

УДК 537.5

ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА В МНОГОКАНАЛЬНОМ ИНЖЕКТОРЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

© 2025 г. В. Е. Завалова^{а,*}, А. А. Козлов^а, А. В. Козлов^а, Ю. В. Карпушин^а, В. П. Полищук^а,
А. Н. Гусев^а, М. А. Шурупов^а

^аОбъединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

*e-mail: zavalova@fites.ru

Поступила в редакцию 26.10.2024 г.

После доработки 27.11.2024 г.

Принята к публикации 14.12.2025 г.

Представлены экспериментальные исследования процесса формирования плазменного сгустка в инжекторе, являющемся начальным участком ускорителя коаксиального типа. Описаны конструкторские решения, постановка экспериментов и результаты измерений. Конструктивные особенности инжектора — контролируемая подача рабочего газа через электродинамические клапаны, равномерно установленные по окружности внешнего электрода, профилированный внутренний электрод и соленоид, расположенный снаружи инжектора. Система диагностики включала измерение токов и напряжений в разрядной цепи и цепи соленоида; высокоскоростную видеосъемку; измерение параметров плазмы спектральными методами и тройным зондом Ленгмюра. Представлены кадры видеосъемки формирования плазменного сгустка, результаты измерений токов и напряжений, температуры и концентрации электронов; рассматривается влияние внешнего магнитного поля на процессы в инжекторе.

Ключевые слова: импульсный плазменный ускоритель, инжекция газа, электродинамический клапан

DOI: 10.31857/S0367292125010109, EDN: DXFKCX

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к импульсным плазменным ускорителям (ИПУ) обусловлен постоянным расширением области их практических применений, среди которых наиболее актуальными являются нанесение различных покрытий [1, 2]; источники рентгеновского излучения [3, 4]; космические плазменные пушки [5], технология термоядерного синтеза [6–9] и др.

Реализуемые параметры плазмы в ИПУ изменяются в широком диапазоне: скорости потока — до 10^3 км/с; плотности электронов — свыше 10^{17} м⁻³; длительность импульса — от 1 мкс до 1 мс; температура электронов — от 1 эВ до 1 кэВ. В последнее время рассматривается применение ИПУ для ввода сгустков плазмы в термоядерный реактор; для этих целей представляют интерес сгустки массой около 20 мг и энергосодержанием более 100 кДж.

Сложность задачи для теоретического анализа и математического моделирования процессов в плазменных сгустках определяется их нелинейными характеристиками, сложностью геометрии течения и импульсным вводом энергии [10–12]. Увеличение энергосодержания плазмы затрудняет

ся, главным образом, загрязнением плазмы примесями, поступающими со стенок. Внешнее магнитное поле снижает негативное влияние этого эффекта [13]. Вследствие трудности теоретического анализа указанных физических процессов возрастает роль экспериментальных исследований ИПУ на полномасштабных стендах. Целесообразным является отдельное исследование определяющего элемента ИПУ — многоканального инжектора (МКИ), являющимся начальным участком коаксиального плазменного ускорителя. В МКИ через электродинамические клапаны впрыскивается рабочий газ (водород), происходит его ионизация, и формируется начальный сгусток плазмы.

В данной статье рассматривается конструкция МКИ, которая позволяет одновременно использовать до шести клапанов. Целью данной работы являлось экспериментальное исследование формирования в МКИ плазменного сгустка и оценка влияния внешнего магнитного поля на его характеристики.

2. ОПИСАНИЕ СТЕНДА И СХЕМЫ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Фотография макета МКИ представлена на рис. 1. На переднем плане — выходное смотровое

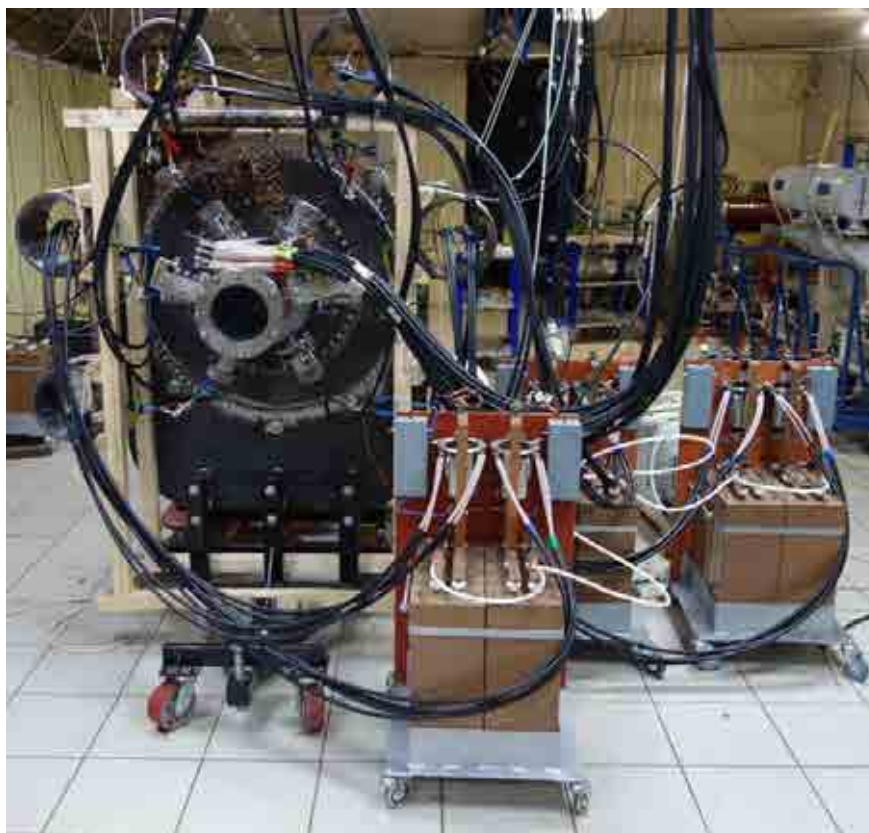


Рис. 1. Фото макета МКИ.

окно (фланец) — оно же выходное сечение МКИ, которое в дальнейшем будет состыковываться с ИПУ. Вокруг МКИ видны шесть клапанов подачи водорода. За клапанами — токосборник для подключения кабелей, идущих от емкостного накопителя (ЕН1), от которого поступает напряжение на разрядный промежуток. Емкость ЕН1 составляла 12 мкФ, максимальное напряжение зарядки — 50 кВ (рабочее — 25 кВ). Над выходным фланцем МКИ находится коллектор кабелей для подключения емкостного накопителя ЕН2 к внешнему соленоиду. Емкость ЕН2 равнялась 96 мкФ, напряжение зарядки — до 40 кВ. Запуск емкостных накопителей с заданными задержками осуществлялся с помощью твердотельных разрядников (ТТР), описанных в [14]. Перед экспериментом производилась двухступенчатая откачка МКИ форвакуумным и турбомолекулярным насосами до остаточного давления ~ 0.1 мПа.

