сообществ для решения проблемы питания маломощных электронных устройств, таких как интеллектуальные носимые системы, биомеханические имплантаты и узлы беспроводных сенсорных сетей, привлекло извлечение энергии из источников окружающей среды [1, 2]. Электрическая энергия может быть преобразована из энергии солнечного света, ветра, прилива, течения, механических вибраций и других природных ресурсов. Кинетическая энергия человеческого движения, вибраций и шума окружающей среды является одним из наиболее распространенных источников энергии в окружающей среде. Поэтому значительные усилия направлены на разработку высокоэффективных харвестеров энергии для преобразования механической кинетической энергии в электрическую.

Преобразование механической энергии в электрическую может быть достигнуто с помощью элект-



ромагнитного [3, 4], пьезоэлектрического [5, 6], электростатического [7, 8] и трибоэлектрического [9, 10] механизмов преобразования. С точки зрения совместимости с интегральной технологией производства микроэлектромеханических систем (МЭМС) наиболее перспективным представляется электростатический принцип преобразования. В основе работы таких электростатических микроэлектромеханических преобразователей (МЭМП) лежит изменение емкости переменного конденсатора под действием внешних механических колебаний (вибраций) [11–13]. Кроме того, использование технологии МЭМС обеспечивает высокую надежность и помехоустойчивость, низкое энергопотребление, и существенный выигрыш по массогабаритным и технико-экономическим параметрам.

Разработка и усовершенствование МЭМП и микрогенераторов на их основе в первую очередь направлены на повышение средней генерируемой мощности, а также на уменьшение их массогабаритных параметров, в связи с чем появляются пространственные ограничения в конструкции устройств так или иначе влияющие на их работу. Обычно для увеличения мощности МЭМП стремятся увеличить глубину модуляции емкости переменного конденсатора  $\eta = C_{\max}/C_{\min}$  (здесь  $C_{\max}$  и  $C_{\min}$  – максимальное и минимальное значения емкости переменного конденсатора) и величину заряда  $q_0$ , забираемого из первичного источника питания. При миниатюризации преобразователя обе эти возможности существенно ограничиваются, так как с уменьшением межэлектродного зазора растет  $C_{\min}$  и вероятность электрического пробоя.

Теоретически мощность МЭМП можно также увеличить, уменьшая длительность цикла преобразования энергии и увеличивая количество циклов преобразования за период внешних механических колебаний, чего можно достигнуть за счет использования дополнительных сил, возникающих в системе при соударении электродов переменного конденсатора.

Такой новый тип МЭМП – ударные преобразователи в настоящее время представляется перспективным [14–17]. В литературе исследовалось влияние ударов на нелинейность, влияющую на характеристики МЭМП [16–19], рассматривалась возможность использования ударов в МЭМП для увеличения полосы пропускания частот колебаний [15, 20, 21].

Конечно, современные компьютеры позволяют получить решения динамических систем для любого набора значений параметров и начальных условий. Однако при этом из рассмотрения могут выпасть нежелательные (или искомые) и даже потенциально аварийные режимы работы, возможные в исследуемой системе. В этой ситуации важно общее представление об особенностях и возмож-

ностях базового аналога изучаемой модели, т.е. о качественной картине ее поведения в зависимости от изменения параметров.

В нашей предыдущей работе мы показали возможность увеличения выходной мощности микрогенератора на основе ударного МЭМП с одним переменным конденсатором [22].

В данной работе проводится моделирование и сравнительный анализ работы электростатических двухконденсаторных микрогенераторов, содержащих трехэлектродный МЭМП ударного и безударного типа.

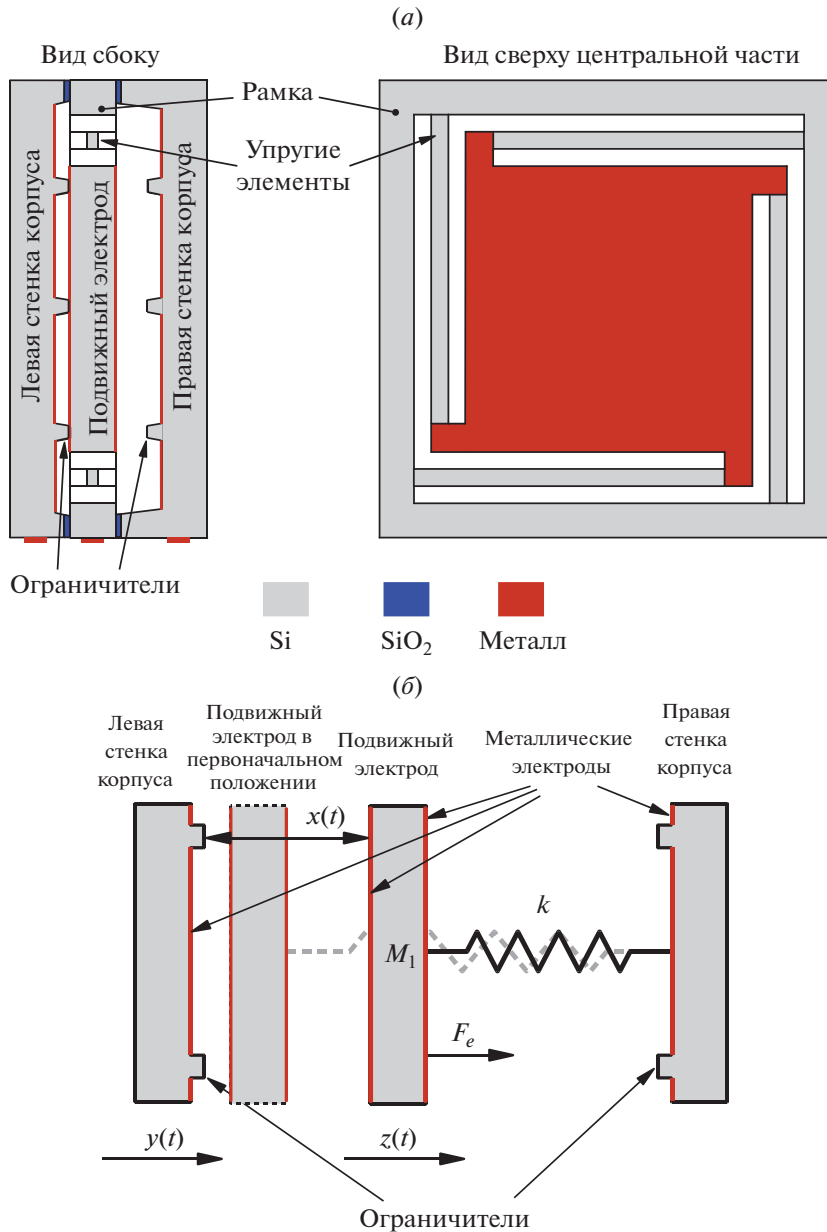
## 2. МОДЕЛЬ МЭМП

Прежде чем анализировать работу микрогенератора в целом рассмотрим особенности функционирования важнейшей его части – МЭМП. Как и классический электростатический, ударный преобразователь представляет собой переменный конденсатор. Упрощенная механическая схема трехэлектродной конструкции такого МЭМП представлена на рис. 1. Преобразователь содержит корпус и подвижный электрод. Один из электродов переменного конденсатора располагается на правой стенке корпуса (ПСК), второй – на левой стенке корпуса (ЛСК), третий – подвижный электрод – может свободно перемещаться между левой и правой стенками корпуса. Для исключения залипания подвижного электрода и электродов, расположенных на ПСК и ЛСК, на последних предусмотрены ограничители. При анализе полагали, что максимальная величина зазора между ограничителями и подвижным электродом –  $d_0$ . Толщина подвижного электрода равна нулю. Высота ограничителей выбиралась пропорциональной зазору  $d_0$  и равной  $td_0$ , где  $t$  – коэффициент пропорциональности.

В процессе движения корпуса по закону  $y(t)$ , определяемому внешней вынуждающей силой (силовое возбуждение), подвижный электрод массой  $M_1$ , закрепленный на упругом подвесе жесткостью  $k$ , вовлекается в колебательный процесс и движется по закону  $z(t)$  (кинематическое возбуждение). При этом на подвижный электрод со стороны подвесов действуют силы упругости подвесов, стремящиеся вернуть его в положение равновесия, а также электрические силы притяжения, создаваемые приложенным электрическим полем.

