

ФОРМИРОВАНИЕ ПОТОКА СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ В ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКЕ С ПОМОЩЬЮ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ПУШКИ

© 2021 г. И. А. Иванов^{а, *}, В. И. Баткин^а, А. В. Бурдаков^а, К. Н. Куклин^а,
К. И. Меклер^а, В. В. Поступаев^а, А. Ф. Ровенских^а, Е. Н. Сидоров^а

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

*e-mail: I.A.Ivanov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 06.04.2021 г.

После доработки 29.04.2021 г.

Принята к публикации 11.05.2021 г.

Описана система формирования потока низкотемпературной стартовой плазмы ловушки ГОЛ-NB. Стартовая плазма является мишенью для захвата нагревных нейтральных пучков. Плазменный поток формируется в дуговой пушке, расположенной в относительно слабом магнитном поле. Далее он сжимается в нарастающем магнитном поле и затем транспортируется на расстояние около 4 м. Описана конструкция плазменной пушки. Оптимизация режимов и сценариев работы системы создания стартовой плазмы позволила снизить газовую нагрузку на вакуумную систему установки, что позитивно сказалось на уменьшении потерь, связанных с наличием газа, увлекаемого вместе с плазмой. Поток плазмы на выходе из секции сильного поля увеличен приблизительно в 4 раза по сравнению с результатами первой плазменной кампании. Обсуждается роль лимитеров и других внутрикамерных электродов в формировании плазменного потока. В полной проектной конфигурации многопробочной ловушки ГОЛ-NB достигнутые параметры плазменного потока будут достаточными для начала экспериментов по нагреву плазмы нейтральными пучками.

Ключевые слова: открытая ловушка, многопробочная ловушка, ГОЛ-NB, низкотемпературная плазма, дуговой источник, ленгмюровский зонд

DOI: 10.31857/S0367292121090031

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время достигнут значительный прогресс в физике и технике альтернативных систем для удержания высокотемпературной плазмы, имеющих полностью либо частично линейную топологию, включая открытые ловушки различных типов и конфигураций с обращенным полем (см., например, [1–3]). Эти успехи мотивировали развитие проекта ГДМЛ – модульной открытой ловушки с плазмой реакторного класса [4, 5]. Одним из важных элементов концепции ГДМЛ является использование специальных секций с многопробочным (периодически изменяющимся вдоль оси) магнитным полем. Многопробочные секции предназначены для подавления продольных потерь частиц и энергии из области удержания и, тем самым, для увеличения энергетического времени жизни плазмы. Экспериментальное подтверждение всех новых физических элементов, заложенных в проект ГДМЛ, откроет путь к разработке привлекательных с инженерной точки зрения источников термоядерных нейтронов и термоядерных реакторов, работающих на бестритиевом топливе.

Физика многопробочного удержания, идея которого была предложена в [6, 7], в настоящее время достаточно хорошо проработана в теории (см. обзоры [8, 9]). Наиболее яркой экспериментальной демонстрацией данной технологии является многократный рост энергетического времени жизни плазмы с субтермоядерными параметрами на установке ГОЛ-3 при переходе в многопробочную конфигурацию магнитной системы [10]. Особенностью установки ГОЛ-3 являлась применявшаяся технология нагрева плазмы сильнооточным релятивистским электронным пучком, что привело к определяющей роли различных коллективных процессов [11]. Задачи следующего этапа исследований потребовали создания установки ГОЛ-NB, в которой будет использоваться нагрев плазмы при помощи инъекции нейтральных пучков [12], что по расчетам позволит достичь квазистационарного состояния за несколько миллисекунд [13].

Установка ГОЛ-NB представляет собой открытую систему для удержания плазмы, в состав которой входит центральный пробкотрон – газодинамическая ловушка длиной 2.5 м с полем в центре до 0.3 Тл, две присоединенных к ней сек-

ции сильного поля и два торцевых расширителя магнитного потока [14]. Секции сильного поля могут работать в конфигурации либо длинных соленоидов с полем до 4.5 Тл, либо как многопробочные системы, состоящие из 13 отдельных ячеек длиной по 22 см и глубиной гофрировки магнитного поля 1.4. В центральную ловушку будет вестись инжекция нейтральных пучков (25 кэВ, до 1.5 МВт).