На рис. 2 показан эскиз конструкции МКИ в продольном и поперечном сечениях. Остаточный газ откачивался через сквозное отверстие в центральном электроде (катоде) 7. Напуск водорода производился из клапанов 3 в промежуток между коаксиальными электродами 1 и 7. Electroды разделялись изолятором с развитой поверхностью 2, что исключало возникновение пробоя вдоль нее. Шесть клапанов 3 равномерно расположены на внешнем электроде, что принципиально отличает данную конструкцию от других инжек-

торов, в которых газ поступал через единственный центральный клапан [3–10].

Напуск газа происходил следующим образом: сначала водород поступал по каналам в смесительное кольцо 12, а из него через щель шириной 1.1 мм — в разрядный промежуток под острым углом к внешнему электроду. Напротив щели смесительного кольца поверхность электродов была выполнена профилированной, что способствовало закручиванию струй, вытекающих из клапанов 3. Диаметр центрального и внешнего электрода — 70 и 150 мм соответственно; электроды изготавливались из нержавеющей стали. Внешний электрод 1 представлял собой цилиндр с толщиной стенки 2 мм, на который был намотан соленоид 1, усиленный для прочности стеклотекстолитовым банджом 6. Длина центрального электрода 7 равнялась 320 мм. Расстояние от сопла клапанов до выходного фланца составляло 366 мм, до выходного сечения центрального электрода — 190 мм. Использовались электродинамические клапаны 3, конструкция которых заимствована из работ [8, 9]. Различие времени срабатывания разных клапанов, составлявшее ~ 100 мкс, выравнивалось установкой времени задержек их запуска; клапаны оставались открытыми в течение ~ 1 мс. После запуска электродинамических клапанов с определенным заранее временем задержки, в зависимости от используемых клапанов, срабатывал ТТР, подававший напряжение от ЕН1 на разрядный промежу-

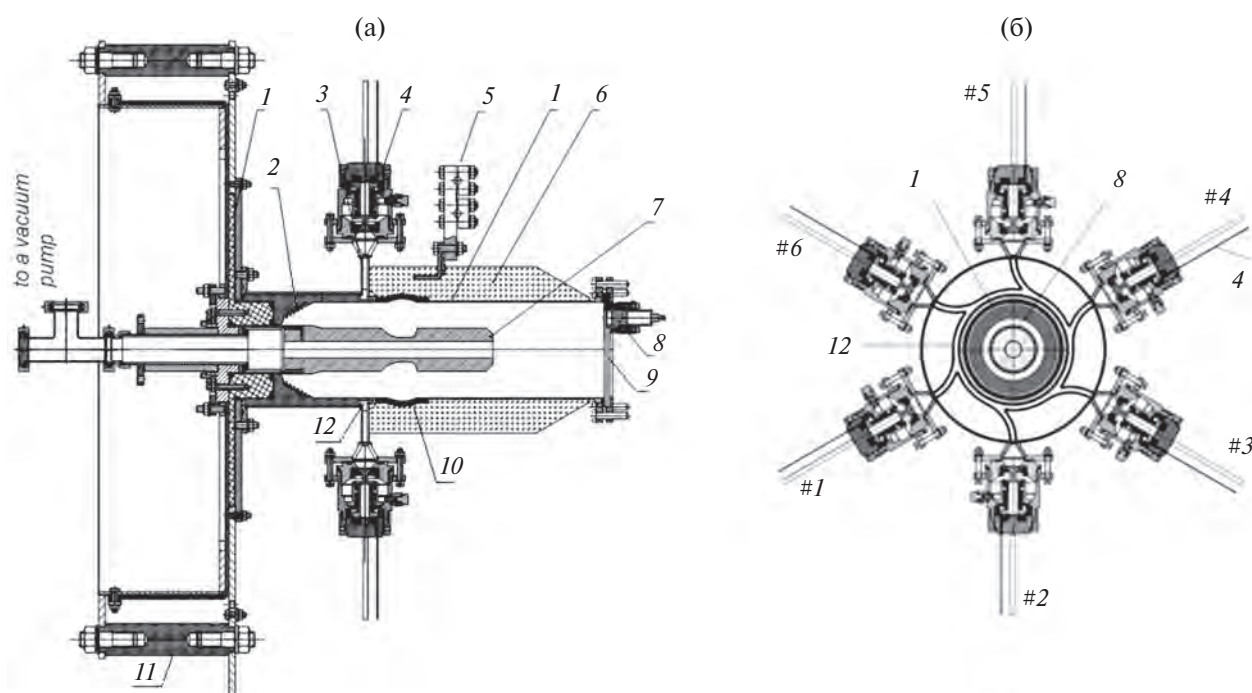


Рис. 2. Эскиз макета МКИ в продольном (а) и поперечном (б) сечениях.

Элементы конструкции: 1 — внешний электрод (анод); 2 — изолятор с развитой поверхностью; 3 — электродинамический клапан ввода газа; 4 — провод запуска штока клапана; 5 — коллектор для запитки соленоида; 6 — бандаж; 7 — центральный электрод (катод); 8 — гнездо с кронштейном для установки зондов; 9 — фланец с уплотнением Вильсона (заменяется на смотровое окно из оргстекла); 10 — соленоид; 11 — токосборник; 12 — смеситель рабочего газа.

ток, при этом внешний электрод (анод) был заземлен.

Количество газа, поступающего в клапаны из баллона с начальным давлением ~ 3 МПа регулировалось вентилями. После эксперимента давление в системе уменьшалось на ~ 0.1 – 0.3 МПа. Объем камеры МКИ составляет около 8 л; объем газа в электродинамическом клапане — 98 мл. По изменению давления в подклапанном объеме оценивалась масса водорода, поступавшего в разрядную камеру. Для одного клапана эта масса в среднем была около 8 мг (или $2.5 \cdot 10^{21}$ молекул водорода), для шести клапанов — примерно в шесть раз больше.

Соленоид 11 создавал в межэлектродном зазоре продольное магнитное поле, влиявшее на формирование плазменного сгустка. Внутренний диаметр соленоида равнялся 152 мм, его длина — 74 мм, катушка соленоидов осуществлялась медной шиной в три витка с четырьмя заходами; индуктивность соленоидов — 0.82 мкГн.

В наших экспериментах регистрировались ток и напряжение разряда, ток соленоидов, проводилась скоростная видеосъемка и измерялись параметры плазмы. Токи измерялись поясами Роговского, напряжение — осциллографом при помощи делителя напряжения. Параметры плазмы измерялись тройным зондом Ленгмюра (ТЗЛ) и спектральными методами. Для уменьшения электромагнитных наводок в большинстве случаев использовались оптово-

локонные каналы передачи данных и экранировка средств измерения.

