

## РАСПАД ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ АРГОНА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ В НЕВОЗБУЖДЕННЫЙ ГАЗ

© 2022 г. Н. Л. Александров<sup>a, \*</sup>, М. Н. Васильев<sup>b</sup>, Т. М. Васильева<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область, Россия

<sup>b</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*e-mail: [nick\\_aleksandrov@mail.ru](mailto:nick_aleksandrov@mail.ru)

Поступила в редакцию 28.03.2022 г.

После доработки 13.04.2022 г.

Принята к публикации 15.04.2022 г.

Выполнено экспериментальное исследование распада плазмы, которая возбуждается инъекцией квазистационарного пучка высокоэнергичных электронов в аргон, заполняющий цилиндрическую реакционную камеру. Из анализа результатов измерений длины светящейся области плазменной струи в зависимости от газовых параметров и теоретических оценок сделан вывод о том, что в рассматриваемых условиях распад плазмы оказывается существенно замедленным по сравнению с распадом плазмы с одним сортом молекулярных ионов. Предложена кинетическая модель распадающейся электронно-пучковой плазмы аргона, согласно которой процессы, отвечающие за распад, идут в две стадии. На первой атомарные ионы аргона превращаются в молекулярные ионы, которые на второй стадии рекомбинируют с электронами. Скорость распада плазмы определяется относительно медленной первой стадией, в то время как электрон-ионная рекомбинация происходит на временах гораздо более коротких, чем время жизни плазмы.

*Ключевые слова:* электронно-пучковая плазма, распад плазмы, электрон-ионная рекомбинация, молекулярные ионы аргона

DOI: 10.31857/S0367292122100195

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Плазмотехнические системы на основе электронно-пучковой плазмы (Electron-Beam-Generated Plasma) заняли определенную нишу среди устройств, в которых технологический процесс осуществляется за счет взаимодействия электронных пучков с плотными газообразными, жидкими и твердыми средами. Упрощенно принцип действия таких систем описывается следующей схемой [1]. Пучок быстрых электронов, предварительно сформированный электронной пушкой в высоковакуумной камере, через выводное окно транспортируется в заполненную плазмообразующим газом рабочую камеру, где в результате процессов взаимодействия пучка с плотной средой и происходит генерация плазмы. Системы на основе электронно-пучковой плазмы обладают следующими преимуществами. Для них отсутствуют физические ограничения на химический состав плазмообразующей среды, в качестве которой обычно используются чистые газы, газовые и парогазовые смеси, твердые или жидкие аэрозоли. Электронный пучок можно инжектировать не только в неподвижную плазмообразующую среду, но и в гомо- и гетерофазные потоки.

Генерация электронно-пучковой плазмы возможна как в свободном объеме, так и внутри какого-либо контейнера; в обоих случаях в плазменном объеме можно размещать различные объекты, например, с целью их плазмохимической обработки. Геометрией плазменного объема и, соответственно, пространственным распределением энерговыделения в плазменном объеме, удается практически безынерционно управлять при перемещении (сканировании) электронного пучка с помощью простых электромагнитных отклоняющих систем, расположенных уже за выводным окном. Импульсно-периодическая инжекция электронного пучка позволяет повысить энергоэффективность процесса, что чрезвычайно важно при проектировании пучково-плазменных реакторов технологического назначения.

Работа пучково-плазменного реактора в импульсно-периодическом режиме или в режиме с пространственным сканированием электронного пучка позволяет задействовать механизмы, присутствующие распадающейся плазме. Для целого ряда задач особый интерес представляют режимы, когда плазменная струя истекает в свободный объем газа форвакуумного давления, поскольку именно

в таких условиях неравновесные плазменные процессы дают значимые технологические преимущества. Такие или близкие по принципу действия плазмохимические реакторы, использовались для поверхностной обработки различных материалов [2–5], конверсии и очистки газов [6–12], риформинга природного органического сырья и биомассы [13, 14] и производства материалов медико-биологического назначения [15, 16].

Аргон и другие инертные газы часто используются в плазменных технологиях в качестве плазмообразующих газов. В [17] проведено экспериментальное исследование свойств плазмы, создаваемой в аргоне под действием квазистационарного пучка высокоэнергичных электронов на установке, сходной с используемой в данной работе. Прежняя работа была посвящена изучению квазистационарной плазмы внутри реакционной камеры, в которой измерялась концентрация электронов и температура стенки камеры. Методом Монте Карло было выполнено моделирование распространения электронного пучка. Также была предложена кинетическая схема процессов, определяющих концентрацию и состав заряженных частиц в электронно-пучковой плазме аргона. На основе этой схемы и результатов моделирования Монте Карло были вычислены пространственные распределения концентрации плазмы и температуры газа и продемонстрировано хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными.

Представляемая работа является продолжением исследования [17] и посвящена распаду плазмы, генерируемой в этих условиях. Плазма создается электронным пучком внутри цилиндрической камеры, в стенке которой имеется специальное отверстие, формирующее газовую струю в окружающее пространство. Распад плазмы в этой струе и является предметом настоящего исследования.