В итоге зазор между ограничителями на ЛСК и подвижным электродом изменится согласно закону  $x(t)$ . При этом в линейном приближении для механической силы, уравнение баланса сил может быть представлено в виде:

$$M_1 \frac{d^2 h}{dt^2} + B \frac{dh}{dt} + kh - F_e = -M_1 \frac{d^2 y}{dt^2}, \quad (1)$$



**Рис. 1.** Схематическое изображение конструкции трехэлектродного преобразователя энергии (а) и его механическая модель (б), используемая для моделирования.

где  $h = d_0 - x$  – текущая величина зазора между ограничителями на ПСК и подвижным электродом,  $F_e$  – электрическая сила,  $B$  – коэффициент механического сопротивления.

Уравнение (1) описывает движение подвижного электрода только в интервалы времени между соударениями с ограничителями. Для учета ударного взаимодействия в момент соприкосновения подвижного электрода с ограничителями будем использовать метод деформируемых элементов, в рамках которого в точку контакта мысленно помещается пружинка, обладающая очень большой жесткостью и пренебрежимо малой массой. В этом

случае, если учесть, что непосредственно перед ударом деформация пружинки  $\delta(0) = 0$ , а начальная скорость деформирования пружинки равна скорости сближения электродов  $\dot{\delta}(0) = v_1(0) - v_2(0)$ , то при линейной зависимости упругой силы от деформации

$$\delta(t) = \frac{v_1(0) - v_2(0)}{\omega} \sin(\omega t),$$

где  $\omega = \sqrt{k/(M_1 + M_3)}$ ,  $k$  – коэффициент жесткости пружины,  $v_1$  и  $v_2$  – соответственно скорости подвижного электрода и корпуса непосредствен-

но перед соприкосновением электродов. В рамках сделанных допущений продолжительность удара  $\Delta t = \pi/\omega$ , а максимальная ударная сила  $F_{\max} = \sqrt{k(M_1 + M_3)(v_1(0) - v_2(0))}$ . Если предположить, что при ударе деформируются только отбойники, то  $M_3$  – масса ограничителей на стенке корпуса.

Оценки показывают, что при четырех кремниевых ограничителях на стенке корпуса высотой 5 мкм и площадью основания 1 мм<sup>2</sup> каждый, масса подвижного электрода 1 г продолжительность удара не превысит  $\Delta t = 1$  мкс. Т.о., если период изменения внешней силы  $T$  (период колебаний корпуса) превышает 1 мс, то временем соударения можно пренебрегать. Тогда в рамках классической теории удара скорости соударяющихся тел после удара будут определяться уравнениями [23, 24]

$$\begin{aligned} V_1 &= v_1 + (1 + e) \frac{M_2}{M_1 + M_2} (v_2 - v_1), \\ V_2 &= v_2 + (1 + e) \frac{M_1}{M_1 + M_2} (v_1 - v_2), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $M_2$  – масса корпуса,  $e$  – коэффициент восстановления скорости при ударе,  $v_1$  и  $v_2$  – соответственно скорости подвижного электрода и корпуса до удара, а  $V_1$  и  $V_2$  – после удара. При моделировании учтем, что масса корпуса значительно больше массы подвижного электрода и удар практически не изменяет характеристик движения корпуса (т.е.  $V_2 = v_2$ ). Кроме того, учитывая, что потери в монокристаллическом кремнии могут быть очень маленькими (добротность Si упругих элементов может достигать нескольких десятков тысяч), примем, что  $e = 1$  (абсолютно упругий удар).

Расчет также показывает, что при высоте ограничителей 5 мкм, площади подвижного электрода 6 см<sup>2</sup>, амплитуде колебаний корпуса 20 мкм и напряжении  $V$  между соударяющимися электродами 20 В, максимальная ударная сила  $F_{\max}$  будет превышать электрическую силу притяжения между электродами  $F_e$  более, чем в 1000 раз. В результате при данных параметрах системы и  $V \leq 20$  В влиянием  $F_e$  на параметры движения системы можно пренебречь.

Проанализируем особенности движения подвижного электрода МЭМП при условии отсутствия электрических сил, механического сопротивления и сил упругости подвеса.

Будем полагать, что изначально корпус преобразователя находится в крайнем левом положении и затем начинает периодическое движение вправо. В свою очередь подвижный электрод в начальный момент может располагаться на произвольном расстоянии от неподвижных. Анализ показывает, что в зависимости от первоначального положения по-

движного электрода его дальнейшие перемещения будут существенно различаться.

Имеется два наиболее различающихся начальных условий, приводящих к различному поведению подвижного электрода. В первом случае подвижный электрод изначально соприкасается с ограничителями, расположенными на ЛСК, и начинает движение подталкиваемый ЛСК. Во втором случае подвижный электрод изначально касается ограничителей, расположенных на ПСК.

*Рассмотрим первый случай.* Будем полагать, что в начальный момент времени  $t_0 = 0$  подвижный электрод соприкасался с ограничителями на ЛСК, а сам корпус находился в крайнем левом положении. С началом движения корпуса вправо начнет движение и подвижный электрод, подталкиваемый ЛСК. В случае гармонического закона движения корпуса  $y(t) = -A_0 \cos(\omega t)$  их совместное движение с одинаковой скоростью будет продолжаться до тех пор пока скорость корпуса не достигнет максимального значения  $v_2(t_1 = T/4) = A_0\omega$  (здесь  $A_0$  и  $\omega$  – амплитуда и круговая частота колебаний корпуса). После этого (при  $t > t_1$ ) движение корпуса будет замедляться, а подвижный электрод продолжит движение со скоростью  $v_1(t_1) = v_2(t_1) = A_0\omega$ . В момент времени  $t_2$  подвижный электрод “догонит” ограничители на ПСК и произойдет их столкновение, после чего корпус продолжит движение со скоростью  $V_2(t) = v_2(t) = A_0\omega \sin(\omega t)$ , а подвижный электрод – со скоростью  $V_1(t_2) = 2v_2(t_2) - v_1(t_1)$ . В дальнейшем подвижный электрод в момент  $t_3$  может снова соприкоснуться с ограничителями на правой или уже на левой стенках корпуса.

Используя систему уравнений (1) и (2) можно рассчитать зависимости величины зазоров  $h(t)$  и  $x(t)$  между ограничителями на стенках корпуса и подвижным электродом от времени при различных параметрах МЭМП.

Анализ показывает, что в общем случае смещение подвижного электрода относительно корпуса аperiodично, т.е. система ведет себя стохастическим образом [22, 25].

Пример рассчитанной траектории смещения подвижного электрода представлен на рис. 2.

При таком поведении подвижного электрода даже средняя мощность за период колебаний корпуса, развиваемая микрогенератором, может изменяться во времени, что неудобно при использовании микрогенератора. С этой точки зрения представляет интерес поиск решений, при которых движение подвижного электрода будет периодическим.

Чтобы функционирование системы стало периодическим необходимо при составлении системы уравнений, описывающих ее поведение, учесть, что  $v_1(t)$  и  $V_1(t)$  должны равняться соответствен-

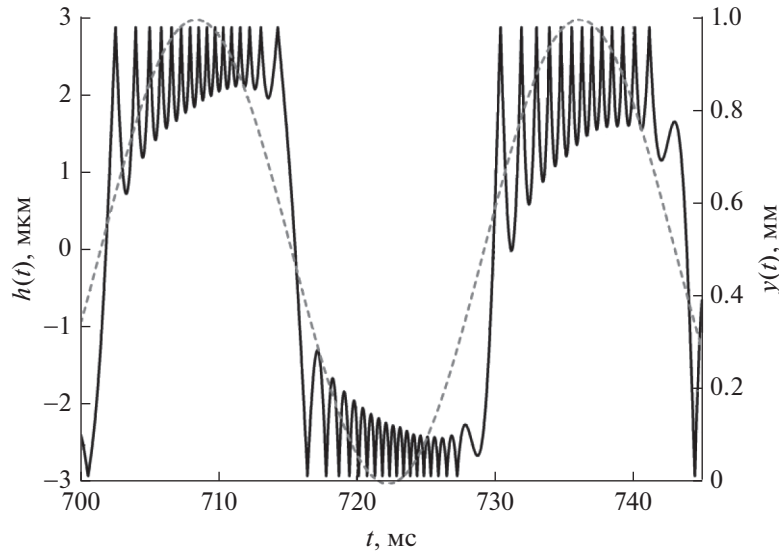


Рис. 2. Траектория смещения ПЭ относительно середины зазора при  $d_0 = 5.8$  мкм.

