

## ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ БАРЬЕРНЫЙ РАЗРЯД В СМЕСИ ГЕЛИЯ С КИСЛОРОДОМ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ОТ МНОЖЕСТВЕННЫХ К ОДИНОЧНОМУ ПРОБОЮ НА ПОЛУПЕРИОДЕ

© 2019 г. Y. Guo<sup>a</sup>, H. Zhang<sup>a,\*</sup>, J. L. E<sup>a</sup>

<sup>a</sup> School of Electrical Engineering, Xi'anJiaotong University, Xi'an, P. R. China

\*e-mail: mhzhang@mail.xjtu.edu.cn

Поступила в редакцию 14.01.2019 г.

После доработки 14.04.2019 г.

Принята к публикации 25.04.2019 г.

Предлагается одномерная гидродинамическая модель для изучения влияния изменения частоты приложенного напряжения на диэлектрический барьерный разряд в смеси He + O<sub>2</sub>. При увеличении частоты от 20 до 30 кГц первый импульс разряда становится более интенсивным, в то время как второй импульс постепенно уменьшается и, в конце концов, исчезает. Режим создания плазмы, при котором происходят многочисленные пробои, заменяется на режим с однократным пробоем. Приводятся пространственно-временные распределения активных кислородных соединений (АКС) для изучения их наработки при переходе между разными режимами создания плазмы. Выполняется статистический анализ средних концентраций АКС и их потоков на стенку. Высказывается предположение о том, что наработка каждого компонента растет с частотой. Однако, когда второй импульс исчезает, производство некоторых компонентов, таких как O<sup>-</sup> и O<sub>2</sub><sup>\*</sup>, слегка падает. Кроме того, поток на стенку и средняя концентрация этих частиц меняются аналогичным образом.

DOI: 10.1134/S0367292119100056

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Холодная атмосферная плазма (ХАП) в последние годы интенсивно исследуется в связи с различными приложениями: нанотехнологиями [1], модификацией полимеров [2, 3], биомедициной [4, 5] и очисткой газовых и жидких сред [6, 7]. Среди различных методов создания ХАП диэлектрический барьерный разряд (ДБР) в смесях гелия с кислородом отличается эффективной генерацией устойчивой плазмы в больших объемах и эффективной наработкой активных кислородных соединений, которые, как было показано, чрезвычайно важны для приложений [8, 9]. Поэтому ДБР в смесях He + O<sub>2</sub> вызывает большой интерес и широко используется.

Известно, что поведение ДБР чувствительно к вариации входных параметров. Их изменение может приводить к переходу от многочисленных электрических пробоев на полупериоде изменения приложенного напряжения к однократному пробую [10–14]. Для более глубокого понимания этого явления в ряде работ были изучены электрические характеристики разряда при таком переходе. Но, в дополнение к этому, в рассматриваемых условиях также представляет интерес исследовать

изменение наработки активных кислородных соединений (АКС). В наших прежних работах по ДБР в смесях He + O<sub>2</sub> изучались характеристики и химические процессы производства АКС при изменении режимов, вызванных изменением напряжения [15] и концентрации кислорода в смесях [16]. Однако, мало известно о влиянии изменения частоты приложенного напряжения на наработку АКС.

В данной работе предлагается в рамках одномерной гидродинамической модели изучить свойства диэлектрического барьерного разряда в смеси He + O<sub>2</sub> на частотах 20, 25 и 30 нГц. При увеличении частоты режим создания плазмы, при котором происходят два пробои за полупериод, постепенно сменяется режимом с однократным пробоем. Исследуется при этом переходе не только наработка АКС, но и их потоки на стенку. Потоки АКС важны для практических приложений, поскольку они характеризуют воздействие частиц на поверхность образца. Приводятся пространственно-временные распределения концентраций АКС, и выполняется статистический анализ средних концентраций АКС и их потоков на стенку.

Статья организована следующим образом. Описание модели и экспериментальных методов дается в разд. 2. Раздел 3 содержит результаты и их обсуждение. Наконец, выводы суммируются в разд. 4.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

На рис. 1 приводится типичная конфигурация симметричного ДБР, которая используется в данной модели. Синусоидальное напряжение с амплитудой 1500 В от источника прикладывается к электроду. И анод, и катод покрыты пластинами толщиной  $d_b = 0.1$  см из диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью, равной 9. Предполагается, что область между диэлектрическими пластинами, имеющая толщину  $d_g = 0.2$  см, заполнена плазмой. Начало координат помещается на поверхности, отделяющей плазму от диэлектрической пластины. Концентрация кислорода в газовой смеси берется равной 0.5%, поскольку было показано, что она оптимальна для наработки многих активных кислородных соединений [8, 17, 18]. Давление и температура исходного газа полагаются равными, соответственно, 760 Торр и 350 К.