## 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

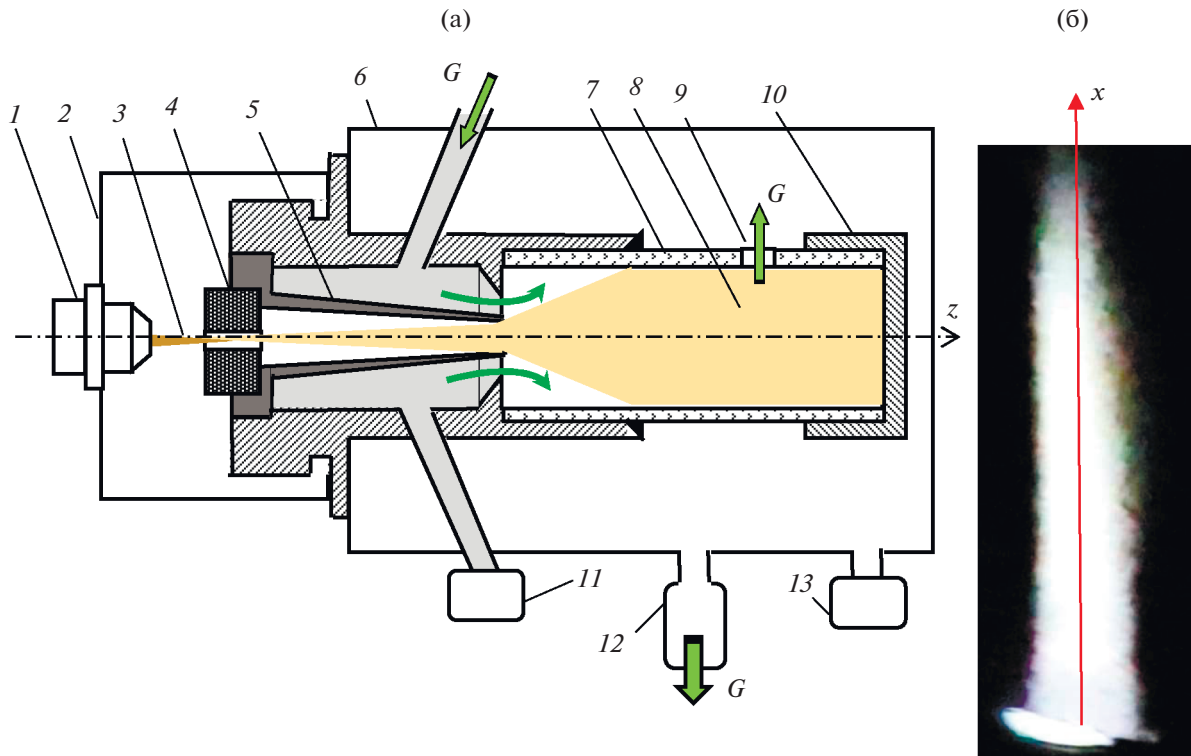
Принципиальная схема установки, на которой проводились эксперименты по генерации электронно-пучковой плазмы (ЭПП) в замкнутом объеме, приведена на рис. 1а. Остросфокусированный электронный пучок (ЭП) 3 формируется в высоковакуумной камере 2 электронно-лучевой пушкой 1 и направляется на вход выводного устройства 4, через которое он инжектируется в цилиндрическую реакционную камеру 7 вдоль ее оси  $z$ . Выводное устройство конструктивно объединено с коаксиальным щелевым соплом 5, формирующим газовый поток 8. На достаточно больших (50–100 мм) расстояниях  $z$  ( $z$  отсчитывается от выходного сечения выводного устройства) возбужденный электронным пучком газовый поток полностью заполняет реакционную камеру.

Плазмообразующий газ (аргон высшего сорта по ГОСТ 10157-79 с мольной долей примесей не более  $7 \times 10^{-3}\%$ , основная примесь –  $N_2$ ) с объемным расходом  $G_1$  подается в форкамеру сопла. Полное давление газа  $P_0$  в форкамере измеряется датчиком 11 марки VSM77DL. Величина расхода  $G_1$  задается регулятором Alicat MCR-Series и отображается на дисплее прибора.

Реакционная камера 7 представляет собой отрезок кварцевой трубки внутренним диаметром 20 мм и длиной 250 мм, которая размещена в прямоугольной рабочей камере 6 установки; характерные размеры рабочей камеры  $500 \times 500 \times 500$  мм. Реакционная камера имеет металлическое дно 10, которое служит коллектором быстрых электронов. Когда статическое давление  $P_m$  в реакционной камере достаточно мало ( $P_m < 0.1$  Торр), по величине электрического сигнала, снимаемого с коллектора электронов, можно найти ток пучка  $I_b$ , прошедшего через выводное окно 4. Такая процедура выполнялась в начале каждого эксперимента.