но  $v_1(t + T)$  и  $V_1(t + T)$ . При сделанных допущениях в этом случае для определения моментов столкновения подвижного электрода с ограничителями на ПСК при заданном числе столкновений за период колебаний корпуса (ПКК) можно составить соответствующую систему трансцендентных уравнений. Например, для МЭМП с четырьмя соударениями за ПКК, система уравнений, определяющих параметры МЭМП, принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d_0}{A_0} &= \cos(\omega t_2) - \cos(\omega t_1) + \sin(\omega t_1)(\omega t_2 - \omega t_1), \\ \cos(\omega t_2) - \cos(\omega t_3) &= \\ &= [2 \sin(\omega t_2) - \sin(\omega t_1)](\omega t_3 - \omega t_2), \\ 2 \sin(\omega t_3) &= 2 \sin(\omega t_2) - \sin(\omega t_1), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $t_2$  и  $t_3$  время первого и второго удара соответственно. При этом время третьего удара —  $t_4$  будет равно  $T - t_3$ , а четвертого —  $t_5 = T - t_2$ .

Из (3) следует, что при сделанных допущениях периодическое поведение будет возможно только при определенном соотношении между амплитудой колебаний корпуса  $A_0$  и максимальной величиной зазора между ограничителями на ПСК и подвижным электродом  $d_0$ .

В общем случае получить аналитические выражения для оценки необходимого значения отношения  $d_0/A_0$  при заданном числе соударений  $n$  за ПКК МЭМП не удастся. Однако расчеты показывают, что с погрешностью менее 2% в интервале  $1 < n < 20$  зависимость отношения  $d_0/A_0$  от числа соударений подвижного электрода  $n$  с ограничителями на ПСК за период хорошо аппроксимируется показательной функцией

$$d_0(n)/A_0 = 0.596n^{-\sqrt{3}}. \quad (4)$$

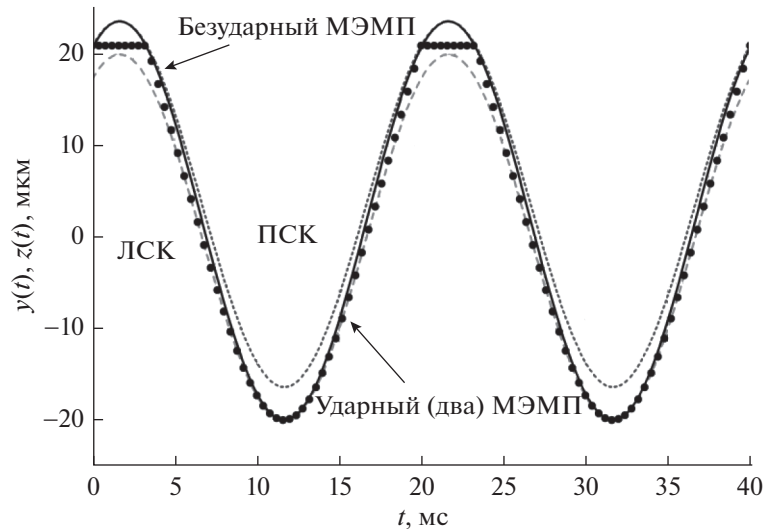
Согласно (4) для увеличения числа соударений  $n$  за ПКК при неизменной амплитуде колебаний корпуса МЭМП  $A_0$  необходимо уменьшать максимальную величину зазора между ограничителями и подвижным электродом  $d_0$  или увеличивать  $A_0$ , если необходимо сохранять  $d_0$ .

На рис. 3 приведены траектории движения левой и правой стенок корпуса, а также подвижных электродов в ударном (с двумя ударами за ПКК) и соответствующем безударном МЭМП, рассчитанные при  $A_0 = 2 \times 10^{-5}$  м,  $T = 0.02$  с и  $d_0 = (2\pi - 3\sqrt{3})A_0/6$ . Для наглядности начало отсчета времени совмещено с моментом первого удара подвижного электрода об ограничитель на ПСК.

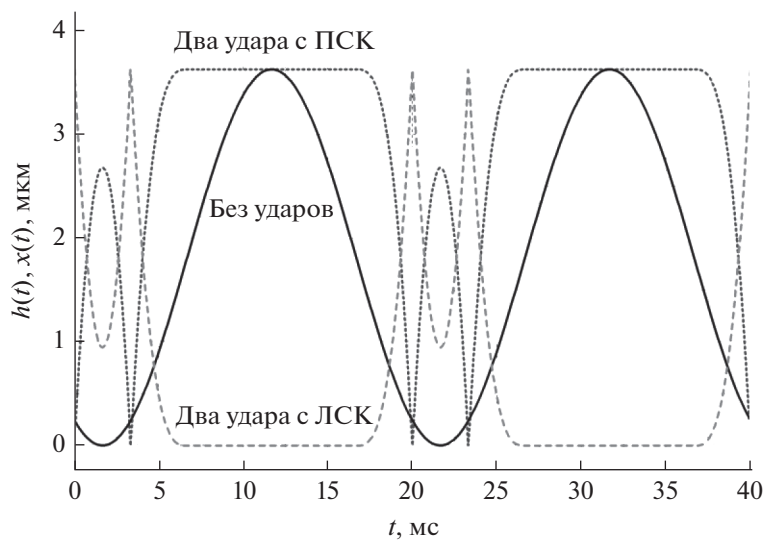
На рис. 4 приведены зависимости изменения зазоров между подвижным электродом и электродами на корпусе, от времени в ударном — с двумя ударами за ПКК и соответствующем безударном МЭМП, рассчитанные при тех же параметрах, что и на рис. 3 и  $m = 0.25$ .

На рис. 5 приведены зависимости изменения емкости между подвижным электродом и электродом на ПСК от времени в ударном — с двумя ударами за ПКК и соответствующем безударном МЭМП, рассчитанные при тех же параметрах, что и на рис. 3, и площадью подвижного электрода  $S = 6 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>.

Анализ аналогичных зависимостей, рассчитанных для МЭМП с большим числом соударений, показывает, что при неизменной высоте ограничителей максимальная глубина модуляции емкости с увеличением числа соударений уменьшается. Если же одновременно с уменьшением отношения



**Рис. 3.** Траектории движения левой (длинный пунктир) и правой (короткий пунктир) стенок корпуса, а также подвижных электродов в ударном (с двумя ударами (точки)) и безударном (сплошная линия) МЭМП.



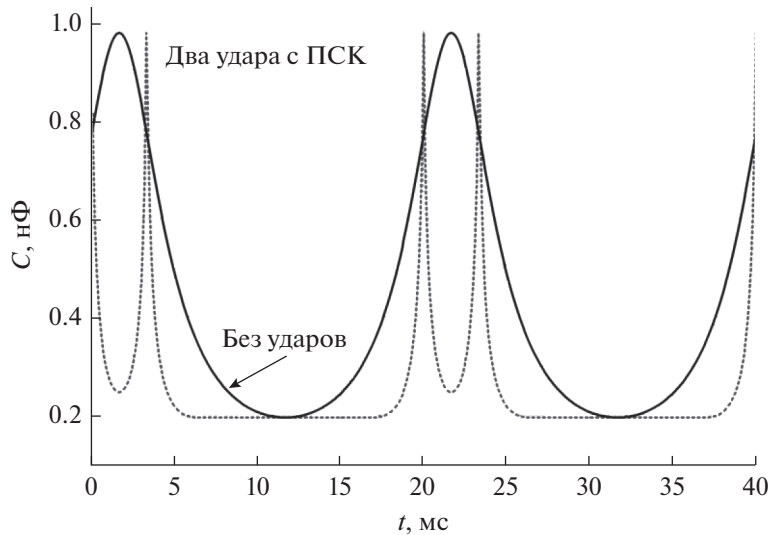
**Рис. 4.** Зависимости изменения зазоров между подвижным электродом и электродами на ПСК и ЛСК от времени в ударном – с двумя ударами (короткий пунктир – зазор до ПСК, длинный пунктир – до ЛСК) и соответствующем безударном (сплошная линия – зазор до ПСК) МЭМП.

$d_0/A_0$  пропорционально уменьшать и высоту ограничителей, то максимальная глубина модуляции емкости у МЭМП остается неизменной. Однако амплитуда отскоков уменьшается (рис. 6).