Одним из начальных этапов типового сценария экспериментов на ГОЛ-NB является предварительное заполнение центральной ловушки низкотемпературной стартовой плазмой. Именно эта плазма будет являться мишенью для захвата быстрых атомов нагретых нейтральных пучков. При этом стартовая плазма в центральном пробкотроне должна иметь достаточно высокую плотность, не менее $nL \sim 10^{19} \text{ м}^{-2}$ (здесь и далее мы будем использовать обозначение nL для указания величины линейной плотности, понимаемой как интеграл плотности по диаметру). В ГОЛ-NB применяется распространенный метод формирования мишенной плазмы при помощи инжекции плазменной струи вдоль магнитного поля от генератора плазмы – дуговой плазменной пушки.

Конструкция установки ГОЛ-NB имеет модульную структуру. Это позволило начать эксперименты по научной программе на стартовой конфигурации установки еще до полной готовности проектной магнитовакуумной системы. Первой важной физической задачей, которую требовалось решить, была транспортировка потока низкотемпературной стартовой плазмы от плазменной пушки через длинную (по сравнению с диаметром плазмы) секцию сильного поля в двух конфигурациях: длинного соленоида и многопробочной ловушки. В предварительных экспериментах [15, 16] авторами было впервые подтверждено предсказание, считавшееся очевидным в теории [17], о том, что умеренная гофрировка магнитного поля не будет оказывать существенного влияния на течение низкотемпературной плазмы, длина свободного пробега иона в которой много меньше периода гофрировки поля. В то же время в упомянутых работах было обнаружено экспоненциальное уменьшение плотности плазменного потока при его движении в секции сильного поля, что свидетельствовало о наличии дополнительного канала поперечных потерь плазмы. Данное обстоятельство мотивировало работы по поиску путей уменьшения потерь плазмы при ее транспортировке, по совершенствовании системы генерации стартовой плазмы и оптимизации режимов ее работы. Обсуждение результатов данных работ является целью этой статьи.

2. СИСТЕМА СОЗДАНИЯ СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ

Условием эффективной работы секций с многопробочным магнитным полем на стадии удержания плазмы является соразмерность длины свободного пробега ионов и периода гофрировки магнитного поля. При проектной конфигурации магнитного поля и мощности инжекции нейтральных пучков это достигается при средней плотности плазмы в центральной ловушке $n = (3-5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. На этапе проектирования установки рассматривались различные способы решения задачи создания такой плазмы, в частности, источники с горячим катодом [18, 19], источники с сильноточным продольным разрядом [20] и кольцевые плазменные пушки [21, 22]. В итоге было выбрано решение, в основе которого лежала конструкция источника плазмы, используемого на установке ГДЛ [23].

Конфигурация установки для данного эксперимента приведена на рис. 1. Вся система состояла из двух одинаковых расширителей магнитного поля с вакуумными объемами диаметром 1 м, между которыми была установлена секция сильного поля – соленоид, состоящий из модулей, предназначенных для использования в качестве многопробочной системы для полноразмерного эксперимента ГОЛ-NB. Длина соленоида составляла 3.74 м. Плазменная пушка была установлена на расстоянии 1.1 м от первой катушки соленоида. Далее в тексте продольная координата будет отсчитываться от анода плазменной пушки, который принят за $z = 0$. Коэффициент расширения и профиль силовых линий в расширителях соответствовал расчетным для полноразмерного эксперимента ГОЛ-NB. Особенностью данных экспериментов, как и других экспериментов в стартовой конфигурации установки, являлась сниженная магнитная индукция в секциях сильного поля с $B_{\text{max}} = 1.8 \text{ Тл}$.