Газ, медленно протекающий вдоль реакционной камеры, ионизируется и возбуждается электронным пучком; т.е. ЭПП генерируется в замкнутом объеме 8, ограниченном стенками реакционной камеры. Свойства плазмы зависят от параметров инжектируемого ЭП (силы тока пучка  $I_b$  и энергии быстрых электронов  $E_b$ ), давления плазмообразующего газа  $P_m$  и его температуры  $T$ , а также от конструктивных особенностей реакционной камеры. В частности, для увеличения концентрации электронов  $n_e$  в плазме за счет повышения температуры аргона [17] реакционная камера снаружи покрывается слоем теплоизоляции (на рисунке не показан). В ходе эксперимента температура в одной или нескольких точках цилиндрической стенки реакционной камеры непрерывно измеряется термопарами ВР-5/20, спаи которых находятся под слоем теплоизолятора. Эти температуры качественно характеризуют тепловой режим генератора ЭПП.

На расстоянии  $z_0 = 260$  мм от выводного устройства в цилиндрической стенке реакционной камеры просверлено отверстие 9 диаметром 10 мм, через которое плазма, возбужденная в этой камере, с расходом  $G_1$  истекает в неподвижный газ, заполняющий рабочую камеру 6. Рабочая камера установки имеет автономную систему вакуумной откачки 12 с регулируемой производительностью  $G_0$ . Давление  $P$  в рабочей камере определяется соотношением расходов  $G_1$  и  $G_0$ . Величина этого давления измеряется баротроном MKS 626-Series 13 с контроллером MKS Pressure Controller 600-Series. При необходимости в поток истекающего газа можно вносить различные датчики, например термопары и насадки полного



**Рис. 1.** Схема эксперимента: принципиальная схема экспериментальной установки (а): 1 – электронная пушка, 2 – высоковакуумная камера, 3 – электронный пучок, 4 – выводящее устройство, 5 – газовое сопло, 6 – рабочая камера, 7 – реакционная камера, 8 – зона генерации электронно-пучковой плазмы, 9 – отверстие, из которого истекает плазменная струя, 10 – коллектор электронов, 11 и 13 – вакуумметры, 12 – система откачки (схема дана не в масштабе; реальный поперечный размер рабочей камеры в 25 раз больше внутреннего диаметра реакционной камеры); фотография истекающей из отверстия светящейся плазмы (б).

давления. Это позволяет измерять поля температуры  $T$  и скорости  $w$  газа.

На рис. 1б представлена фотография потока газа, истекающего из отверстия, сделанная через радиационно-защищенное окно рабочей камеры (стекло ТФ-5). Видно, что истекающий газ представляет собой достаточно ярко светящийся (в красном диапазоне спектра) протяженный объект, линейные размеры которого легко измерить. С газодинамической точки зрения этот поток можно рассматривать как свободную затопленную струю, распространение которой детально изучено. Для приближенных оценок в соответствии с [18] будем полагать, что в приосевой части начального участка струи (5–7 диаметров отверстия) сохраняется постоянное значение скорости, равное значению скорости в выходном сечении отверстия, а для основного участка струи характерно подобие профилей скорости и избы-

точных по отношению к неподвижной окружающей среде значений разностей температуры. При этом полуширина струи увеличивается линейно с расстоянием  $x$  от источника, а скорость на оси струи убывает обратно пропорционально  $x$ . Из-за поджатия струи в выходном сечении отверстия начальный диаметр струи составляет приблизительно  $(0.6–0.7)d$ , где  $d$  – диаметр отверстия. Таким образом, зная расход газа  $G_1$ , можно оценить характерную величину скорости потока, что позволяет, измерив длину светящейся части потока, оценить характерное время послесвечения плазмы  $\tau$ .

В табл. 1 приведены диапазоны изменения параметров, которые задавались и/или регулировались при выполнении экспериментов.

Необходимо отметить некоторые важные особенности методики проведения экспериментов и обработки экспериментальных данных. Ускоря-

**Таблица 1.** Диапазоны изменения/регулировок условий экспериментов

$G_1$ , slpm	$P_0$ , Торр	$P_m$ , Торр	$P$ , Торр	$T$ , К	$w$ , м/с	$I_b$ , мА
2–10	8–20	6–14	4–11	400–800	100–300	5–20

ющее напряжение электронной пушки  $U$  варьировалось в весьма узком диапазоне  $28 \pm 2$  кВ. Торможением электронов в тракте выводного окна пренебрегалось. Таким образом,  $E_b = U \approx 28$  кВ. В предварительных газодинамических экспериментах исследовалась связь температуры стенки реакционной камеры  $T_0$  и температуры газа  $T$  в выходном сечении отверстия. В плазмозических экспериментах измерялась только температура  $T_0$ , которая затем пересчитывалась в температуру  $T$  с использованием данных предварительных экспериментов. При фиксированном давлении в реакционной камере  $P_m$  нагревом газа управляли изменением силы тока пучка  $I_b$ .