Система диагностики пояснена на рис. 3. Зондовые измерения проводились одновременно с видеорегистрацией. Плоскость наблюдения плазменного сгустка была выбрана вблизи выходного сечения клапанов, она оптически согласовывалась с приемной матрицей высокоскоростной камеры Phantom VEO-710. Базовый режим видеосъемки: размер кадра 64×64 пикселей, скорость — 430 тыс. кадров в секунду, экспозиция — 1.9 мкс.

Достоинство ТЗЛ — это возможность непрерывной регистрации локальных значений температуры и плотности электрона в течение всего импульса. Схема подключения ТЗЛ, показанная на рис. 3, аналогична схеме, использовавшейся в работе [15]. Для одновременных измерений локальных значений параметров плазмы и визуализации плазменного образования был изготовлен вакуумный ввод через смотровое окно. Выступающие в поток плазмы молибденовые электроды ТЗЛ припаивались к высоковольтным медным проводам. Длина электродов ТЗЛ — 15 мм, их диаметр — 1 мм, расстояние между ними — 3 мм.

При обработке зондовых измерений температура T_e и концентрация электронов n_e использовались следующие соотношения [15]:

$$k_B T_e = \frac{e(V_1 - V_3)}{\ln 2}, \quad (1)$$

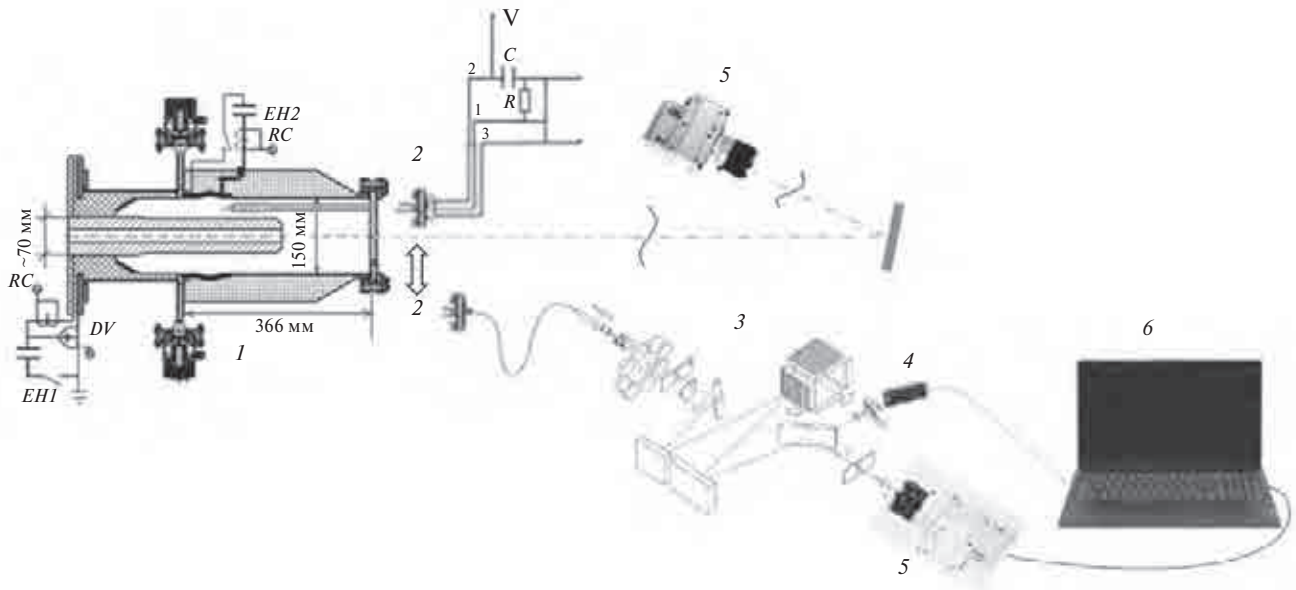


Рис. 3. Схемы измерений. Где: EH1 и EH2 — емкостные накопители; RC — пояса Роговского; DV — делитель напряжения; (1) — макет МКИ ИПУ; (5) — видеокамера Phantom VEO-710. При спектральных измерениях: (2) — согласующая оптика, выводящая излучение через оптоволокно в монохроматор (3) и через основной порт на камеру Toshiba 1304 (4) или через дополнительный порт на Phantom VEO-710 (5), и на (6) — РС. При зондовых измерениях (2) — это ввод зонда через выходной фланец макета и электрическая схема подключения ТЗЛ.

$$n_e = \frac{I_1}{0.61 \cdot S \cdot e \cdot \sqrt{k_B T_e / m_i}} \times \frac{\exp\left(-\frac{e(V_1 - V_3)}{k_B T_e}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{e(V_1 - V_3)}{k_B T_e}\right)}, \quad (2)$$

где S — площадь поверхности зонда, на которую собирается ток из плазмы, k_B — константа Больцмана, e — заряд электрона, m_i — масса иона, I_1 — ионный ток насыщения, равный отношению $(V_1 - V_2)/R$, где R — сопротивление в измерительной цепи; $V_1 - V_2$ — напряжение смещения, прикладываемое к электродам 1 и 2; $V_1 - V_3$ — разность потенциалов между электродом 1 и плавающим потенциалом электрода 3. Коэффициент 0.61 в знаменателе формулы (2) учитывает отличие концентрации электронов на внешней границе слоя пространственного заряда и на поверхности зонда [16].

В спектральных измерениях использовался монохроматор M266 фирмы SOLAR 3 (рис. 3). Излучение плазмы собиралось коллиматором диаметром 15 мм. Через основной выходной порт проводилась однокадровая регистрация встроенной камерой Toshiba 1304 (линейка фотодиодов с числом пикселей 3648, размер пикселя 8×200 мкм). Для синхронизации измерений использовался внешний синхроимпульс с фронтом нарастания ~ 1 мкс. Высокоскоростная камера Phantom VEO710 (7 Гпикс/с) регистрировала спектр плазмы через дополнительный выходной порт монохроматора.

Температура электронов оценивалась по относительной интенсивности линий серии Бальмера H_α и H_β . В этих опытах использовалась дифракционная решетка 300 штрихов/мм, перекрывавшая спектральный диапазон $\Delta\lambda = 370$ нм и обеспечивавшая разрешение и обратную линейную дисперсию соответственно 0.4 нм и 12.6 нм/мм. Расчет температуры электронов проводился по известной формуле (3) [17]

$$T_e = \frac{\Delta E}{\left[\ln \left(\frac{I_1 f_2 g_2 \cdot \lambda_1^3}{I_2 f_1 g_1 \cdot \lambda_2^3} \right) \right] \cdot k_B}, \quad (3)$$

где I_1 и I_2 — интенсивности линий H_α и H_β ; $\lambda_1 = 656.3$ нм и $\lambda_2 = 486.1$ нм — длины волн линий H_α и H_β ; $f_1 = 0.641$ и $f_2 = 0.119$ — суммарные силы осцилляторов для излучений линий H_α и H_β [18]; $g_1 = 18$ и $g_2 = 32$ — статистические веса уровней с главными квантовыми числами $n = n_1 = 3$ и $n = n_2 = 4$, $\Delta E = 0.66$ эВ — разница их энергий.