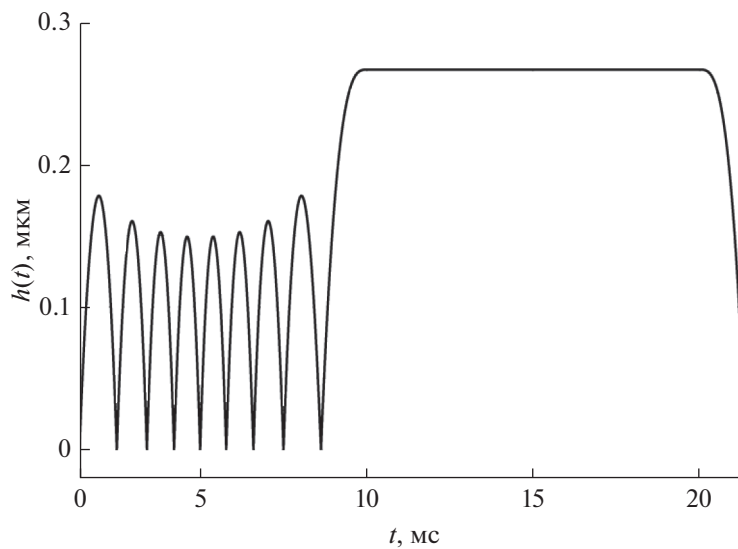
Отметим также, что в рассмотренном случае изменения отношения  $d_0/A_0$  можно получить любое значение числа ударов  $n = 1, 2, 3, \dots$  за период колебаний корпуса.

*Рассмотрим второй случай.* Будем полагать, что в начальный момент времени  $t_0 = 0$  подвижный электрод соприкасался с ограничителями на ПСК, а сам

корпус находился (как и в первом случае) в крайнем левом положении. С началом движения корпуса вправо подвижный электрод остается на месте пока ограничитель на ЛСК в момент  $t_1$  не коснется его. В случае гармонического закона движения корпуса  $y(t) = -A_0 \cos(\omega t)$  после первого соударения подвижный электрод начнет двигаться со скоростью  $V_1(t_1) = 2v_2(t_1) = 2A_0\omega \sin(\omega t_1)$ , а корпус продолжит движение со скоростью  $V_2(t) = v_2(t) = A_0\omega \sin(\omega t)$ . В дальнейшем подвижный электрод в момент  $t_2$  мо-



**Рис. 5.** Зависимости изменения емкости между подвижным электродом и электродом на ПСК от времени в ударном – с двумя ударами (короткий пунктир) и соответствующем безударном (сплошная линия) МЭМП.



**Рис. 6.** Зависимость изменения зазора между подвижным электродом и ограничителями на ПСК от времени в ударном (с девятью ударами) МЭМП.

жет снова соприкоснуться с ограничителями на правой или уже на левой стенках корпуса.

Чтобы поведение системы стало периодическим необходимо, как и в первом случае, при составлении системы уравнений, описывающих ее поведение, учесть, что  $v_1(t)$  и  $V_1(t)$  должны равняться соответственно  $v_1(t+T)$  и  $V_1(t+T)$ . В данном случае, например, для МЭМП с четырьмя соударениями за ПСК, система уравнений, определяющих параметры МЭМП, принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d_0}{A_0} &= 1 - \cos(\omega t_1), \\ \frac{d_0}{A_0} &= \cos(\omega t_2) - \cos(\omega t_1) + \\ &+ 2\sin(\omega t_1)(\omega t_2 - \omega t_1), \\ \sin(\omega t_2) &= \sin(\omega t_1), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $t_1$  и  $t_2$  время первого и второго удара, соответственно. При этом время третьего удара –  $t_3$  будет равно  $T - t_2$ , а четвертого –  $t_4 = T - t_1$ .



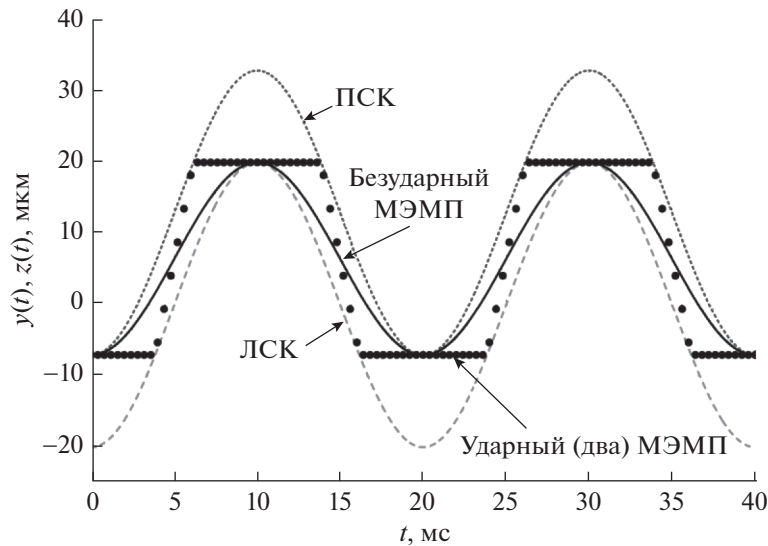


Рис. 7. Траектории движения левой (длинный пунктир) и правой (короткий пунктир) стенок корпуса, а также подвижных электродов в ударном — с четырьмя ударами (точки) и безударном (сплошная линия) МЭМП.

Анализ (5) показывает, что в данном случае периодическое поведение будет возможно при определенном числе ударов  $n = 4, 8, 12 \dots$  за период.

В общем случае получить аналитические выражения для оценки необходимого значения отношения  $d_0/A_0$  при заданном числе соударений и в этом случае не удастся. Однако расчеты показывают, что с погрешностью менее 2% в интервале  $1 < n < 24$  зависимость отношения  $d_0/A_0$  от числа соударений  $n$  подвижного электрода с ограничителями на ПСК за ПСК хорошо аппроксимируется показательной функцией

$$d_0(n)/A_0 = 4.25n^{-1.35}. \quad (6)$$

На рис. 7 приведены траектории движения левой и правой стенок корпуса, а также подвижных электродов в ударном (с четырьмя ударами за ПСК) и соответствующем безударном МЭМП, рассчитанные с начальными условиями, соответствующими второму случаю, при  $A_0 = 2 \times 10^{-5}$  м,  $T = 0.02$  с,  $d_0 = 1.292 \times 10^{-5}$  м и  $m = 0$ .

На рис. 8 приведены зависимости изменения зазоров между подвижным электродом и электродами на корпусе, от времени в ударном — с четырьмя ударами за ПСК и соответствующем безударном МЭМП, рассчитанные при тех же параметрах, что и на рис. 7 и  $m = 0.25$ .

На рис. 9 приведены зависимости изменения емкости между подвижным электродом и электродом на ПСК от времени в ударном — с четырьмя ударами за ПСК и соответствующем безударном МЭМП, рассчитанные при тех же параметрах, что и на рис. 7 и 8, и площадью подвижного электрода  $S = 6 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>.

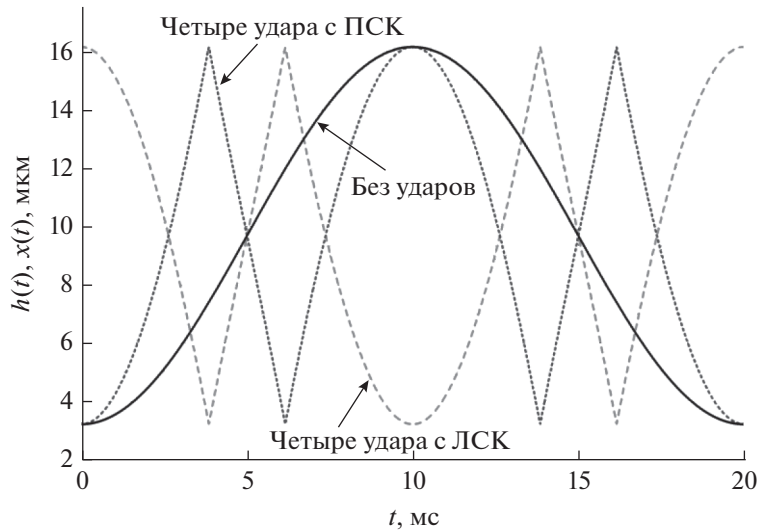
Сопоставление (4) и (6) показывает, что при одинаковых  $A_0$  и  $n$  необходимая максимальная величина зазора между ограничителями на ПСК и подвижным электродом  $d_0$  во втором случае (когда в начальный момент времени подвижный электрод соприкасается с ограничителями на ПСК) будет больше. Причем при увеличении  $n$  это различие возрастает. В результате в преобразователях с одинаковым числом ударов  $n$  за ПСК в первом случае максимальная и минимальная емкости будут больше, чем во втором случае.

Теперь, зная зависимости изменения емкости переменного конденсатора от времени, можно провести анализ работы микрогенератора в целом.