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В качестве типичного примера приведем набор параметров, характеризующих условия экспериментов, в которых удалось получить достаточно протяженную по оси  $x$  зону свечения аргона, истекающего из теплоизолированной камеры через круглое отверстие диаметром 10 мм в заполненное тем же газом пространство. Это отверстие просверлено в стенке цилиндрической камеры с внутренним диаметром 20 мм на расстоянии от выводного окна  $z_0 = 260$  мм. Эти параметры равны  $U = 28$  кВ,  $I_b = 15$  мА,  $G_1 = 6.0$  slpm,  $P_0 = 12.5$  Торр,  $P_m = 8.5$  Торр,  $P = 7.0$  Торр,  $T_0 = 750$  К и  $T = 650$  К. В данных условиях длина светящейся части потока аргона равна  $L \approx 0.1$  м, а скорость потока газа на срезе отверстия ( $x = 0$ )  $w \approx 200$  м/с. Измерения скорости потока газа на оси потока, выполненные с помощью насадка полного давления, показали, что на расстоянии  $x \approx L$  скорость  $w$  уменьшается примерно в 4 раза. Таким образом, среднее значение скорости на длине  $L$  приближенно можно принять равным  $w_{cp} \approx 100$  м/с. Отсюда получаем время послесвечения в плазменной струе  $\tau = L/w_{cp} \approx 1$  мс.

Погрешность определения времени послесвечения достаточно велика и определяется, прежде всего, погрешностью определения скорости струи и температуры в ней. Измерения температуры сделаны в основании струи, а газ в струе при своем движении может охлаждаться. Неточность оценки скорости и температуры в струе особенно велика при больших  $L$ ; в этом случае погрешность определения времени послесвечения может достигать 100%. Следует отметить, что дальняя по оси  $x$  граница светящейся части потока несколько размыта (см. рис. 1б), и при обработке фотографий присутствует субъективный фактор, снижающий точность измерения  $L$ . Это вносит дополнительную погрешность в определение времени  $\tau$ , особенно, если  $L$  не превышает 2–3 диаметров отверстия  $d$ . При таких малых  $L$  яркая зона вблизи отверстия может засвечивать все изоб-

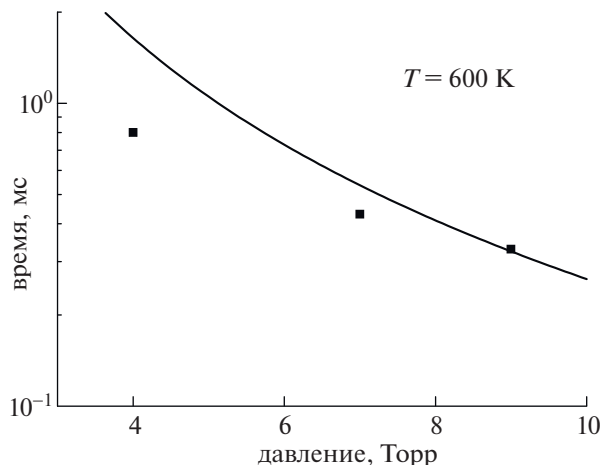


Рис. 2. Зависимость времени послесвечения в струе плазмы аргона от давления газа в рабочей камере при температуре струи 600 К. Точки — эксперимент, кривая — расчет.

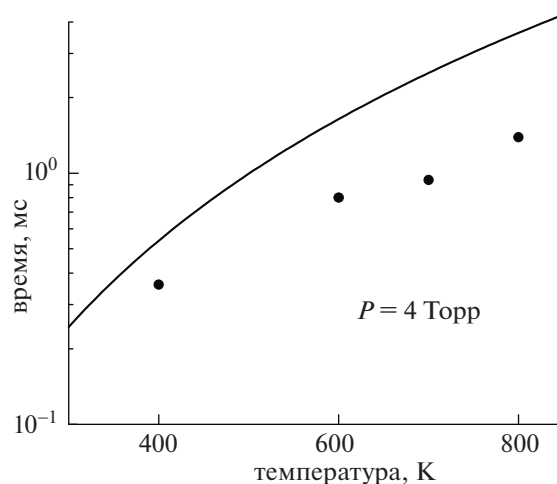


Рис. 3. Зависимость времени послесвечения в струе плазмы аргона от температуры в ней при давлении в рабочей камере 4 Торр. Точки — эксперимент, кривая — расчет.

ражение и не позволять идентифицировать слабо светящуюся дальнюю зону потока.

На рис. 2 и 3 приведено найденное описанным выше способом время послесвечения в зависимости от параметров газа. На рис. 2 время дано в зависимости от давления газа в рабочей камере при температуре в начале струи 600 К. Время послесвечения монотонно падает с ростом давления. При увеличении давления примерно в 2 раза (от 4 до 9 Торр) это время уменьшается в 2.4 раза. Зависимость времени послесвечения от температуры в начале струи при давлении 4 Торр представлена на рис. 3. Это время увеличивается с нагревом газа. При этом увеличение температуры в два раза (от 400 до 800 К) приводит к росту времени

послесвечения в 3.9 раза. Таким образом, влияние роста температуры на время послесвечения при постоянном давлении оказывается более значимым, чем влияние роста давления при постоянной температуре.