В наших прежних исследованиях были выбраны основные компоненты и реакции в плазме смеси  $\text{He} + \text{O}_2$  на основе глобальной модели с 250 реакциями [19]. Исходя из этого, используемая в данной работе модель содержит 18 компонентов и 60 реакций. В этом случае модель позволяет получать результаты при относительно небольшом времени счета, описывая главные физико-химические процессы. 17 компонентов включают в себя 6 видов заряженных частиц (электроны и ионы  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{O}_4^+$ ,  $\text{O}^-$ ,  $\text{O}_2^-$  и  $\text{O}_3^-$ ) и 11 видов нейтральных частиц ( $\text{He}$ ,  $\text{He}^*$ ,  $\text{He}_2^*$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{O}(^1\text{D})$ ,  $\text{O}(^1\text{S})$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ ,  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ ,  $\text{O}_2(v)$  и  $\text{O}_3$ ). Все 60 реакций и их константы скорости приводятся в таблице II из [19].

По аналогии с другими численными исследованиями [20–22], модель в данной работе основывается на трех уравнениях. Это уравнение сохранения массы (1), уравнение сохранения энергии электронов (2) и уравнение Пуассона (3)

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \Gamma_i = S_i, \quad \Gamma_i = \text{sgn}(q_i) n_i \mu_i \mathbf{E} - D_i \nabla n_i, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \frac{5}{3} \varepsilon \Gamma_e - \frac{5}{3} n_e D_e \nabla \varepsilon \right) = \\ = -e \Gamma_e \cdot \mathbf{E} - \sum_j \Delta E_j R_j - \\ - \sum_k 3 \frac{m_e}{m_k} R_{el,k} k_B (T_e - T_k), \end{aligned} \quad (2)$$

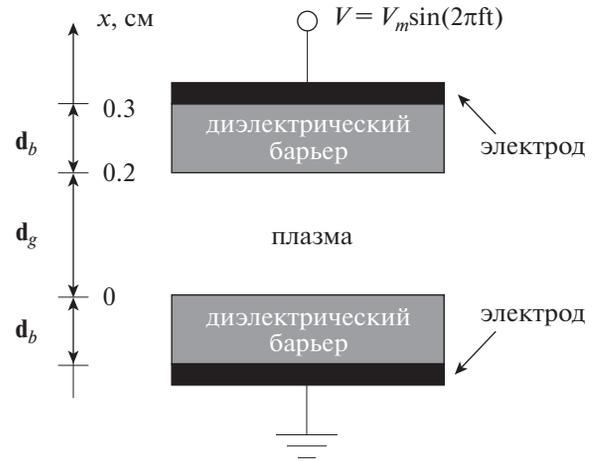


Рис. 1. Схема разрядного промежутка. Начало системы координат находится на границе раздела между плазмой и нижнего диэлектрического барьера.

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = \sum_i q_i n_i. \quad (3)$$

Индекс  $i$  в уравнении (1) соответствует  $i$ -му виду частиц. Величины  $n$ ,  $\Gamma$ ,  $S$ ,  $q$ ,  $\mu$  и  $D$  представляют собой концентрацию, поток, чистую скорость рождения/гибели, заряд, подвижность и коэффициент диффузии. Индексы  $e$ ,  $j$  и  $k$  в уравнении (2) означают, соответственно, электроны,  $j$ -ю реакцию и  $k$ -й вид частиц в исходной смеси ( $\text{He}$  и  $\text{O}_2$ ). Величины  $\varepsilon$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $m$ ,  $\Delta E$ ,  $R$  и  $R_{el}$  — средняя энергия электронов, электрическое поле, масса, потеря энергии электронов в неупругих процессах, скорость реакции и скорость передачи импульса в столкновениях между электронами и компонентами смеси, соответственно.  $k_B$  — постоянная Больцмана, а  $T$  — температура. Величина  $\varepsilon_0$  в уравнении (3) — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Граничные условия для каждого вида частиц основаны на следующих предположениях. Поток электронов на стенку вызывается электрическим дрейфом, тепловым движением и вторичной эмиссией. Потoki ионов контролируются электрическим дрейфом и тепловым движением. Потoki нейтральных частиц обеспечиваются только тепловым движением. Кроме того, на поверхности раздела между газом и диэлектриком условие для уравнения Пуассона дается с учетом поверхностного заряда, накапливаемого там благодаря току проводимости. Поэтому граничные условия имеют вид (4)–(8)