Плазменная пушка выполнена в виде аксиально-симметричной конструкции, формирующей поток плазмы из сильноточного электрического разряда, текущего через рабочий газ. Основными элементами являются полый катод с внутренним объемом $L \times \pi \cdot R^2 \approx 3.5 \times \pi \cdot 2.5^2 \approx 69 \text{ см}^3$ и анод, отстоящий от катода вдоль магнитного поля на расстояние $\sim 150 \text{ мм}$ и имеющий внутреннее отверстие диаметром $\sim 50 \text{ мм}$. Вдоль разрядного промежутка установлены плавающие лимитеры для стабилизации дуги. Общая схема конструкции плазменной пушки показана на рис. 2. Более стабильная работа пушки происходит при наличии магнитной изоляции разрядного канала внешним магнитным полем с величиной индукции масштаба $\sim 0.1 \text{ Тл}$. Это поле создается либо магнитной системой установки, либо парой автономных катушек, выполненных в геометрии

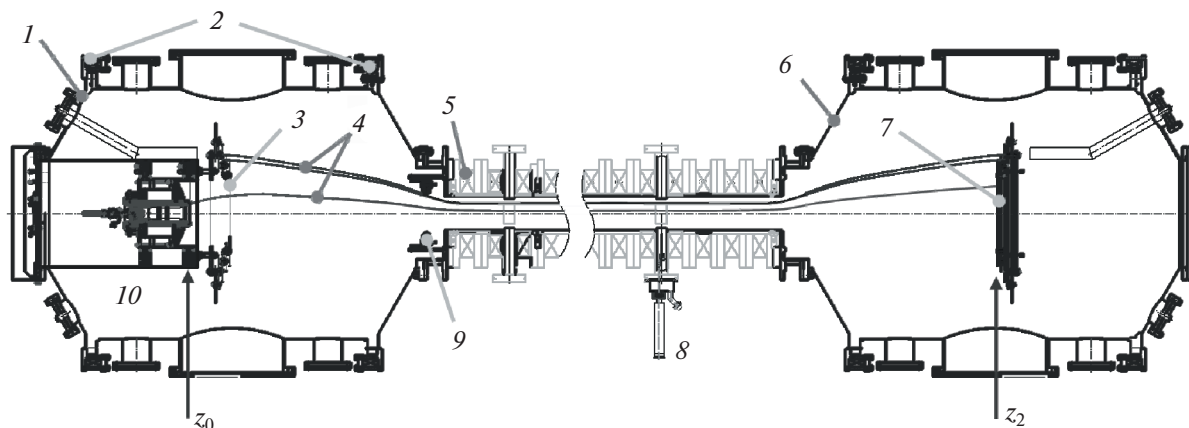


Рис. 1. Общая схема установки ГОЛИ-НВ. Обозначения: 1 – входной расширитель; 2 – катушки магнитной системы расширителя; 3, 7 – секционированные плазмоприемники; 4 – схематическое расположение силовых линий магнитного поля: нижняя – выходящая с края анода, средняя – выходящая с края центральной пластины плазмоприемников и касающаяся лимитера 9, верхняя – выходящая с края второго плазмоприемника; 5 – катушки сильного магнитного поля основного соленоида; 6 – выходной расширитель; 8 – двойной лэнгмюровский зонд; 10 – плазменная пушка с катушками магнитного поля. В точке $z_0 = 0$ расположен анод плазменной пушки, выходной плазмоприемник расположен в точке $z_2 = 5.7$ м.

Гельмгольца. Газовое питание осуществляется с помощью импульсного клапана через трубчатый электрод поджига, установленный внутри катода. Все внутренние металлические элементы пушки, контактирующие с плазмой, выполнены из молибдена. Для изоляции всех элементов конструкции применялась Al_2O_3 керамика высокой плотности. В результате рабочий газ должен вытекать вдоль разрядного канала, эффективно ионизуясь.