Описанные выше эксперименты были проделаны не только с аргоном, но и с воздухом. При этом свечения истекающей из реакционной камеры воздушной струи не наблюдалось. Более того, принудительное подмешивание воздуха в форкамере газового сопла (позиция 5 на рис. 1а) с расходом  $G' = (0.01-0.05)G_1$  приводило к исчезновению свечения потока аргона. Таким образом, подмешивание даже 1% воздуха достаточно для прекращения свечения плазменной струи.

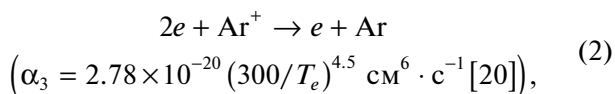
#### 4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Наблюдаемое свечение в струе истекающего из реакционной камеры газа трудно связать с наличием излучающих состояний аргона, образованных в камере под действием электронного пучка. Действительно, интенсивно излучающие состояния атомов аргона имеют радиационные времена жизни, лежащие в наносекундном диапазоне, а константы скорости передачи возбуждения от метастабильных состояний к излучающим имеют порядок  $10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  [19], т.е. при концентрации атомов  $N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  время передачи возбуждения порядка 1 мкс. В этом случае все излучение, прямо связанное с возбуждением атомов электронами пучка, должно закончиться в самом начале струи газа. Поэтому наблюдаемое на временах порядка 1 мс излучение распадающейся плазмы в предлагаемой ниже модели связывается с заселением возбужденных состояний при электрон-ионной рекомбинации во время распада плазмы.

Воспользуемся кинетической схемой [17] для анализа механизмов, определяющих распад ЭПП аргона в рассматриваемых условиях. Согласно этой схеме в квазистационарной плазме ионизация происходит при столкновении высокоэнергичных электронов пучка с атомами аргона

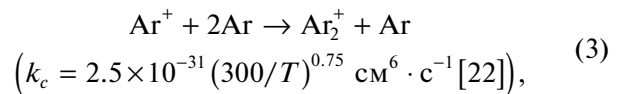


в то время как возможным каналом гибели ионов  $\text{Ar}^+$  является тройная электрон-ионная рекомбинация

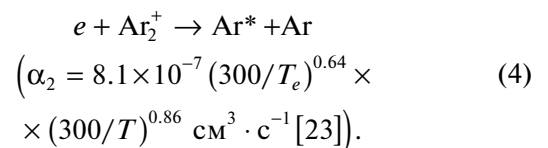


где  $\alpha_3$  – коэффициент тройной рекомбинации, а  $T_e$  – температура электронов в градусах Кельвина. В квазистационарной ЭПП аргона электроны нагреты достаточно сильно ( $T_e \approx 1 \text{ эВ}$  [21]), и коэф-

фициент  $\alpha_3$  аномально мал из-за резкой падающей зависимости от  $T_e$ . Основной же канал гибели заряженных частиц при этом связан с образованием молекулярных ионов в процессе ионной конверсии



где  $T$  – температура газа в градусах Кельвина. Ионы  $\text{Ar}_2^+$  и электроны эффективно гибнут в результате диссоциативной рекомбинации



В качестве примера рассмотрим описанные выше (см. раздел 3) условия в реакционной камере: ток пучка 15 мА, давление 8.5 Торр и температура газа 750 К. Этим параметрам, согласно измерениям, соответствуют давление и температура газа в струе плазмы 7 Торр и 650 К соответственно. Время жизни плазмы в струе в этих условиях, как следует из ее фотографий, равно 1 мс. В рассматриваемых условиях, как показывают измерения [17], на расстоянии 16.5 см от точки инъекции ЭП (т.е. в сечении, где находится отверстие, из которого истекает струя) в стационарных условиях концентрация электронов равна  $n_e(0) = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

В струе плазмы высокоэнергичные электроны отсутствуют, и эта плазма должна со временем распадаться. При этом происходит как охлаждение электронов при упругих и неупругих столкновениях с атомами аргона, так и гибель электронов при рекомбинации с ионами. Время охлаждения электронов в аргоне можно оценить на основе результатов расчета эффективной частоты релаксации энергии электронов  $\nu_e$  [24]. При охлаждении электронов от 1 эВ до температуры газа величина  $\nu_e/N$  падает от  $2 \times 10^{-12}$  до  $3 \times 10^{-14} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  [24]. Здесь  $N$  – полная концентрация нейтральных частиц, которая для 7 Торр и 650 К составляет  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Отсюда следует, что характерное время остывания электронов в аргоне на разных этапах этого процесса меняется в диапазоне 5–300 мкс, что заметно меньше времени жизни плазмы. Поэтому приближенно можно считать, что сначала электроны остывают до температуры газа, и лишь потом происходит их рекомбинация с ионами.