$$\Gamma_e \cdot \mathbf{n} = \alpha \mu_+ \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} n_e + 0.25 v_{th,e} n_e - \gamma \sum \Gamma_+, \quad (4)$$

$$\Gamma_+ \cdot \mathbf{n} = \alpha \mu_+ \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} n_+ + 0.25 v_{th,+} n_+, \quad (5)$$

$$\Gamma_- \cdot \mathbf{n} = -\alpha \mu_- \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} n_- + 0.25 v_{th,-} n_-, \quad (6)$$

$$\Gamma_i \cdot \mathbf{n} = 0.25 p_i v_{th,i} n_i, \quad (7)$$

$$\epsilon_r \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} - \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} = \sigma, \quad (8)$$

где  $\mathbf{n}$ ,  $v_{th}$ ,  $p$ ,  $\gamma$ ,  $\epsilon_r$  и  $\sigma$  представляют собой единичный нормальный к стенке вектор, тепловую скорость, вероятность участия соединения в реакции на электроде, коэффициент вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ), диэлектрическую проницаемость диэлектрика и плотность поверхностного заряда на нем. Знаки + и – относятся к величинам для положительных и отрицательных ионов, соответственно. Величина  $\alpha$  равна 1, если скорость дрейфа направлена к электроду, и равна 0 в противном случае. Хотя величина коэффициента ВЭЭ плохо известна, в работе Nemschokmichal et al. [23] показано, что при газовой температуре 350 К результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными для коэффициента ВЭЭ, равного 0.01. Поэтому в данной модели этот коэффициент полагается равным указанной величине. Рассматриваемые реакции на поверхности и их вероятности взяты из табл. 3 работы [24].

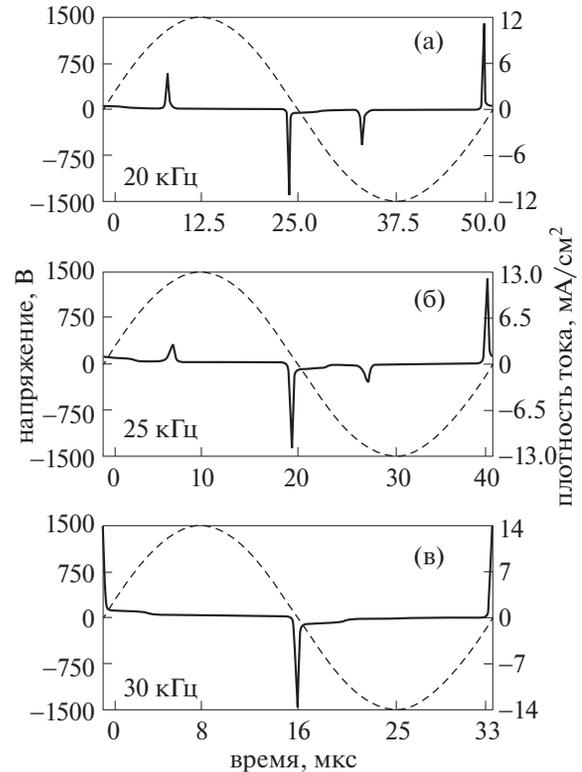
Все вышеприведенные уравнения решаются с помощью солвера COMSOL Multiphysics®. Состояние плазмы считается стационарным, когда средняя концентрация самого долгоживущего соединения ( $O_3$ ) меняется менее, чем на 0.1%.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Электрические характеристики

На рис. 2 приведены результаты расчета изменения во времени плотности тока  $I$  и напряжения на разрядном промежутке  $V$ , полученные для диэлектрического барьерного разряда в смеси He + O<sub>2</sub> при различных (20, 25 и 30 кГц) частотах приложенного синусоидального напряжения. Плотность тока  $I$  и напряжение  $V$  обозначены на рис. 2а–2в, соответственно, штриховыми и сплошными линиями.