Концентрация электронов определялась через связь коэффициента излучения и ширины спектральной линии α , которая нормируется условием $\int_{-\infty}^{+\infty} S(\alpha) d\alpha = 1$, где $\alpha = 2.61 \Delta\lambda e (n_e)^{2/3}$ устанавливает связь концентрации электронов и $\Delta\alpha$ (расстояние от центра возмущенной линии). По методике, описанной в [16], из экспериментально найденного профиля получали α , вычисляли уширение линии $\Delta\lambda$, а затем — находили концентрацию электронов. Для линии H_β применимо линейное Штарковское уширение, обозначаемое

$\Delta\lambda_s$. Эта величина рассчитывается в общем случае с учетом аппаратного уширения $\Delta\lambda_a$. Поскольку для измерений уширения в монохроматоре использовалась дифракционная решетка 1200 штрихов/мм, обеспечивающая разрешение ~ 0.1 нм; то при дисперсии 3.18 нм/мм, и при ширине входной щели 5 мкм, — аппаратное уширение составляло $\Delta\lambda_a = 1.6 \cdot 10^{-2}$ нм. Это значение на два порядка меньше характерного значения измеренной полуширины линии H_β $\Delta\lambda \sim 1.2$ нм. Поэтому для n_e применялась формула расчета из [19]

$$n_e = 10^{13} \cdot \Delta\lambda_s^{3/2} [C_0(T) + C_1(T) \cdot \ln(\Delta\lambda_s)], \text{ см}^{-3}, \quad (4)$$

где $\Delta\lambda_s \sim \Delta\lambda$, а значения констант $C_0 = 36.56$ и $C_1 = -1.45$ соответствовало температуре ионов, которую вследствие малой длительности разряда можно принять равной температуре окружающей среды.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперимент проводился по следующей схеме. После запуска электродинамических клапанов через ~ 0.4 мс срабатывал ТТР, подававший напряжение ~ 25 кВ от ЕН1 на разрядный промежуток. Запасенная энергия в ЕН-1 составляла ~ 4 кДж. Сразу после подачи напряжения возникал сильноточный дуговой разряд; осциллограммы тока и напряжения на разряде приведены на рис. 4. Максимальное

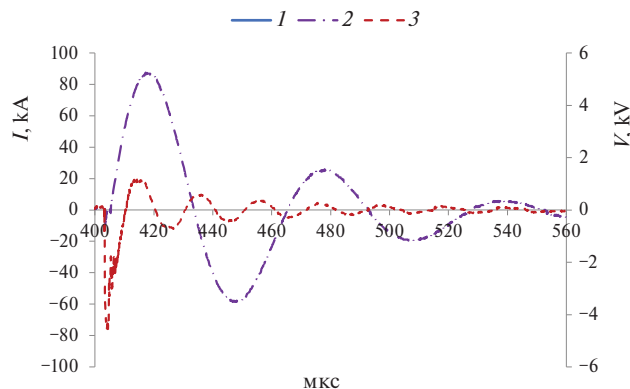


Рис. 4. Осциллограммы: ток разряда — 1, ток соленоида — 2, напряжение разряда — 3.

значение разрядного тока — 90 кА, скорость нарастания тока в начальный момент — 20 кА/мкс, период затухающих колебаний тока и напряжения — $T_a \sim 20$ мкс.

Проводились специальные эксперименты для оценки динамики роста концентрации водорода после открытия клапанов по величине напряжения пробоя модельного промежутка с расстоянием между электродами 6 мм [20]. Было показано, что уменьшение приложенного напряжения увеличивало время запаздывания пробоя. Из этого следует, что напряжение пробоя снижалось с ростом концентрации водорода, что соответствует левой ветви кривой Пашена [21]. Из этих экспериментов было получено, что к моменту подачи напряжения на разрядный промежуток концентрация молекул водорода составляла $n_m \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. По оценкам, за время горения разряда (~ 0.1 мс) концентрация увеличилась до $\sim 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 4 также приведен ток соленоида при напряжении зарядки ЕН-2 10 кВ: максимум тока — 87 кА, период его колебаний ~ 60 мкс. Амплитудное значение тока в соленоиде было пропорционально напряжению зарядки ЕН-2, так при напряжении 15 кВ максимальный ток равнялся ~ 150 кА.

С использованием программы Elcut [22] проводилось моделирование магнитного поля, создаваемого соленоидом в разрядном промежутке. Модель не учитывала влияние тока в плазме, искажавшего внешнее поле. При максимальном токе в соленоиде 200 кА магнитная индукция по разрядному промежутку увеличивалась по направлению от катода к аноду с 3 до 7 Тл. Изменение магнитной индукции вдоль поверхности электродов внутри соленоида не превышало 10%. Далее будут приведены рассчитанные значения магнитной индукции по середине разрядного промежутка B_{av} . Для режима, представленного на рис. 4, при максимальном токе в соленоиде $B_{av} = 2.3$ Тл.

На рис. 5 показано развитие плазменной оболочки в отсутствие внешнего магнитного поля (в кадрах темный круг справа — ТЗЛ). Под каж-

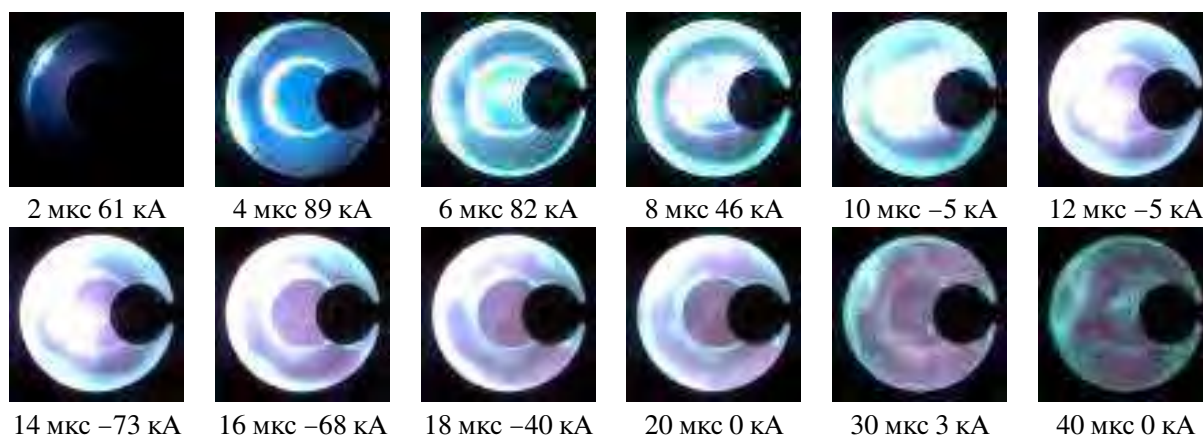


Рис. 5. Динамика плазменной оболочки в отсутствие внешнего магнитного поля.