Снижение температуры электронов в струе плазмы до  $T_e = T = 650 \text{ К}$  приводит к ускорению электрон-ионной рекомбинации. В этих условиях характерное время жизни ионов  $\text{Ar}^+$  относи-

тельно тройной электрон-ионной рекомбинации (реакция (2)) составляет  $\tau_3 = (\alpha_3 n_e^2(0))^{-1} \approx 7.3$  мс. Здесь, как обычно, полагается, что скорость тройной рекомбинации для атомарных и молекулярных ионов совпадают. Время жизни ионов  $\text{Ar}_2^+$  относительно диссоциативной рекомбинации (реакция (4)) равно  $\tau_2 = (\alpha_2 n_e(0))^{-1} \approx 10$  мкс. Наконец, время жизни ионов  $\text{Ar}^+$  относительно их конверсии в ионы  $\text{Ar}_2^+$  (реакция (3)) составляет  $\tau_c = (k_c N^2)^{-1} \approx 0.7$  мс. Соотношение между начальными концентрациями ионов  $\text{Ar}_2^+$  и  $\text{Ar}^+$  (соответственно,  $n_{i2}$  и  $n_{i1}$ ) на выходе струи из внутренней камеры можно получить на основе уравнения баланса для ионов  $\text{Ar}_2^+$ . С учетом реакций (3) и (4) оно записывается в виде

$$\frac{dn_{i2}}{dt} = k_c N^2 n_{i1} - \alpha_2 n_e n_{i2}. \quad (5)$$

Из (5) получаем для стационарных условий в камере (8.5 Торр и 750 К) соотношение

$$\frac{n_{i2}}{n_{i1}} = \frac{k_c N^2}{\alpha_2 n_e} = 10^{-2}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что на временах распада плазмы (~1 мс) тройной рекомбинацией электронов с ионами можно пренебречь, а основную роль играет парная диссоциативная рекомбинация электронов с ионами  $\text{Ar}_2^+$ , доля которых мала (на уровне 1%) в исходной плазме. Эти ионы образуются в реакции (3) при конверсии атомарных ионов  $\text{Ar}^+$ . Лимитирующим оказывается именно этот процесс при распаде, поскольку его характерное время гораздо больше времени рекомбинации с ионами  $\text{Ar}_2^+$ . Таким образом, в рассматриваемых условиях именно время конверсии ионов должно быть характерным временем распада плазмы, а не время электрон-ионной рекомбинации. Полученное время конверсии  $\tau_c \approx 0.7$  мс хорошо согласуется с наблюдаемым в этих условиях временем распада плазмы — 1 мс. Следует подчеркнуть, что и в эксперименте, и в расчете речь идет об оценке характерных времен процессов. Поэтому полученные данные недостаточны для проведения количественного сравнения между измерениями и расчетом. Чтобы его выполнить, необходимо провести количественный анализ зависимости интенсивности излучения от расстояния по длине струи и определить порог интенсивности, выше которого появляется изображение на фотографии. В отсутствие подробных данных по скорости газа в струе такой анализ представляется преждевременным.

Можно сказать, что в рассматриваемых условиях имеет место аномально медленный распад плазмы из-за того, что доминирующие в плазме

атомарные ионы не могут быстро рекомбинировать с электронами. Для рекомбинации они сначала должны превратиться в молекулярные ионы, что происходит в тройных столкновениях, скорость которых мала при не слишком большой концентрации нейтральных частиц и достаточно высокой температуре газа. При этом и динамика изменения концентрации заряженных частиц должна быть другой. В случае плазмы, состоящей из электронов и одного сорта положительных молекулярных ионов, распад плазмы за счет парной рекомбинации описывается степенной зависимостью

$$n_e(t) = \frac{n_e(0)}{1 + \alpha_2 n_e(0)t}. \quad (7)$$

Динамика изменения концентрации ионов  $\text{Ar}^+$  в струе плазмы следует из уравнения

$$\frac{dn_{i1}}{dt} = -k_c N^2 n_{i1}, \quad (8)$$

которое в предположении о неизменных газовых параметрах ( $T$  и  $N$ ) в струе имеет решение

$$n_{i1}(t) = n_{i1}(0)e^{-t/\tau_c}. \quad (9)$$

Поскольку в рассматриваемых условиях концентрация молекулярных ионов гораздо меньше концентрации атомарных ионов, то из условия электронейтральности  $n_{i1} \approx n_e$  (при  $n_{i2} \ll n_{i1}$ ) можно получить такое же соотношение и для концентрации электронов

$$n_e(t) = n_e(0)e^{-t/\tau_c}. \quad (10)$$

Эта временная зависимость принципиально отличается от зависимости (7), соответствующей обычному рекомбинационному распаду.

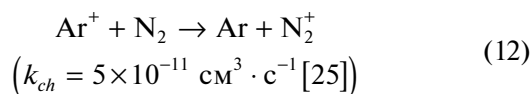
Интенсивность излучения  $J$ , возникающего в результате рекомбинации электронов с ионами  $\text{Ar}_2^+$ , пропорциональна скорости конверсии ионов  $\text{Ar}^+$  в  $\text{Ar}_2^+$  и описывается во времени выражением, аналогичным (10)

$$J(t) = J(0)e^{-t/\tau_c}. \quad (11)$$

Поэтому определяемое в эксперименте характерное время послесвечения должно совпадать по порядку величины с временем распада плазмы.