Из рисунка ясно видно, что при увеличении частоты напряжения максимальная плотность тока во втором импульсе постепенно снижается и, в конце концов, стремится к нулю. Режим создания плазмы при двойном пробое заменяется на режим с однократным пробоем за один полупериод. На рис. 2а максимальные плотности тока для первого и второго импульсов равны 11.5 и 5.4 мА/см<sup>2</sup>, соответственно. Эти же величины на рис. 2б становятся равными 12.2 и 3.3 мА/см<sup>2</sup>. На рис. 2в максимальная плотность тока равна 13.6 мА/см<sup>2</sup>. Очевидно, при рассматриваемом переходе первый импульс становится более интенсивным. Следует заметить, что примерно 60% диссипируемой в плазме ДБР энергии поглощается во время пробоя [20]. В результате диссипа-

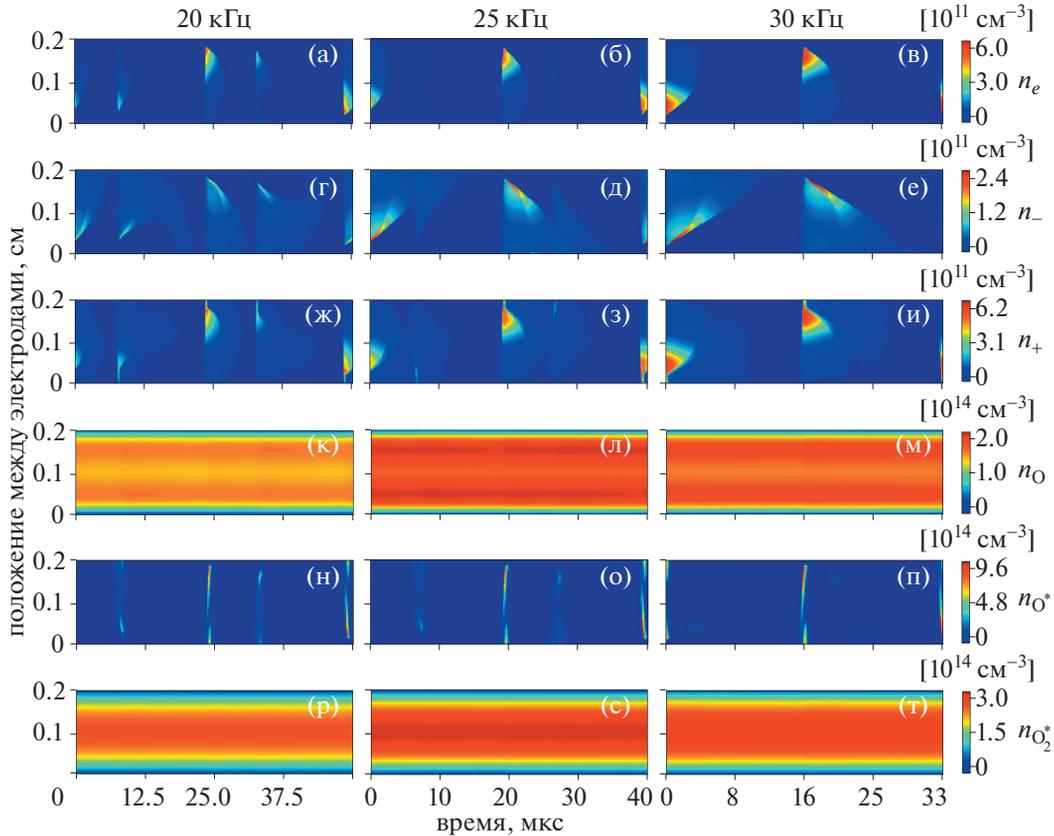


**Рис. 2.** Результаты моделирования изменения во времени плотности тока  $I$  (сплошные линии) и напряжения на промежутке  $V$  (штриховые линии) для диэлектрического барьерного разряда в смеси He + O<sub>2</sub> при различных (20, 25 и 30 кГц) частотах приложенного синусоидального напряжения: а – 20 кГц; б – 25 кГц; в – 30 кГц.

ция энергии растет от 0.66 до 0.77 и 0.82 Вт/см<sup>3</sup> на рис. 2а–2в, хотя второй импульс постепенно исчезает.

Физический механизм перехода от многоимпульсного разряда к разряду с одним импульсом на полупериоде может быть связан с тем, что после первого отрицательного (положительного) пробоя определенное количество отрицательного заряда (например, созданные положительными ионами вторичные электроны) аккумулируются на поверхности анодного (катодного) барьера [25]. При развитии следующего пробоя эти заряды отталкивают электроны, что делает пробой менее интенсивным. По мере роста частоты электрического поля все большее количество электронов накапливается на поверхности после первого пробоя, приводя к ослаблению и исчезновению второго пробоя.