дым кадром приведено время, прошедшее с момента пробоя, и ток разряда.

Видно, что через ~ 5 мкс после пробоя формируются относительно симметричные приповерхностные слои, через ~ 8 мкс плазма уже заполняет пространство перед центральным электродом, через ~ 10 мкс достигается максимум ее свечения, которое погасло через ~ 0.2 мс после появления. На рис. 6а,б представлены значения параметров плазмы, измеренные в обсуждаемом эксперименте с помощью ТЗЛ, который был установлен вблизи клапана напуска. Запись зондовых характеристик началась через ~ 10 мкс после пробоя разрядного промежутка. Характерные значения температуры электронов и концентрации электронов составили соответственно ~ 2 эВ и $\sim 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; на рис. 6а также представлен “расчет” температуры электронов, методика расчета приведена в разд. 4.

На рис. 7 приведен усредненный спектр водородной плазмы, зарегистрированный в обсуждаемом эксперименте; во “врезке” в верхней части этого рисунка приведен фрагмент спектра, снятый камерой Phantom VEO710. Температура электро-

нов, рассчитанная по формуле (3) по усредненным значениям интенсивностей линий H_α и H_β , составила ~ 1.5 эВ.

Значение концентрации электронов n_e , оцененной по полуширине профиля линии H_β , усредненного за время съемки монохроматором с камерой Toshiba 1304, по формуле (4), было $n_e \approx 1.3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

Далее обсуждается влияние на плазменный сгусток магнитного поля, которое создавалось соленоидом при напряжении ЕН2 в диапазоне от 5 до 20 кВ, когда максимальное значение средней индукции B_{av} изменялось в пределах от 1.5 до 7 Тл.

На рисунке 8 приведены кадры скоростной съемки, иллюстрирующие динамику развития разряда при наложении магнитного поля, напряжение зарядки ЕН2 10 кВ. Для каждого кадра приведено время, прошедшее с момента начала разряда, ток разряда и среднее значение индукции магнитного поля B_{av} . Отрицательные значения B_{av} соответствуют изменению направления тока в соленоиде. Из сравнения рис. 5 и 8 следует, что магнитное поле заметно повлияло

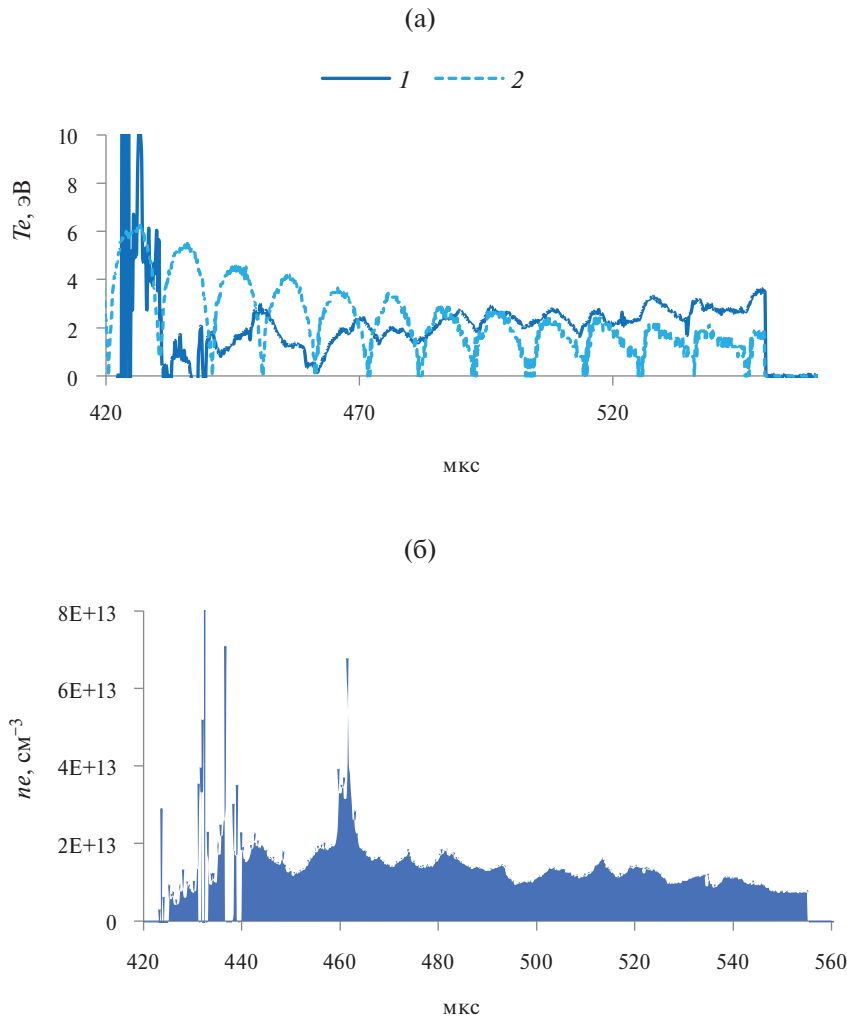


Рис. 6. Параметры плазмы в отсутствии внешнего магнитного поля: а — температура электронов, измеренная 1 и “рассчитанная” 2; б — концентрация электронов.

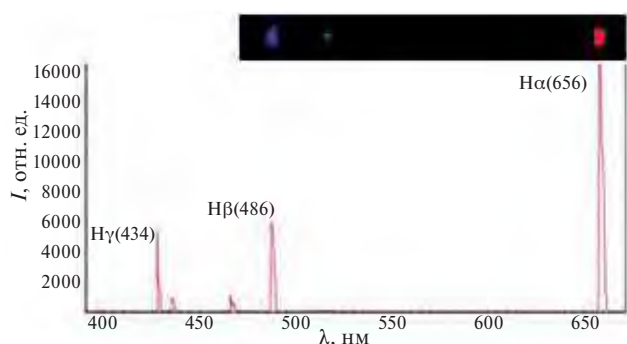


Рис. 7. Измеренный спектр излучения водородной плазмы.

на форму плазменного образования, которое приобрело тороидальной вид, сохранявшийся вплоть до исчезновения свечения, что произошло через ~ 70 мкс после возникновения разряда. В отличие от режима без магнитного поля плазменное образование не перекрыло центральный электрод, о чем свидетельствует отсутствие свечения перед ним. В диапазоне изменения зарядки ЕН2 от 5 до 20 кВ динамика плазменного образования на качественном уровне оставалось такой же, как и на рис. 8.

На рис. 9 и 10 приведены результаты измерения параметров плазмы при двух значениях напряжения зарядки ЕН2; ТЗЛ в обоих случаях находился на расстоянии ~ 15 мм от клапана напуска. Как видно, с увеличением индукции магнитного поля просматривается тенденция увеличения концентрации электронов при снижении их температуры.

Для корректного применения ТЗЛ необходимо, чтобы толщина слоя пространственного заряда вблизи его поверхности, определяемая радиусом Дебая, была много меньше диаметра зонда [21]. При измеренных значениях концентрации электронов и их температуры, радиус Дебая, по оценкам, составлял $\sim 10^{-3}$ см, то есть был на два порядка меньше диаметра зонда.