На рис. 2 и 3 результаты измерения времени послесвечения сравниваются с расчетным временем распада плазмы в предположении, что оно приблизительно равно  $\tau_c$  — времени конверсии ионов  $\text{Ar}^+$  в ионы  $\text{Ar}_2^+$ . В целом расчеты достаточно адекватно воспроизводят получаемые экспериментально зависимости времени послесвечения от давления и температуры газа в струе. С увеличением давления время жизни плазмы уменьшается, поскольку процесс конверсии

ионов трехчастичный, и его скорость пропорциональна квадрату концентрации нейтральных частиц. Рост температуры при постоянном давлении не только вызывает снижение концентрации газа, но и уменьшение константы скорости конверсии ионов. Поэтому нагрев газа приводит к уменьшению времени распада плазмы, причем влияние температуры при постоянном давлении оказывается более заметным, чем влияние давления при постоянной температуре. Это качественно согласуется с экспериментальными данными. Что касается количественного различия между теоретическими оценками и экспериментом, то оно в основном лежит в пределах ошибки эксперимента (до 100% для длинных областей свечения) и оказывается наибольшим именно для условий, когда время жизни плазмы и длина области свечения наибольшие. В этом случае может также влиять на экспериментальные данные и присутствие в аргоне примесей. Наличие  $\delta = 5 \times 10^{-3}\%$   $N_2$  в исходной смеси приводит к времени перезарядки ионов  $Ar^+$  на молекулах  $N_2$ , сравнимому с временем конверсии этих ионов в  $Ar_2^+$ . Например, для случая  $T = 800$  К и  $P =$  Торр, когда время конверсии ионов было равно  $\tau_c = 3.6$  мс, концентрация нейтральных частиц равнялась  $N = 5 \times 10^{16}$  см $^{-3}$ , а время перезарядки для процесса



оказалось равным  $\tau_{ch} = (k_{ch}\delta N)^{-1} = 8$  мс, что сравнимо со временем  $\tau_c$ . Коэффициент же диссоциативной рекомбинации ионов  $N_2^+$  того же порядка величины, что и коэффициент рекомбинации для ионов  $Ar_2^+$  [26], и, следовательно, время электрон-ионной рекомбинации в этом случае также гораздо короче времени образования молекулярных ионов. Учет в расчете процесса (12) и последующей быстрой рекомбинации азотных ионов должен приводить к уменьшению времени распада плазмы.

В данной работе время жизни плазмы оценивалось по длине светящегося отрезка струи. Наблюдаемое свечение было красного цвета. В реакции (4) при диссоциативной электрон-ионной рекомбинации в основном образуются возбужденные атомы аргона в  $4p$ -состояниях, которые излучают в красных линиях и в ИК-области спектра ( $4p-4s$  переходы) [27, 28]. Радиационные времена жизни этих переходов составляют десятки наносекунд [19]. Именно поэтому динамика изменения во времени этого излучения может быть использована для измерения коэффициентов рекомбинации с ионами  $Ar_2^+$ .

В подобных экспериментах, проводившихся с ЭПП воздуха, аномально медленный распад плазмы не наблюдался. В данных условиях рождаются в основном молекулярные ионы  $N_2^+$  и  $O_2^+$ , которые могут рекомбинировать с электронами диссоциативным образом по аналогии с процессом (4). Поэтому здесь, в отличие от аргонной плазмы, отсутствует резервуар положительных ионов, не способных участвовать в парных рекомбинационных процессах. Практически все рождающиеся в воздушной ЭПП ионы эффективно рекомбинируют с электронами, и поэтому наблюдаемые в аргонной плазме эффекты здесь отсутствуют. Такой же эффект достигался и при подмешивании в аргон 1–5% воздуха. Время перезарядки атомарных ионов аргона на молекулах азота и кислорода оказывается порядка 1 мкс, что гораздо меньше наблюдаемого времени послесвечения в случае чистого аргона. Поэтому подмешивание воздуха даже на уровне 1% должно приводить к уменьшению длины светящейся области на несколько порядков величины, что согласуется с наблюдениями.