Полученные результаты во многом похожи на экспериментальные данные Radu et al. [10], где ДБР плазма создавалась в гелии при изменении частоты от 1 до 12 кГц. При этом, по аналогии с настоящей работой, с ростом частоты много-



**Рис. 3.** Расчетные пространственно-временные распределения концентраций частиц для диэлектрического барьерного разряда в смеси  $\text{Ne}+\text{O}_2$  при трех разных частотах (20, 25 и 30 кГц). (а–в) — электроны; (г–е) — отрицательные ионы; (ж–и) — положительные ионы; (к–м) — невозбужденные атомы  $\text{O}$ ; (н–п) — возбужденные атомы  $\text{O}^*$ ; (р–т) — возбужденные молекулы  $\text{O}_2^*$ .

численные пробои заменялись на однократный пробой.

### 3.2. Пространственно-временные распределения заряженных и нейтральных частиц

На рис. 3 представлены пространственно-временные распределения заряженных и нейтральных соединений, чтобы показать изменение наработки АКС при смене режима генерации плазмы. Ряды сверху вниз соответствуют электронам, отрицательным ионам, положительным ионам,  $\text{O}$ ,  $\text{O}^*$  и  $\text{O}_2^*$ , соответственно. Обозначение  $\text{O}^*$  включает  $\text{O}(^1\text{D})$  и  $\text{O}(^1\text{S})$ , а обозначение  $\text{O}_2^*$  подразумевает  $\text{O}_2(a^1\Delta g)$ ,  $\text{O}_2(b^1\Sigma g^+)$  и  $\text{O}_2(v)$ . Столбцы слева направо соответствуют частотам 20, 25 и 30 кГц.

Из рис. 3а–3в следует, что пространственно-временные распределения электронов близко коррелируют с изменениями во времени напряжения  $V$  и плотности тока  $I$ , представленными на рис. 2. Электроны создаются в большом количестве при каждом пробое. Во время пробоя при по-

ложительном (отрицательном) напряжении максимальная концентрация электронов достигается в головной части электронной лавины, которая близка к катоду (аноду). После пробоя электроны дрейфуют к противоположному электроду и быстро исчезают. Во временном интервале между отдельными пробоями концентрация электронов очень мала. С увеличением частоты первый “импульс” электронов растет, а второй становится слабее и, в конце концов, исчезает. На рис. 3а–3в максимальные концентрации электронов равны, соответственно,  $4,4 \times 10^{11}$ ,  $4,8 \times 10^{11}$  и  $5,8 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

Пространственно-временные распределения для отрицательных ионов показаны на рис. 3г–3е, а те же величины для положительных ионов — на рис. 3ж–3и. Определенная аналогия присутствует между характеристиками ионов и электронов. Все они в большом количестве создаются при пробое и затем быстро исчезают. При увеличении частоты интенсивность их первых “импульсов” увеличивается, и постепенно растет их максимальная концентрация. Пиковые значения для концентраций отрицательных ионов равны  $1,9 \times$

$10^{11}$ ,  $2.0 \times 10^{11}$  и  $2.2 \times 10^{11}$   $\text{см}^{-3}$  на рис. 3г–3е, а те же величины для положительных ионов равны, соответственно,  $4.7 \times 10^{11}$ ,  $5.1 \times 10^{11}$  и  $6.0 \times 10^{11}$   $\text{см}^{-3}$  на рис. 3ж–3и. Различие состоит в том, что положительные ионы дрейфуют к электроду в направлении, противоположном дрейфу электронов. Как видно на рис. 3ж–3и, положительные ионы дрейфуют к катоду (аноду) при пробое во время положительного (отрицательного) напряжения и так пересекают промежутки.

Однако нейтральные частицы имеют совсем другие распределения. Пространственно-временные распределения невозбужденных атомов O и возбужденных молекул  $\text{O}_2^*$  подобны друг другу, поскольку это долгоживущие частицы. Их концентрации остаются высокими и только слегка меняются во время периода изменения напряжения. Максимальные концентрации O для разных частот равны  $1.3 \times 10^{14}$ ,  $1.7 \times 10^{14}$  и  $1.5 \times 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  (см. рис. 3ж–3и), а максимальные концентрации  $\text{O}_2^*$  составляют  $2.4 \times 10^{14}$ ,  $2.9 \times 10^{14}$  и  $2.7 \times 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  (см. рис. 3р–3т). С ростом частоты эти величины сначала несколько увеличиваются, а потом снижаются. Это может быть вызвано тем, что вклад от каждого импульса в наработку долгоживущих соединений не слишком велик. Последнее следует из рис. 5 нашей предыдущей статьи [16], где при изменении режима создания плазмы от однократного пробоя до трех пробоев на полупериоде средняя концентрация атомов O почти не менялась при каждом пробое. Поэтому, как видно на рис. 3, максимальные концентрации O и  $\text{O}_2^*$  снижаются при исчезновении второго пика.