Представленные результаты были получены при использовании одного клапана напуска газа. Одновременное использование нескольких клапанов позволяет увеличить массу плазмообразующего газа, но для сохранения, а тем более для увеличения степени его ионизации необходимо поднять энергию емкостного накопителя ЕН1. Это предполагается сделать на следующем этапе исследований. Тем не менее, следует отметить, что были получены предварительные результаты по зажиганию разряда при включении большего числа клапанов, при этом была отработана схема их одновременного включения. Эти эксперименты показали, что при использовании от трех до шести клапанов практически сразу в момент зажигания разряда в межэлектродном зазоре формируется симметричный и однородный плазменный сгусток с выраженными границами у поверхности электродов. Однако, как и следовало ожидать, концентрация электронов оказалась меньше, чем при использовании одного клапана.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из рис. 4 следует, что исследуемый разряд характеризуется сравнительно слабым затуханием. В табл. 1 приведены значения локальных экстремумов тока, напряжения на разряде в момент экстремумов и сопротивление разрядного промежутка R_a . Экстремумы напряжения опережали экстремумы тока на ~ 3 мкс. Как видно, за время разряда значение тока в локальных экстремумах убывает на порядок, тогда как напряжение изменяется лишь на $\sim 50\%$. Если пренебречь приэлектродными падениями потенциала, то среднее значение напряженности электрического поля в межэлектродном промежутке E для режимов, представленных в табл. 1, изменялось от 25 до 35 В/см.

Как видно, период затухающих колебаний тока T_a оставался практически постоянным, это означает малое изменение индуктивности контура L .

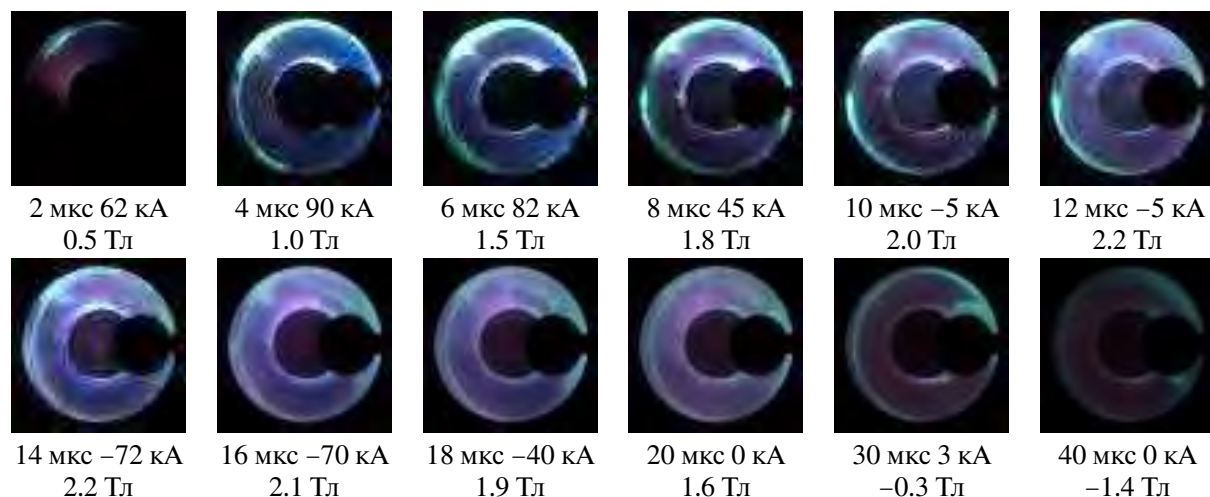


Рис. 8. Динамика плазменного сгустка во внешнем магнитном поле.

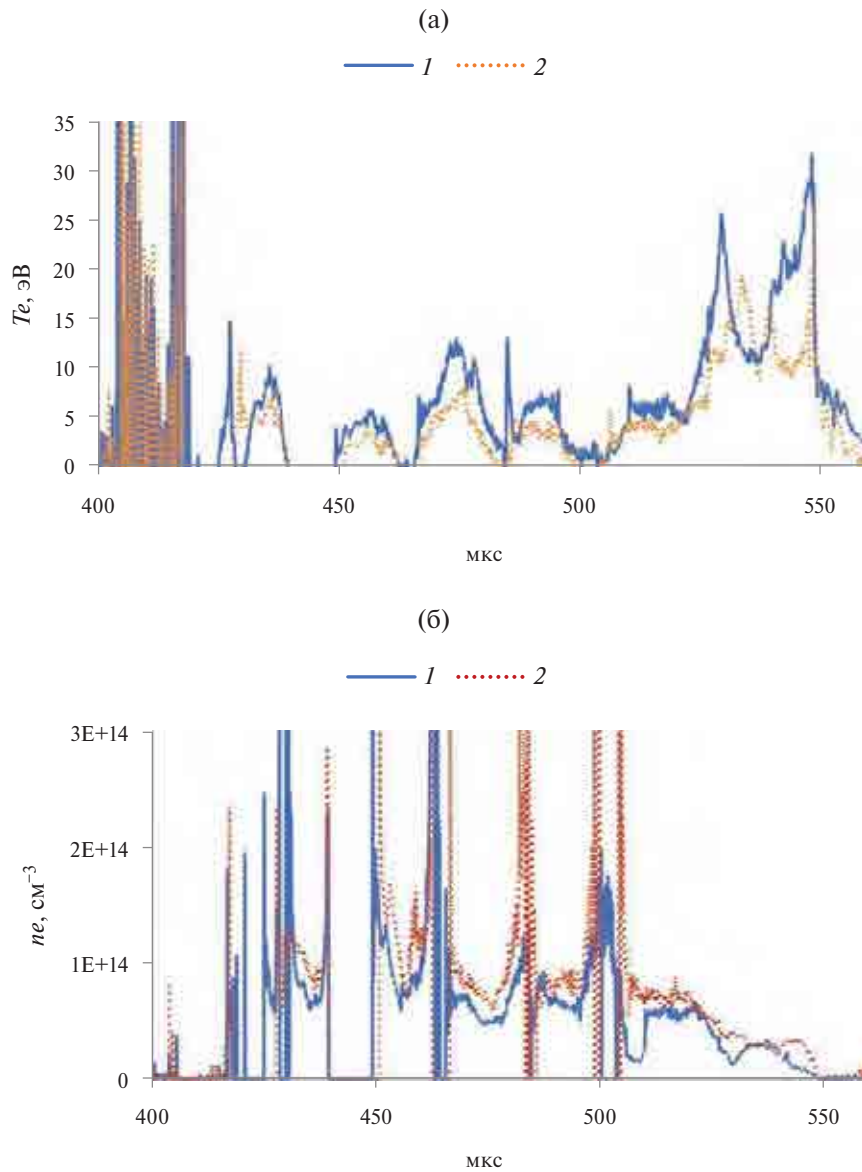


Рис. 9. Изменение температуры электронов (а) и их концентрации (б) в плазменном сгустке при напряжении зарядки ЕН2 10 кВ 1 и 15 кВ 2.