## 5. ВЫВОДЫ

Выполнен анализ характеристик струи плазмы, истекающей из отверстия в боковой стенке цилиндрической реакционной камеры, внутри которой слабоионизованная неравновесная плазма создается инъекцией в аргон электронного пучка с энергией 28 кэВ. Показано, что время жизни плазмы, определенное по длине светящейся области струи, падает с ростом давления газа в пространстве, окружающем струю, и увеличивается с ростом температуры газа в реакционной камере. Из анализа элементарных процессов в плазме следует, что ее распад контролируется двумя процессами – трехчастичным превращением первичных атомарных ионов аргона, образованных в камере при ионизации газа под действием электронного пучка, в молекулярные ионы и диссоциативной рекомбинацией электронов с молекулярными ионами. Концентрация молекулярных ионов и в струе, и в камере, на порядки величины меньше концентрации атомарных ионов и электронов, но рекомбинация идет именно с ними. Скорость электрон-ионной рекомбинации с молекулярными ионами гораздо больше скорости превращения атомарных ионов в молекулярные. Именно последний процесс и оказывается лимитирующим при распаде плазмы, а время ее жизни практически совпадает с характерным временем конверсии атомарных ионов в молекулярные. При этом динамика уменьшения концентрации электронов во время распада плазмы описывается экспоненциальной функцией, в отличие от чисто рекомбинационного распада, когда концентрация электронов меняется со време-



нем степенным образом. Расчеты на основе данной модели позволяют на качественном уровне объяснить все наблюдаемые зависимости времени жизни плазмы от давления и температуры газа в струе плазмы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев М.Н. Применение электронно-пучковой плазмы в плазмохимии // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. XI / Под ред. В.Е. Фортнова. М.: Наука, 2001. С. 436.
2. Walton S.G., Hernandez S.C., Boris D.R., Petrova Tz.B., Petrov G.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 354001.
3. Vasiliev M., Vasilieva T. // Encyclopedia of plasma technology / Ed. J.L. Shohet. Boca Ralton: CRC Press, 2016. P. 152.
4. Zolotukhin D.B., Burdovitsin V.A., Oks E.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 015001.
5. Sharafutdinov R.G., Khmel S.Ya., Shchukin V.G., Ponomarev M.V., Baranov E.A., Volkov A.V., Semenova O.I., Fedina L.I., Dobrovolsky P.P., Kolesov B.A. // Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 2005. V. 89. P. 99.
6. Jordan S. // Radiat. Phys. Chem. 1990. V. 35. P. 409.
7. Petrov G.M., Apruzese J.P., Petrova Tz.B., Wolford M.F. // J. Appl. Phys. 2016. V. 119. P. 103303.
8. Sharafutdinov R.G., Shchukin V.G., Konstantinov V.O. // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1105. P. 012115.
9. Zarvin A.E., Korobeishchikov N.G., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh. // Eur. Phys. J. D. 2008. V. 49. P. 101.
10. Zarvin A.E., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Kalyada V.V. // Adv. Mater. Phys. Chem. 2012. V. 2. P. 146.
11. Kuznetsov D.L., Kol'man E.V., Surkov Yu.S., Uvarin V.V., Filatov I.E. // Tech. Phys. Lett., 2007. V. 33. P. 604.
12. Hadidi K., Cohn D.R., Vitale S., Bromberg L. // J. Air Waste Manag. Assoc. 1999. V. 49. P. 225.
13. Vasilieva T.M., Naumova I.K., Galkina O.V., Udorati-na E.V., Kuvschinova L.A., Vasiliev M.N., Khin Maung Htay, Htet Ko Ko Zaw // IEEE Trans. Plasma Sci. 2020. V. 48. P. 1583.
14. Vasilieva T., Goñi O., Quille P., O'Connell S., Kosyakov D., Shestakov S., Ul'yanovskii N., Vasiliev M. // Processes. 2021. V. 9. P. 103.
15. Drozd N.N., Shagdarova B.T., Zhuikova Y.V., P'ina A.V., Varlamov V.P., Vasiliev M.N., Vasilieva T.M., Hein A.M. // Prog. Chem. Appl. Chitin Deriv. 2019. V. 24. P. 5.
16. Vasiliev M., Vasilieva T., Hein A.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 52. P. 335202.
17. Александров Н.Л., Васильев М.Н., Лысенко С.Л., Махир А.Х. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 466.
18. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: ЭКОЛИТ, 2011.
19. Справочник констант элементарных процессов с участием атомов, ионов, электронов, фотонов / Под ред. А.Г. Жиглинского. С.-Петербург: Изд-во Санкт-Петербургского университета, 1994.
20. Morgan W.L. // Advances in atomic, molecular and optical physics. 2000. V. 43. P. 79.
21. Бычков В.Л., Васильев М.Н., Коротеев А.С. Электронно-пучковая плазма. Генерация, свойства, применения. М.: Изд-во МГОУ, 1993.
22. Neeser S., Kunz T., Langhoff H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 1489.
23. Lukac P., Mikus O., Morva I., Zabudla Z., Trnovec J., Morvova M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. P. 055012.
24. Анохин Е.М., Попов М.А., Кочетов И.В., Александров Н.Л., Стариковский А.Ю. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 65.
25. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. М.: Мир, 1978.
26. Florescu-Mitchell A.I., Mitchell J.B.A. // Phys. Rep. 2006. V. 430. P. 277.
27. Veatch G.E., Oskam H.J. // Phys. Rev. A. 1970. V. 5. P. 1498.
28. Shiu Y.-J., Biondi M.A. // Phys. Rev. A. 1978. V. 17. P. 868.