Что касается возбужденных атомов  $\text{O}^*$ , их распределения аналогичны распределениям для электронов. При каждом пробое атомы  $\text{O}^*$  производятся и гибнут в большом количестве. Концентрация  $\text{O}^*$  достигает своего максимума в головной части электронной лавины. При увеличении частоты максимальная концентрация  $\text{O}^*$  растет от  $8.5 \times 10^{11}$  до  $8.7 \times 10^{11}$  и  $9.2 \times 10^{11}$   $\text{см}^{-3}$  на рис. 3н–3п. Поскольку атомы  $\text{O}(^1\text{D})$  составляют 99% от всех возбужденных атомов  $\text{O}^*$ , а главный канал создания  $\text{O}(^1\text{D})$  — это реакция  $e + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}(^1\text{D}) + \text{O} + e$ , то между пространственно-временными распределениями  $\text{O}^*$  и электронов существует сильная корреляция.

В заключение к обсуждению пространственно-временных распределений следует отметить, что короткоживущие частицы (такие как заряженные частицы и  $\text{O}^*$ ) обладают схожими распределениями, и что аналогичный вывод можно сделать и для долгоживущих частиц (таких как O and  $\text{O}_2^*$ ). Максимальные концентрации короткоживущих частиц растут с частотой, в то время как аналогичные величины для долгоживущих частиц с частотой сначала увеличиваются, а потом

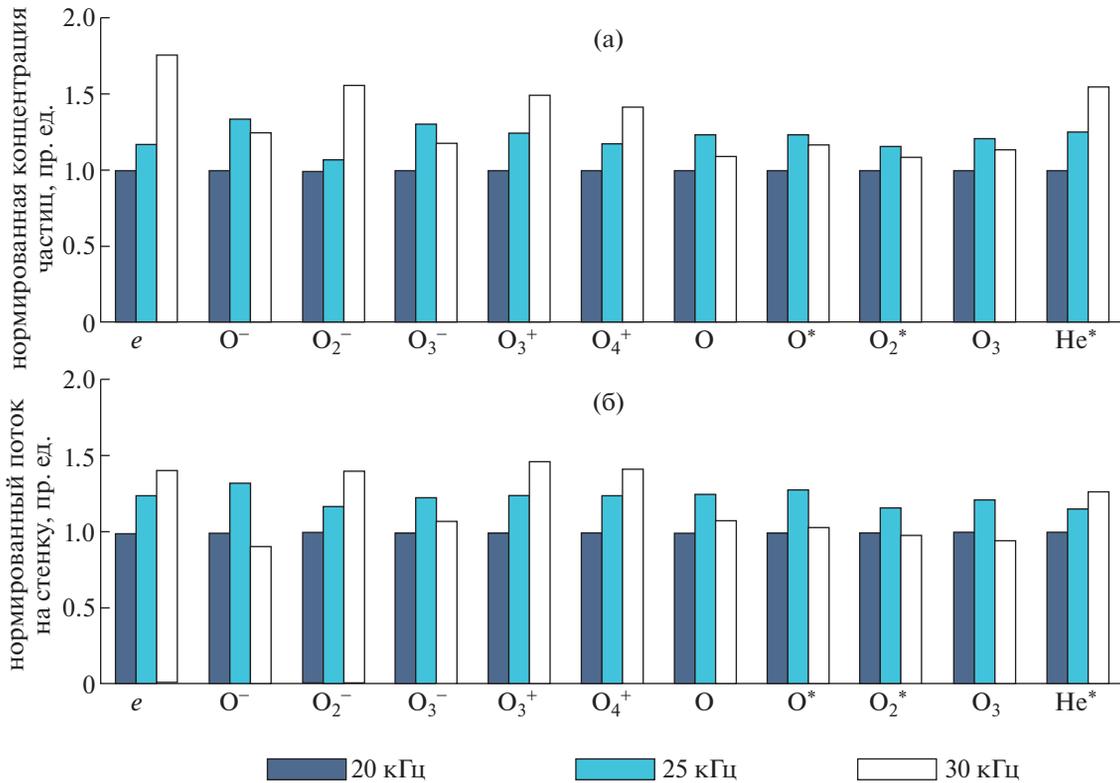
начинают падать. Наиболее важен для исследователей вопрос о том, как увеличить средние концентрации АКС и их потоки на стенку. Относительные значения этих величин (с нормировкой на их значения при 20 кГц) вычислены и приведены на рис. 4.