Если значение активного сопротивления контура R_0 можно принять постоянным, то ток в разряде находится из соотношения [24]

$$I(t) = q_0 \frac{\omega_0^2}{\omega} \exp(-\gamma t) \sin(\omega t), \quad (5)$$

где $q_0 = CV_0$ — заряд ЕН, другие параметры определяются из соотношений

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{R_0}{2L}, \quad (7)$$

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} = \frac{2\pi}{T_a}. \quad (8)$$

Из осциллограммы тока на рис. 4 и соотношения (6), (8) следует, что индуктивность контура L

равнялась 0.87 мкГн ($\gamma \ll \omega$, $C = 12$ мкФ). В таблице 1 приведено суммарное сопротивление контура R_0 , которое оценивалось по формуле (5) для последовательных экстремумов тока. Как видно из табл. 1, в катодной полярности центрального электрода сопротивление контура (R_0) значительно меньше, чем в анодной.

Характер движения плазмы в МКИ являлся весьма сложным, на него влияло закрученное течение водорода, скорость которого, вероятно, сопоставима со скоростью звука в нем — 1.3 км/с (1.3 мм/мкс). В отсутствие внешнего магнитного поля движение плазмы определялось также градиентом давления и пондермоторными силами тока разряда. Под воздействием этих сил плазменный сгусток перемещался вдоль поверхности электродов, и через ~ 8 мкс после инициации разряда его свечение перекрыло центральный электрод

Таблица 1. Параметры разряда в локальных экстремумах тока

Время экстремума, мкс	Экстремум тока, кА	Напряжение, кВ	Сопротивление R_a , МОм	Сопротивление R_0 , МОм
410	90.0	-0.150	1.6	–
420	-75.0	0.150	2.0	8.1
430	53.0	-0.150	2.8	15.0
440	-45.0	0.120	2.7	7.2
450	31.0	-0.150	4.8	17.0
460	-26.0	0.120	4.7	7.5
470	17.0	-0.099	5.8	19.0
480	-15.0	0.099	6.6	5.0
490	8.3	-0.099	12.0	26.0

(см. рис. 5). Из этого следует, что если пробой произошёл напротив клапана напуска, то скорость течения плазмы равнялась ~ 25 км/с. Это значение является оценкой сверху на скорость плазмы u_p , поскольку разряд мог возникнуть ближе к выходному сечению центрального электрода. В дальнейшем, по-видимому, зона этого электрода являлась попеременно катодом или анодом разряда, а зона привязки на внешнем (обратном) электроде скользила по его внутренней поверхности, увеличивая длину разряда. Такой характер расширения разряда объясняет тенденцию к увеличению его сопротивления (см. табл. 1).

Отметим, что концентрация электронов, оцененная по уширению линии H_β , примерно на порядок больше, чем измеренная ТЗЛ. Это позволяет сделать вывод, что результаты, представленные на рис. 6, получены на периферии разряда, где плотность его тока сравнительно невелика. Из данных рисунка 4 находится среднее значение напряженности электрического поля в межэлектродном зазоре E , а затем — параметр Таунсенда E/n_m [21], для концентрации молекул водорода n_m принималось значение $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В справочнике [23] приведены дрейфовая скорость u_e и температура электронов в зависимости от параметра Таунсенда. На основании этих данных была рассчитана температура электронов, показанная на рис. 6. Как видно, рассчитанные значения температуры согласуются с результатами измерений ТЗЛ. По данным рис. 6 характерная температура электронов в течение разряда составляла около 2 эВ, при такой температуре электронов их дрейфовая скорость — $\sim 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ [23]. Из дрейфовой скорости определяется константа упругих соударений электронов с молекулами водорода — $k_{em} \sim 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ и частота упругих соударений электронов с ними $\nu_{em} = k_{em}n_m \sim 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Картина движения сгустка плазмы значительно изменяется при включении внешнего магнитного поля, которое может как ускорять, так и тормозить его. Сравнительно просто описывается движение

плазмы в центральной области соленоида, где электрическое и магнитное поле перпендикулярны друг другу. Здесь происходит дрейф заряженных частиц в направлении, перпендикулярном обоим полям. Скорость электрона в плазме u находится из решения уравнения [24]

$$m_e \dot{u} = -e(E + [u \times B]) - m_e u \nu_{eg}, \quad (9)$$

где ν_{eg} — частота соударения электронов с тяжелыми частицами. Из уравнения 9 находятся проекции скорости электрона u_n и u_t , направленные соответственно перпендикулярно поверхности электродов (параллельно полю E) и вокруг центрального электрода

$$u_n = -\frac{eE}{m_e \nu_{eg} (1 + \beta^2)}, \quad (10)$$

$$u_t = -\frac{eE\beta}{m_e \nu_{eg} (1 + \beta^2)}, \quad (11)$$

где β — параметр Холла [21] $\beta = \frac{\omega_B}{\nu_{eg}}$.

Циклотронная частота электронов ω_B определяется из соотношения

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e}. \quad (12)$$

Электроны закручиваются вокруг центрального электрода со скоростью u_t , при изменении его полярности скорость вращения изменяется на противоположную; подобный характер движения может способствовать образованию тороидальных плазменных структур. Изменение направления вращения, возможно, влияет на сопротивление разряда и, соответственно, на сопротивление всего контура R_0 (см. табл. 1). Из сравнения формул для u_n и u_t видно, при $\beta > 1$ скорость электронов, направленная от катода к аноду, меньше скорости их вращения вокруг центрального электрода.

Как следует из (10) и (11), скорость электронов зависит от параметра Холла. При характерном значении индукции магнитного поля ~ 1 Тл циклотронная частота ω_B равняется $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ рад/с}$. Ес-

ли параметр Холла оценить, используя приведенное выше значение частоты соударения электронов с молекулами водорода ν_{em} ($\sim 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$), то параметр $\beta \sim 30$. Эта оценка справедлива для периферии разряда, где степень ионизации мала; в его центральной зоне рассеяние электронов происходит также на ионах, поэтому значение параметр Холла в этой зоне будет меньше. По-видимому, в условиях представленных экспериментов за время разряда среднее значение параметра β превышало единицу. Из формулы (9) видно, что внешнее магнитное поле уменьшает дрейфовую скорость u_n , поэтому при одинаковом токе разряда увеличение этого поля должно сопровождаться увеличением концентрации электронов, а, следовательно, и увеличением скорости ионизации, что должно приводить к уменьшению температуры электронов. Этот обстоятельство, возможно, поясняет отмеченную в разд. 3 тенденцию увеличения концентрации электронов при уменьшении их температуры с ростом индукции магнитного поля (рис. 9). Аналогичная зависимость параметров плазмы от внешнего магнитного поля была получена в работах [25, 26].