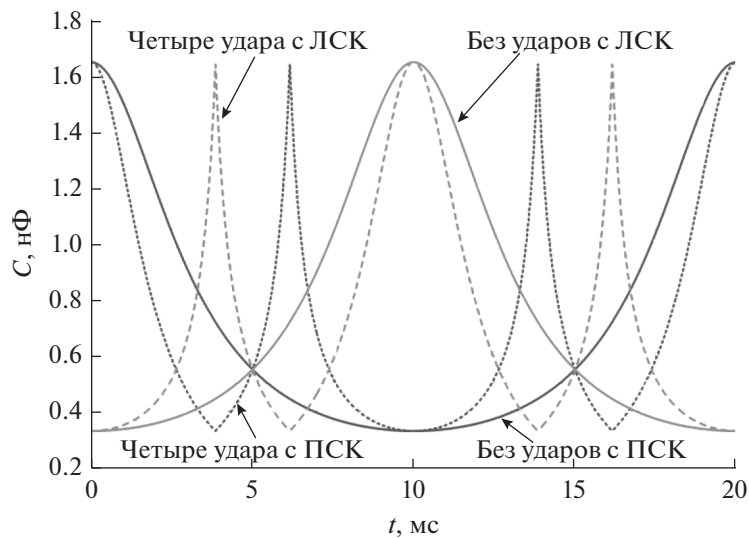
### 3. АНАЛИЗ РАБОТЫ МИКРОГЕНЕРАТОРА С ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫМ МЭМП

Электрическая схема микрогенератора с трехэлектродным МЭМП (рис. 10) включает первичные источники питания  $V_1$  и  $V_2$ , два ключа  $Sw_1$  и  $Sw_2$ , трехэлектродный МЭМП (рис. 1), образующий  $C_1$  и  $C_2$  с заземленным подвижным электродом, и сопротивление нагрузки  $R$ .

Перед началом работы емкости  $C_1$  и  $C_2$  заряжаются кратковременным подключением первичных источников  $V_1$  и  $V_2$ . После чего ключи  $Sw_1$  и  $Sw_2$  замыкаются. При колебаниях корпуса преобразователя происходит смещение подвижного электрода относительно неподвижных, емкости  $C_1$  и  $C_2$  изменяются в противоположные стороны, изменяются потенциалы неподвижных электродов и напряжение на сопротивлении нагрузки  $R$ , что и используется для совершения полезной работы.



**Рис. 8.** Зависимости изменения зазоров между подвижным электродом и электродами на ПСК и ЛСК от времени в ударном – с четырьмя ударами (короткий пунктир – зазор до ПСК, длинный пунктир – до ЛСК) и соответствующем безударном (сплошная линия – зазор до ПСК) МЭМП.



**Рис. 9.** Зависимости изменения емкости между подвижным электродом и электродами на ПСК и ЛСК от времени в ударном – с четырьмя ударами (короткий пунктир – зазор до ПСК, длинный пунктир – до ЛСК) и соответствующем безударном (темная сплошная линия – зазор до ПСК, светлая сплошная линия – до ЛСК) МЭМП.

Система уравнений, описывающих работу данного микрогенератора, может быть представлена в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_1}{\partial t} &= \frac{q_2}{C_2(h(t))R} - \frac{q_1}{C_1(x(t))R}, \\ \frac{\partial q_2}{\partial t} &= \frac{q_1}{C_1(x(t))R} - \frac{q_2}{C_2(h(t))R}, \\ M_1 \frac{d^2 h}{dt^2} + B \frac{dh}{dt} + kh - F_e &= -M_1 \frac{d^2 y}{dt^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

В качестве начальных условий будем полагать, что заряды конденсаторов в начальный момент времени равны соответственно  $q_{0,1} = V_1 C_1(x(0))$  и  $q_{0,2} = V_2 C_2(h(0))$ , где в первом случае  $C_1(x(0)) = \varepsilon_0 \varepsilon S / (md_0)$  и  $C_2(h(0)) = \varepsilon_0 \varepsilon S / (md_0 + d_0)$ , а во втором –  $C_1(x(0)) = \varepsilon_0 \varepsilon S / (md_0 + d_0)$  и  $C_2(h(0)) = \varepsilon_0 \varepsilon S / (md_0)$ , здесь  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость газа в межэлектродном зазоре,  $S$  – площади неподвижных электродов. При сделанных допущениях зависимости  $x(t)$  и  $h(t)$  для первого и второго

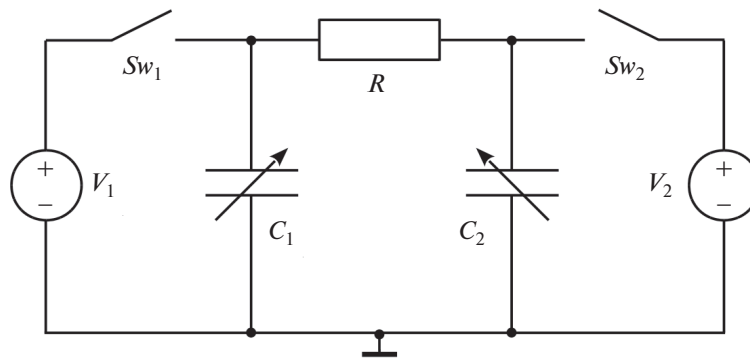


Рис. 10. Электрическая схема микрогенератора с трехэлектродным МЭМП.

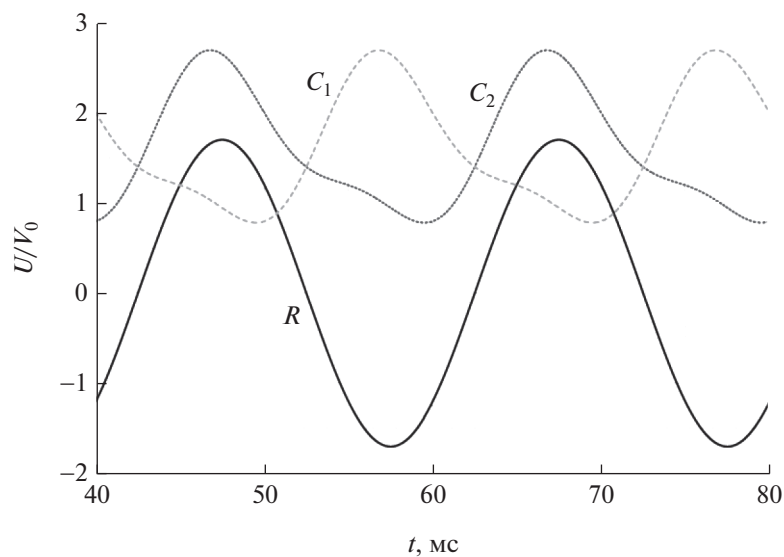


Рис. 11. Зависимости изменения нормированного напряжения на конденсаторах  $C_1$  (длинный пунктир) и  $C_2$  (короткий пунктир) и сопротивлении нагрузки (сплошная линия) от времени для безударного МЭМП.

случаев находятся в соответствии с методиками, описанными в разделе 2.

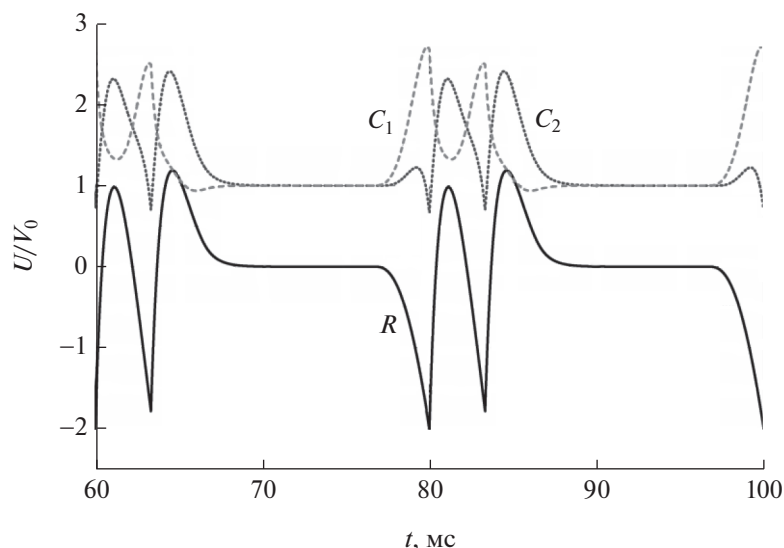
В общем случае решение системы (7) находится лишь численно. Однако, как показано в [22, 26, 27], если вынуждающая сила изменяется по гармоническому закону, т.е.  $y(t) = -A_0 \cos(\omega t)$ , то в установившемся режиме для безударного микрогенератора решение системы (7) можно представить в аналитическом виде. Для ударного микрогенератора и в первом, и во втором случаях решение даже при изменении вынуждающей силы по гармоническому закону находится численно.