### 3.3. Сравнение средних концентраций и потоков на стенку

Как указывалось выше, на рис. 4 представлены средние концентрации и потоки на стенку для заряженных и нейтральных частиц с нормировкой на их значения при 20 кГц. Для каждого вида частиц приведено три столбца, каждый из которых соответствует одной из частот 20, 25 и 30 кГц. Потоки на стенку и средние концентрации для каждого вида частиц проявляют одни и те же тренды. Но для разных частиц эти зависимости различные.

Например, при увеличении частоты средняя концентрация электронов значительно растет — в пропорции 1:1.2:1.7 на рис. 4а. Это означает, что увеличение наработки электронов в первом пике значительно превышает их потерю, вызванную уменьшением второго пика, как показано на рис. 3. Пропорция для потока электронов на стенку составляет 1:1.2:1.4 на рис. 4б. Этот поток также значительно растет, но не так сильно, как концентрация электронов. Это может быть вызвано тем, что электроны главным образом убывают из-за электрического дрейфа, и только небольшое их число может достичь границы. Поэтому поток электронов на стенку не так сильно зависит от изменения режима генерации плазмы.

Другие заряженные частицы — ионы  $\text{O}_2^-$ ,  $\text{O}_2^+$  и  $\text{O}_4^+$  показывают аналогичные электронам тренды, поскольку их наработка сильно скоррелирована с присутствием электронов. Почти все ионы  $\text{O}_2^-$  рождаются при прилипанию электронов к молекулам ( $e + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^-$ ). Что касается ионов  $\text{O}_2^+$  и  $\text{O}_4^+$ , то помимо ионного преобразования между ними, эти частицы создаются в основном при ионизации нейтральных частиц электронным ударом или в результате пеннинговской ионизации, требующей присутствия метастабильных атомов гелия, которые также возбуждаются электронным ударом. Поэтому средние концентрации и потоки на стенку этих частиц растут с увеличением частоты напряжения. Однако ионы  $\text{O}^-$  и  $\text{O}_3^-$  имеют тренды, отличные от электронных. Это объясняется тем, что главный механизм наработки ионов  $\text{O}^-$  — прилипание электронов к  $\text{O}_2$  и  $\text{O}_3$ , а ионы  $\text{O}_3^-$  образуются в основном в процессах перезарядки с участием ионов  $\text{O}^-$  и  $\text{O}_2^-$ . При увеличении частоты



**Рис. 4.** Расчетные отнормированные концентрации частиц (а) и их потоки на стенку (б) для диэлектрического барьерного разряда в смеси He + O<sub>2</sub> на частотах 20, 25 и 30 кГц. Нормировка величин произведена на их значения при частоте 20 кГц.

до 30 кГц уменьшение концентрации O<sub>3</sub> приводит также к снижению наработки O<sup>-</sup> и O<sub>3</sub><sup>-</sup>.

Средние концентрации и потоки на стенку для большинства нейтральных частиц сначала растут с частотой, а потом уменьшаются. Как обсуждалось выше, O, O<sub>2</sub><sup>\*</sup> и O<sub>3</sub> являются долгоживущими и поэтому они малочувствительны к изменению режима генерации плазмы. Атомы O\* относятся к короткоживущему типу частиц. Однако, их концентрации не растут, как ожидалось, с частотой. Исчезновение второго пика, судя по всему, также ограничивает рост атомов O\*. Что касается метастабильных атомов гелия, они возбуждаются в основном электронным ударом. Из-за этого их характеристики меняются по аналогии с электронными характеристиками.

Как показано на рис. 2, при изменении частоты от 20 до 30 кГц режим генерации плазмы с двумя пробоями сменяется режимом с однократным пробоем. При этом диссипация энергии возрастает. Обычно увеличение диссипации энергии сопровождается ростом концентрации частиц. Но, как видно на рис. 4, средние концентрации электронов, ионов O<sub>2</sub><sup>-</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup> и O<sub>4</sub><sup>+</sup>, а также атомов He\* значительно увеличиваются, в то время как

концентрации O<sup>-</sup>, O<sub>3</sub><sup>-</sup>, O, O<sub>2</sub><sup>\*</sup> и O<sub>3</sub> сначала растут, а потом падают. Представляется, что изменение режима генерации плазмы приводит к уменьшению концентрации последних частиц, хотя диссипация энергии продолжает расти. При этом потоки на стенку и средние концентрации частиц каждого типа ведут себя с изменением частоты похожим образом.