5. ВЫВОДЫ

Выполненные исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. Предложенная конструкция многоканальной инжекции позволяет увеличить массу плазмобразующего газа, однако для увеличения степени его ионизации необходимо поднять энергию, поступающую в разряд. Предварительные результаты показали, что использование большего числа клапанов напуска позволяет получать более однородный плазменный сгусток.

2. Показано, что наложение внешнего магнитного поля позволяет стабилизировать плазменный сгусток, придавая ему тороидальную геометрию, оценки параметра Холла при этом находятся в интервале от ~ 5 до ~ 30 .

3. Параметры плазмы можно контролировать, изменяя величину магнитного поля и время задержки между экстремумами тока в разряде и солениде.

4. Опробованная система многоканальной инжекции может быть использована для стартового разгона плазмы на входе в импульсный плазменный ускоритель.

5. Выполненные измерения тройным зондом Ленгмюра показали, что он является удобным средством контроля параметров плазмы в импульсном дуговом разряде. С помощью него было показано, что увеличение индукции магнитного поля сопровождается ростом концентрации электронов при снижении их температуры.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Фе-

дерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутуков А.К., Панин С.Е., Подковыров В.Л., Сергеечев А.А., Байбаков Г.С., Петраков М.В., Мамонов А.А. // Инженерная физика. 2023. № 10. С. 47.
<https://doi.org/10.25791/infizik.10.2023.136>
2. Пантелеенко Ф.И., Оковитый В.А., Девойно О.Г., Володько А.С., Сидоров В.А., Оковитый В.В., Литвинко А.А., Асташинский В.М. // Прогрессивные технологии и системы машиностроения. 2023. № 1 (80).
3. Гаврилов В.В., Еськов А.Г., Житлухин А.М., Кочнев Д.М., Пикуз С.А., Позняк И.М., Рязанцев С.Н., Скобелев И.Ю., Топорков Д.А., Умрихин Н.М. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 7. С. 606.
<https://doi.org/10.31857/S0367292120070045>
4. Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Гаврилов В.В., Житлухин А.М., Костюшин В.А., Лиджигорьев С.Д., Пушина А.В., Пикуз С.А., Рязанцев С.Н., Скобелев И.Ю. // Физика плазмы 2023. Т. 49. № 8.
<https://doi.org/10.31857/S0367292123600358>
5. Баннов С.Г., Житлухин А.М., Моторин А.А., Ступитский Е.Л., Холодов А.С., Черковец В.Е. // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 3. С. 340.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019030039>
6. Дудин С.В., Козлов А.В., Шурупов А.В., Житлухин А.М., Леонтьев А.А., Минцев В.Б., Ушнурцев А.Е., Фортон В.Е., Черковец В.Е., Шурупова Н.П. // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 3.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X10010013>
7. Коваленко Д.В., Климов Н.С., Житлухин А.М., Музыченко А.Д., Подковыров В.Л., Сафонов В.М., Ярошевская А.Д. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. № 4. В. 37. С. 39.
8. Костюшкин В.А., Позняк И.М., Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Журавлев К.В., Лиджигорьев С.Д., Усманов Р.Р., Цыбенко В.Ю., Немчинов В.С. // ПТЭ. 2023. № 6. С. 28.
9. Умрихин Н.М. Дис. ...к. ф.-м.н. М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1984.
10. Козлов А.В., Маштаков А.В., Шурупов А.В., Гусев А.Н., Завалова В.Е., Шурупов М.А., Шурупова Н.П., Житлухин А.М., Бахтин В.П. // ТВТ. 2022. № 3. Вып. 60. С. 331.
<https://doi.org/10.31857/S0040364422010306>
11. Сивков А.А., Исаев Ю.Н., Васильева О.В., Купцов А.М. // Изв. Томского политехнического университета. 2010. Т. 317. В. 4. С. 74.
12. Воронин А.В., Гусев В.К., Кобяков С.В. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 7. С. 63.

13. Новиков Я.В., Росляков И.А., Фролов А.Ю., Еськов А.Г., Житлухин А.М., Умрихин Н.М. Плазменный ускоритель с магнитным затвором. Патент на полезную модель. RU 188484 U1. 2019.
14. Гусев А.Н., Козлов А.В., Шурупов А.В., Машиаков А.В., Шурупов М.А. // ПТЭ. 2020. № 1. С. 1. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050146>
15. Наз М.Я., Шухрулла С., Джафар А., Рехман Н.У., Хан Я. // ПМТФ. 2016. Т. 57. № 2. С. 23. <https://doi.org/10.15372/PMTF20160203>
16. Лохте-Хольтгревен В. Методы исследования плазмы. М.: Изд-во Мир. 1971.
17. Семиохин И.А. Элементарные процессы в низкотемпературной плазме. М: Изд-во Московского ун-та. 1988.
18. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М: Физматгиз. 1963.
19. Касабов Г.А., Елисеев В.В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат. 1973. 160 с.
20. Zavalova V.E., Kozlov A.A., Kozlov A.V., Polistchook V.P., Karpushin Yu.V., Shurupov M.A. // EFRE-2024: 9th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2024): Abstracts. Tomsk: Academizdat Publishing, 2024., C1-P-023104, ISBN 978-5-6052421-8-5.
21. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
22. <https://elcut.ru/about>. ELCUT Студенческий. распространяется бесплатно.
23. Физические величины. Справочник / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991.
24. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Электричество. М.: Наука, 1977.
25. Borthakur S., Talukdar N., Neog N.K., and Borthakur T.K. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. <https://doi.org/10.1063/1.5009796>
26. Meng L., Cloud A.N., Jung S., and Ruzic D.N. // J. Vac. Sci. Technol. 2011. V. 29. <https://doi.org/10.1116/1.3528940>

GENERATION OF A PLASMA BUNCH IN A MULTICHANNEL INJECTOR OF A PULSED PLASMA ACCELERATOR

V. E. Zavalova^{a,*}, A. A. Kozlov^a, A. V. Kozlov^a, Yu. V. Karpushin^a, V. P. Polishchuk^a, A. N. Gusev^a, and M. A. Shurupov^a

^a*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia*

^{*}*e-mail: zavalova@fites.ru*

This work presents experimental studies of the plasma bunch formation in an injector, which is the initial section of a coaxial accelerator. Design solutions, experimental setup, and measurement results are described. The design features of the injector include the controlled supply of the working gas through electrodynamic valves uniformly installed around the circumference of an outer electrode, a profiled inner electrode, and a solenoid located outside the injector. The diagnostic system included measuring currents and voltages in the discharge circuit and the solenoid circuit; high-speed video recording; measuring plasma parameters using spectral methods and a triple Langmuir probe. Video frames of the plasma bunch formation, results of current and voltage measurements, electron temperature and density are presented; the influence of an external magnetic field on processes in the injector is considered.

Keywords: pulse plasma accelerator, gas injection, electrodynamic valve