На рис. 11 и 12 приведены зависимости изменения нормированного напряжения на конденсаторах  $C_1$ ,  $C_2$  и сопротивлении нагрузки от времени для безударного и соответствующего ударного (с двумя ударами за период колебаний корпуса) МЭМП, рассчитанные для первого случая при тех же параметрах, что и на рис. 4 и 5:  $V_1 = V_2 = V_0 = 1$  В

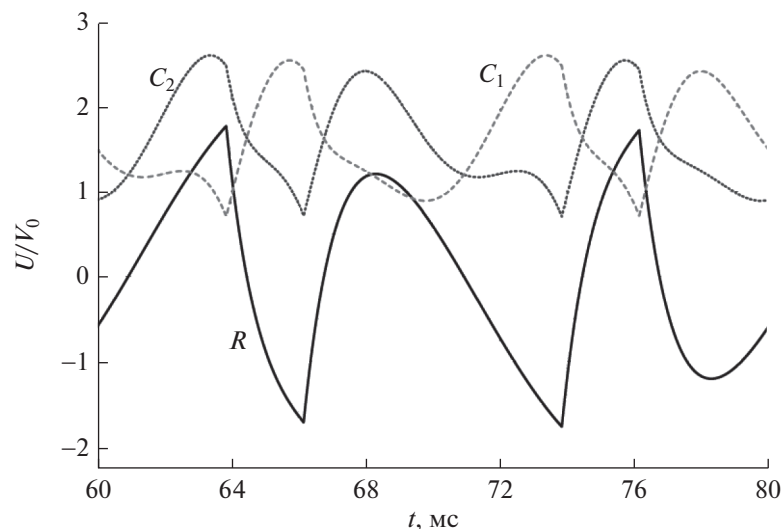
и  $R = 3.3 \times 10^6$  Ом для безударного и  $R = 7.4 \times 10^5$  Ом для соответствующего ударного микрогенераторов. Интервал времени на рис. 11 и 12 соответствует установившемуся режиму, напряжение на сопротивлении нагрузки определялось как  $U_R = U_{C2} - U_{C1}$ .

Видно (рис. 11), что напряжение на резисторе  $R$  в безударном микрогенераторе изменяется по гармоническому закону, что соответствует выводам [22, 26, 27]. В тоже время напряжение на каждом конденсаторе изменяется не по гармоническому закону (рис. 11), причем с увеличением амплитуды смещения подвижного электрода изменения напряжений на конденсаторах вообще начинают происходить на частоте  $2\omega$ , что является следствием нелинейности системы (7). При этом напряжение на резисторе нагрузки будет продолжать изменяться на частоте  $\omega$ .

В случае ударного микрогенератора и напряжение на конденсаторах  $C_1$ ,  $C_2$ , и на сопротивлении



**Рис. 12.** Зависимости изменения нормированного напряжения на конденсаторах  $C_1$  (длинный пунктир) и  $C_2$  (короткий пунктир) и сопротивлении нагрузки (сплошная линия) от времени для ударного (с двумя ударами) МЭМП.



**Рис. 13.** Зависимости изменения нормированного напряжения на конденсаторах  $C_1$  (длинный пунктир) и  $C_2$  (короткий пунктир) и сопротивлении нагрузки (сплошная линия) от времени для ударного (с четырьмя ударами) МЭМП.

нагрузки  $R$  изменяются не по гармоническому закону (рис. 12) и определяются изменениями зазоров между электродами, показанными на рис. 4.

Аналогичная ситуация имеет место и во втором случае. При этом зависимости изменения нормированных напряжений на конденсаторах  $C_1$ ,  $C_2$  и сопротивлении нагрузки от времени для безударного МЭМП имеют вид, совпадающий с приведенным на рис. 11.

Зависимости же изменения нормированных напряжений на конденсаторах  $C_1$ ,  $C_2$  и сопротивлении нагрузки от времени для ударного (с четырьмя ударами за период колебаний корпуса) МЭМП, рассчитанные при тех же параметрах, что и на рис. 8

( $V_1 = V_2 = V_0 = 1$  В и  $R = 3.6 \times 10^6$  Ом), приведены на рис. 13. Интервал времени на рис. 13 также соответствует установившемуся режиму, а напряжение на сопротивлении нагрузки  $U_R = U_{C2} - U_{C1}$ .

Видно, что и в этом случае напряжения на конденсаторах  $C_1$ ,  $C_2$  и сопротивлении нагрузки  $R$  у ударного микрогенератора изменяются не по гармоническому закону и определяются изменениями зазоров между электродами, показанными на рис. 8.

Чтобы определить, возможен ли выигрыш в генерируемой мощности и отдаваемой в нагрузку энергии при использовании ударных МЭМП, рас-

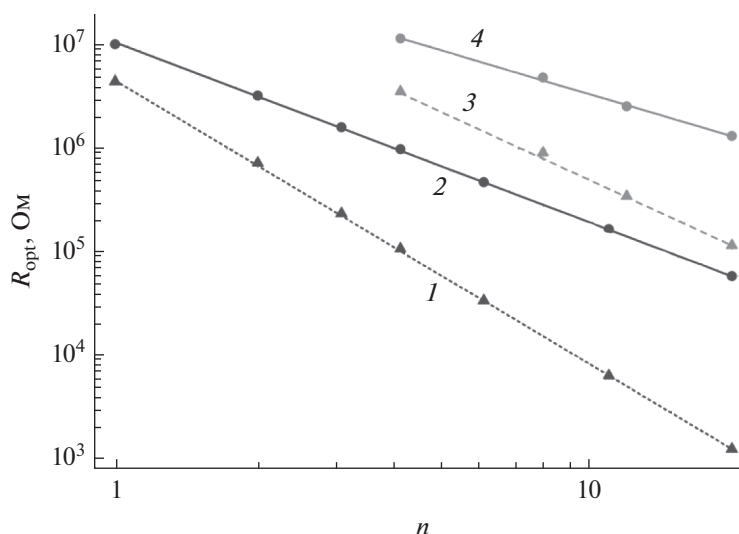


Рис. 14. Зависимости  $R_{\text{opt}}$  от числа соударений  $n$  для ударных (1, 3) и соответствующих им безударных (2, 4) микрогенераторов. 1, 2 – первый случай, 3, 4 – второй случай.

считывались зависимости энергии, передаваемой в нагрузку и забираемой от первичного источника питания, за период колебаний корпуса, а также скорость передачи энергии (мощность) от сопротивления нагрузки для микрогенераторов с различным количеством ударов  $n$  и соответствующих им безударных микрогенераторов. Соответствие означает, что у ударного и соответствующего безударного МЭМП одинаковые отношения  $d_0/A_0$  и высоты ограничителей. При анализе работы безударного МЭМП “ $n$ ” показывает, какому ударному МЭМП соответствуют параметры данного безударного.

Расчеты показали, что с увеличением сопротивления нагрузки и у безударного, и у ударного микрогенераторов энергия, отдаваемая в нагрузку за ПКК, и развиваемая мощность сначала увеличиваются, а затем уменьшаются. Т.е. есть максимум и соответствующее ему оптимальное сопротивление нагрузки  $R_{\text{opt}}$ . В то же время энергия, забираемая из первичных источников питания, при изменении сопротивления нагрузки остается постоянной. При этом с увеличением сопротивления нагрузки отношение энергии, передаваемой в нагрузку за ПКК, к энергии, забираемой из первичного источника питания, также имеет максимум. Отметим, что зависимости, приведенные на рис. 11–13, рассчитаны при соответствующих  $R_{\text{opt}}$ .

На рис. 14 приведены зависимости  $R_{\text{opt}}$  от числа ударов  $n$  за ПКК для ударных и соответствующих им безударных микрогенераторов. Эти зависимости в двойном логарифмическом масштабе имеют вид прямых и хорошо описываются показательными функциями вида  $b_0 n^{b_1}$ . Учитывая [22, 26, 27], (4) и (6) можно показать, что для безударных генераторов  $R_{\text{opt}}(n) = 2/(\omega C_0(n))$ , где  $C_0(n) =$

$= \varepsilon_0 \varepsilon S / [(0.5 + m)d_0(n)]$ . При этом в первом случае  $d_0(n)$  определяется (4) (т.е. максимальным зазором между подвижным электродом и ограничителями на ПСК), а во втором – (6) (т.е. максимальным зазором между подвижным электродом и ограничителями на ЛСК).

Отметим, что с увеличением  $n$  значение  $R_{\text{opt}}$  для ударных микрогенераторов уменьшается быстрее, чем для безударных (рис. 14).