#### 4. ВЫВОДЫ

В данной работе на основе одномерной гидродинамической модели изучается диэлектрический барьерный разряд в смеси He + O<sub>2</sub> для частот приложенного напряжения 20, 25 и 30 кГц. С увеличением частоты первый импульс становится все более интенсивным, в то время как второй импульс постепенно исчезает. Причем, постепенно растет и диссипация энергии, а режим создания плазмы с двумя пробоями заменяется на режим с однократным пробоем на полупериоде. Во время каждого пробоя короткоживущие частицы образуются в большом количестве и потом быстро гибнут, а концентрации долгоживущих соединений при этом остаются высокими. Статистический анализ средних концентраций и пото-

ков на стенку для заряженных и нейтральных частиц показывает следующее. Два различных типа закономерностей наблюдаются при изменении режима создания плазмы: концентрации электронов,  $O_2^-$ ,  $O_2^+$ ,  $O_4^+$  и атомов  $He^*$  значительно растут с частотой, в то время как концентрации  $O^-$ ,  $O_3^-$ ,  $O$ ,  $O_2^*$  и  $O_3$  сначала увеличиваются, потом спадают. Хотя диссипация энергии при этом растет, исчезновение второго импульса приводит к наблюдаемому спаду этих частиц.

Работа выполнена при поддержке Национального фонда естественных наук Китая (грант № 51521065).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mariotti D., Bose A.C., Ostrikov K.* IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 1027.
2. *Gonzalez E., Barankin M.D., Guschl P.C., Hicks R.F.* IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 823.
3. *Vogelsang A., Ohl A., Steffen H., Foest R., Schröder K., Weltmann K.D.* Plasma Process. Polym. 2010. V. 7. P. 16.
4. *Laroussi M.* IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 714.
5. *Chen C.Y., Fan H.W., Kuo P., Chang J., Pedersen T., Mills T.J., Huang C.C.* IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 993.
6. *Neretti G., Taglioli M., Colonna G., Borghi C.A.* Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 015013.
7. *Foster J.E., Weatherford B., Gillman E., Yee B.* Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. P. 025001.
8. *Deng X.T., Shi J.J., Kong M.G.* J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 074701.
9. *Moreau M., Orange N., Feuilloley M.G.J.* J. Biotechnol. 2008. V. 26. P. 610.
10. *Radu I., Bartnikas R., Wertheimer M.R.* IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 1363.
11. *Bartnikas R.* Brit. J. Appl. Phys. 1968. V. 1. P. 659.
12. *Bartnikas R.* Archiv für Elektrotech. 1969. V. 52. P. 348.
13. *Hao Y.P., Chen J.Y., Yang L., Wang X.L.* in *Proceedings of the IEEE 9th international conference on properties and applications of dielectric materials, China, 2009*, p. 626.
14. *Yuan X.H., Shin J., Raja L.L.* Vacuum. 2006. V. 80. P. 1199.
15. *Zhang H., Guo Y., Liu D.X., Sun B.W., Liu Y.F., Yang A.J., Wang X.H., Wu Y.* Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 073508.
16. *Zhang H., Guo Y., Liu D.X., Sun B.W., Liu Y.F., Yang A.J., Wang X.H.* Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 103511.
17. *Yu H., Perni S., Shi J.J., Wang D.Z., Kong M.G., Shama G.* J. Appl. Microbiol. 2006. V. 101. P. 1323.
18. *Park G.Y., Hong Y.J., Lee H.W., Sim J.Y., Lee J.K.* Plasma Process. Polym. 2010. V. 7. P. 281.
19. *Yang A.J., Wang X.H., Rong M.Z., Liu D.X., Iza F., Kong M.G.* Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 113503.
20. *Nagaraja S., Yang V., Adamovich I.* J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 155205.
21. *Zhang Y.T., Wang D.Z.* J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 063304.
22. *Golubovskii Yu.B., Maiorov V.A., Behnke J., Behnke J.F.* J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 39.
23. *Nemschokmichal S., Tschiersch R., Meichsner J.* Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 055024.
24. *Liu D.X., Rong M.Z., Wang X.H., Iza F., Kong M.G., Bruggeman P.* Plasma Processes Polym. 2010. V. 7. P. 846.
25. *Lee D., Park J.M., Hong S.H., Kim Y.* IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. V. 33. P. 949.