На рис. 15 показаны зависимости максимальной развиваемой мощности от числа ударов за ПКК для ударных и соответствующих им безударных микрогенераторов, рассчитанные с использованием (7) при  $R_{\text{opt}}$  в первом и втором случае.

Видно, что в двойном логарифмическом масштабе и эти зависимости имеют вид прямых. При этом в обоих случаях с увеличением  $n$  мощность ударного микрогенератора растет быстрее, чем у безударного, и при  $n \geq 2$  скорость передачи энергии в нагрузку у ударного микрогенератора становится больше, чем у безударного. При одинаковых  $n$  развиваемая мощность в первом случае, когда подвижный электрод изначально соприкасается с ограничителями, расположенными на ЛСК, оказывается больше, чем во втором, когда подвижный электрод изначально касается ограничителей, расположенных на ПСК. Анализ показывает, что во многом это происходит за счет большего потребления энергии первичного источника питания в первом случае, чем во втором.

Не менее важным параметром, характеризующим работу микрогенератора, является отношение  $Kw$  энергии  $Wr$ , передаваемой в нагрузку за ПКК, к энергии  $Wv$ , забираемой от первичного источника питания.

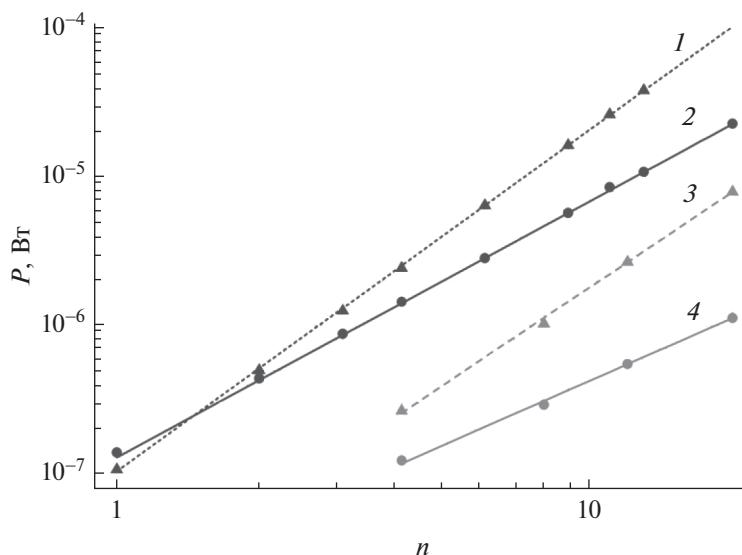


Рис. 15. Зависимости максимальной мощности от числа соударений  $n$  для ударных (1, 3) и соответствующих им безударных (2, 4) микрогенераторов. 1, 2 – первый случай, 3, 4 – второй случай.

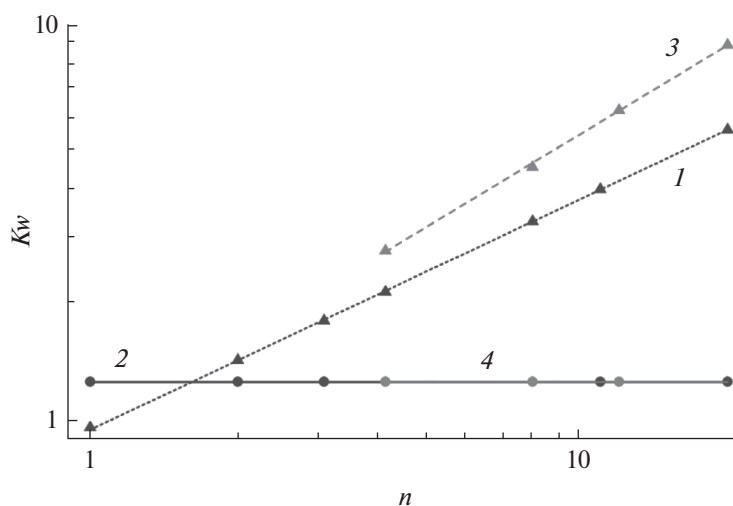


Рис. 16. Зависимости отношения  $K_w$  энергии  $W_r$ , передаваемой в нагрузку за период колебаний, к энергии  $W_v$ , забираемой от первичного источника питания, от числа соударений  $n$  для ударных (1, 3) и соответствующих им безударных (2, 4) микрогенераторов. 1, 2 – первый случай, 3, 4 – второй случай.

На рис. 16 приведены зависимости  $K_w$  от числа ударов  $n$  за ПКК для ударных и соответствующих им безударных микрогенераторов, рассчитанные при  $R_{\text{opt}}$ . С увеличением  $n$  для ударных микрогенераторов это отношение увеличивается, причем в первом случае оно меньше, чем во втором. В то же время для безударных микрогенераторов значение отношения  $W_r/W_v$  в первом и во втором случае одинаковое, и практически не меняется, но при  $n \geq 2$  оно меньше, чем для ударных микрогенераторов.

Сопоставляя рис. 15 и 16, видим, что первый случай является предпочтительным, так как в этом случае развиваемая мощность больше, а несколько большее потребление энергии не имеет боль-

шого значения, так как энергия от первичного источника забирается лишь один раз перед началом работы, передача же энергии в нагрузку происходит в каждом периоде. В результате через несколько периодов работы энергия, переданная в нагрузку, становится много больше, чем взятая из первичного источника.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные исследования трехэлектродного МЭМП показали, что движение подвижного электрода будет периодическим только при определенных соотношениях между максимальным меж-



электродным зазором  $d_0$  и амплитудой колебаний корпуса  $A_0$ , а зависимость отношения  $d_0/A_0$  от количества соударений  $n$  за ПСК в интервале  $1 \leq n < 20$  хорошо аппроксимируется показательными функциями вида  $b_0 n^{b_1}$ .

При неизменной высоте ограничителей максимальная глубина модуляции емкости с увеличением числа соударений уменьшается. Если же одновременно с уменьшением отношения  $d_0/A_0$  пропорционально уменьшать и высоту ограничителей, то максимальная глубина модуляции емкости у МЭМП будет оставаться неизменной. Для достижения одинакового числа соударений  $n$  в первом случае потребуется большее отношение  $d_0/A_0$ , чем во втором.

Различие в поведении подвижного электрода в рассмотренных случаях связано с различным первоначальным положением подвижного электрода относительно неподвижных (с разными начальными условиями). В первом случае в начальный момент времени  $t_0 = 0$  подвижный электрод при любом  $n$  соприкасается с ограничителями на ЛСК, и с началом движения корпуса вправо начинает движение, подталкиваемый ЛСК. Их совместное движение с одинаковой скоростью всегда продолжается до тех пор, пока скорость корпуса не достигнет значения  $A_0\omega$ . Во втором же случае подвижный электрод в начальный момент соприкасается с ограничителями на ПСК и начинает движение лишь после того, как ЛСК пройдет расстояние  $d_0$ . Так как  $d_0$  зависит от числа соударений  $n$ , то начальные координата и скорость подвижного электрода во втором случае зависят от  $n$ .

В свою очередь анализ работы микрогенератора с трехэлектродным МЭМП показал что зависимости энергии, отдаваемой в нагрузку за ПСК, и развиваемой мощности от сопротивления нагрузки имеют максимум при  $R_{\text{opt}}$ . Причем с увеличением  $n$  значение  $R_{\text{opt}}$  в случае ударного микрогенератора уменьшается быстрее, чем в случае безударного. Эти зависимости также хорошо описываются показательными функциями вида  $b_0 n^{b_1}$ .

С увеличением  $n$  мощность ударного микрогенератора растет быстрее, чем безударного. Причем зависимости максимальной мощности от числа ударов за период колебаний корпуса ударных и соответствующих им безударных генераторов хорошо описываются показательными функциями.

С увеличением  $n$  отношение энергии  $W_r$ , передаваемой в нагрузку за ПСК к энергии  $W_v$ , забираемой от первичного источника питания, в случае микрогенератора ударного типа при  $R_{\text{opt}}$  монотонно растет. В то время как у безударного микрогенератора не меняется. В результате при  $n \geq 2$  ударный микрогенератор эффективнее преобразует энергию первичного источника питания, чем соответствующий безударный.

В случае, когда подвижный электрод изначально касается ограничителей, расположенных на ПСК, микрогенератор эффективнее преобразует энергию, полученную от первичных источников, хотя и развивает меньшую мощность, чем в случае, когда подвижный электрод изначально соприкасается с ограничителями, расположенными на ЛСК.

Отметим, что микрогенератор с трехэлектродным МЭМП вырабатывает переменное напряжение. Однако так как в нем после первоначального заряда конденсаторов заряд от первичного источника питания не отбирается, то потенциально период между обслуживаниями первичного источника питания при использовании микрогенератора данного типа может быть не ограничен и определяется лишь паразитными утечками.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализирована работа микрогенераторов с трехэлектродным МЭМП в ударном периодическом режиме для двух крайних случаев: 1) подвижный электрод изначально соприкасается с ограничителями, расположенными на ЛСК и 2) подвижный электрод изначально касается ограничителей, расположенных на ПСК.

Определены необходимые условия для реализации периодического ударного режима работы в МЭМП и соотношения параметров преобразователя и источника внешней вынуждающей силы.

Проведено сравнение эффективности работы ударных и соответствующих им безударных микрогенераторов.

Установлено, что при использовании ударного преобразователя возможен выигрыш в развиваемой мощности в 2–5 раз при значительном снижении на 1–2 порядка величины оптимального сопротивления нагрузки по сравнению с использованием соответствующего безударного преобразователя.

Показано, что микрогенератор с трехэлектродным МЭМП в случае, когда подвижный электрод изначально соприкасается с ограничителями, расположенными на ЛСК, развивает большую мощность, чем в случае, когда подвижный электрод изначально касается ограничителей, расположенных на ПСК, хотя он менее эффективно преобразует энергию, полученную от первичных источников.

В целом, проведенный анализ и развиваемый подход позволяют существенно сузить диапазон поиска необходимых параметров системы на этапе предварительного проектирования и сократить время проектирования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке в рамках реализации программы развития НГТУ, научный проект № С22-20.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shaikh F.K., Zeadally S.* Energy harvesting in wireless sensor networks: A comprehensive review // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2016. V. 55. P. 1041–1054. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.11.010>
2. *Kamalinejad P., Mahapatra C., Sheng Z., Mirabbasi S., M. Leung V.C., Guan Y.L.* Wireless energy harvesting for the Internet of Things // *IEEE Commun. Mag.* 2015. V. 53. № 6. P. 102–108. <https://doi.org/10.1109/MCOM.2015.7120024>
3. *Elvin N.G., Elvin A.A.* An experimentally validated electromagnetic energy harvester // *Journal of Sound and Vibration*. 2011. V. 330. № 10. P. 2314–2324. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2010.11.024>
4. *Li Z., Yan Z., Luo J., Yang Z.* Performance comparison of electromagnetic energy harvesters based on magnet arrays of alternating polarity and configuration // *Energy Conversion and Management*. 2019. Vol. 179. P. 132–140. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2018.10.060>
5. *Zhou S., Cao J., Inman D.J., Lin J., Liu S., Wang Z.* Broadband tristable energy harvester: Modeling and experiment verification // *Applied Energy*. 2014. V. 133. P. 33–39. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.07.077>
6. *Wang J., Zhou S., Zhang Z., Yurchenko D.* High-performance piezoelectric wind energy harvester with Y-shaped attachments // *Energy Conversion and Management*. 2019. V. 181. P. 645–652. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2018.12.034>
7. *Tao K., Lye S.W., Miao J., Hu X.* Design and implementation of an out-of-plane electrostatic vibration energy harvester with dual-charged electret plates // *Microelectronic Engineering*. 2015. V. 135. P. 32–37. <https://doi.org/10.1016/j.mee.2015.02.036>
8. *Khan F.U., Qadir M.U.* State-of-the-art in vibration-based electrostatic energy harvesting // *J. Micromech. Microeng.* 2016. V. 26. № 10. P. 103001. <https://doi.org/10.1088/0960-1317/26/10/103001>
9. *Zhao C., Yang Y., Upadrashta D., Zhao L.* Design, modeling and experimental validation of a low-frequency cantilever triboelectric energy harvester // *Energy*. 2021. V. 214. P. 118885. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2020.118885>
10. *Toyabur Rahman M., Sohel Rana S., Salauddin Md., Maharjan P., Bhatta T., Kim H., Cho H., Park J.Y.* A highly miniaturized freestanding kinetic-impact-based non-resonant hybridized electromagnetic-triboelectric nanogenerator for human induced vibrations harvesting // *Applied Energy*. 2020. V. 279. P. 115799. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2020.115799>
11. *Lagomarsini C., Jean-Mistral C., Monfray S., Sylvestre A.* Optimization of an electret-based soft hybrid generator for human body applications // *Smart Mater. Struct.* 2019. V. 28. № 10. P. 104003. <https://doi.org/10.1088/1361-665X/ab3906>
12. *Ostertak D.I.* Experimental evaluation of parameters of the capacitive MEMS converters // 2009 International School and Seminar on Modern Problems of Nanoelectronics, Micro- and Nanosystem Technologies. Novosibirsk, Russia: IEEE, 2009. P. 97–102. <https://doi.org/10.1109/INTERNANO.2009.5335626>
13. *Dragunov V.P., Ostertak D.I., Pelmenev K.G., Sinitskiy R.E., Dragunova E.V.* Electrostatic vibrational energy converter with two variable capacitors // *Sensors and Actuators A: Physical*. 2021. V. 318. P. 112501. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2020.112501>
14. *Baginsky I., Kostsov E., Sokolov A.* Single-Capacitor Electret Impact Microgenerator // *Micromachines*. 2016. V. 7. № 1. P. 5. <https://doi.org/10.3390/mi7010005>
15. *Su W.-J.* Impact-driven broadband piezoelectric energy harvesting using a two-degrees-of-freedom structure // *Microsyst Technol.* 2020. V. 26. № 6. P. 1915–1924. <https://doi.org/10.1007/s00542-019-04744-1>
16. *Lu Y., Juillard J., Cottone F., Galayko D., Basset P.* An Impact-Coupled MEMS Electrostatic Kinetic Energy Harvester and Its Predictive Model Taking Nonlinear Air Damping Effect Into Account // *J. Microelectromech. Syst.* 2018. V. 27. № 6. P. 1041–1053. <https://doi.org/10.1109/JMEMS.2018.2876353>
17. *Le C.P., Halvorsen E., Søråsen O., Yeatman E.M.* Microscale electrostatic energy harvester using internal impacts // *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*. 2012. V. 23. № 13. P. 1409–1421. <https://doi.org/10.1177/1045389X12436739>
18. *Phu C., Halvorsen E.* Microscale Energy Harvesters with Nonlinearities Due to Internal Impacts // *Small-Scale Energy Harvesting* / Ed. Lallart M. InTech, 2012. Ch. 11. P. 265–282. <https://doi.org/10.5772/52048>
19. *Basset P., Galayko D., Cottone F., Guillemet R., Blokhina E., Marty F., Bourouina T.* Electrostatic vibration energy harvester with combined effect of electrical nonlinearities and mechanical impact // *J. Micromech. Microeng.* 2014. V. 24. № 3. P. 035001. <https://doi.org/10.1088/0960-1317/24/3/035001>
20. *Cao Y., Shen W., Li F., Qi H., Wang J., Mao J., Yang Y., Tao K.* All-in-One High-Power-Density Vibrational Energy Harvester with Impact-Induced Frequency Broadening Mechanisms // *Micromachines*. 2021. V. 12. № 9. P. 1083. <https://doi.org/10.3390/mi12091083>
21. *Tao K., Tang L., Wu J., Lye S.W., Chang H., Miao J.* Investigation of Multimodal Electret-Based MEMS Energy Harvester With Impact-Induced Nonlinearity // *J. Microelectromech. Syst.* 2018. V. 27. № 2. P. 276–288. <https://doi.org/10.1109/JMEMS.2018.2792686>
22. *Dragunov V., Ostertak D., Kiselev D., Dragunova E.* Impact-enhanced electrostatic vibration energy harvester // *J. Appl. Comput. Mech.* 2022. V. 8(2). P. 671–683. <https://doi.org/10.22055/jacm.2021.38781.3312>
23. *Голдсмит В.* Удар. Теория и физические свойства соударяемых тел. М.: Стройиздат, 1965. 448 с.
24. *Козлов В.В., Трещев Д.В.* Биллиарды. М.: Изд-во МГУ. 1991. 168 с.
25. *Фейгин М.И.* Вынужденные колебания систем с разрывными нелинейностями. М.: Наука, 1994. 228 с.
26. *Драгунов В.П.* Микромеханический электростатический преобразователь. // Доклады Академии наук высшей школы Российской Федерации. 2007, № 1(8). С. 56–66.
27. *Драгунов В.П.* Нелинейная динамическая модель упругого элемента микромеханических систем // Микросистемная техника. 2004. № 10. С. 23–29.