Плазменная пушка запитана от формирующей линии с рабочим напряжением до 4 кВ и длительностью импульса ~ 2 мс. Типичная осциллограмма тока разряда приведена на верхней части рис. 3. Амплитуда тока дуги определяется полным сопротивлением подводящего фидера и самой плазменной пушки, и, в зависимости от напряжения зарядки и условий газового питания, варьируется в пределах 5–15 кА.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ НАПУСКА РАБОЧЕГО ГАЗА

Одними из основных факторов, влияющих на устойчивое зажигание разряда в пушке, являются достаточное количество газа в промежутке катод–анод и момент запуска импульсного клапана. Одновременно требуется выполнение второго условия: минимизации поступления неионизированного газа в рабочий объем установки. Этот газ в дальнейшем существенно ухудшает транспортировку плазменного потока вдоль системы, а также влияет на его параметры. В ходе экспериментов были изучены параметры плазмы и оптимизированы режимы работы двух различных быстрых клапанов. Первый – промышленный

клапан МН-1 (FESTO, Германия) с дополнительной доработкой седла клапана, второй – собственной разработки ИЯФ СО РАН. Основное отличие данных клапанов состоит в скорости их

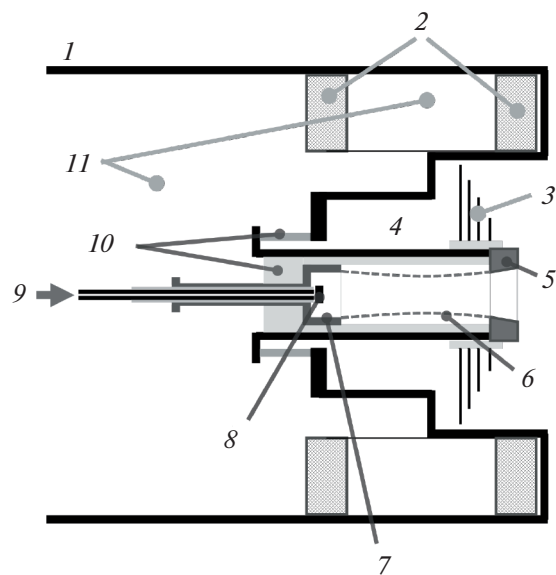


Рис. 2. Геометрия плазменной пушки. Пушка представляет собой аксиально-симметричную систему. Обозначения: 1 – вакуумный корпус пушки (справа – вакуум), 2 – катушки магнитного поля, 3 – секционированные приемники плазмы, 4 – область вакуума, связанного с установкой, 5 – анод, 6 – огибающая плавающих лимитеров, 7 – катод, 8 – поджигающий электрод, 9 – трубка напуска рабочего газа, 10 – керамические изоляторы, 11 – область под атмосферным давлением.

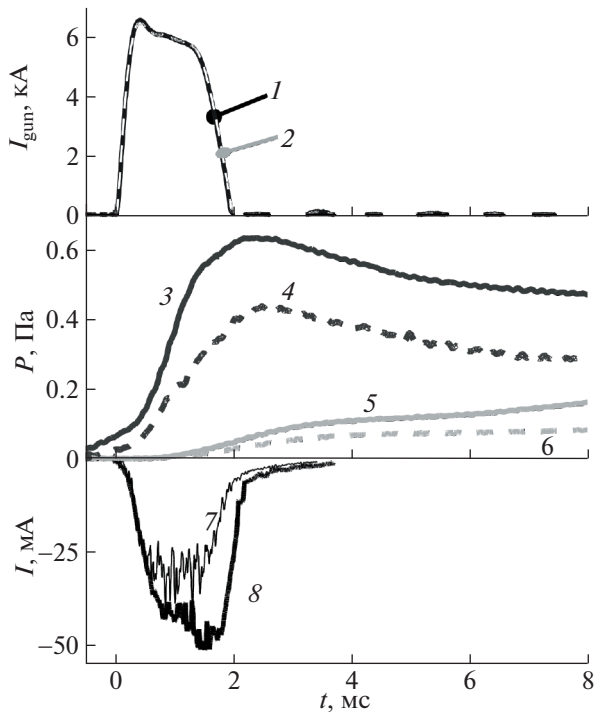


Рис. 3. Сверху вниз: ток катода пушки, давление, ток насыщения двойного ленгмюровского зонда на $z = 2.02$ м. Графики 1, 3, 5, 7 – с промышленным клапаном МН-1 в эксперименте NB3322, графики 2, 4, 6, 8 – с быстрым клапаном разработки ИЯФ СО РАН в эксперименте NB3364. Давление: 3, 4 – во входном расширителе с пушкой, 5, 6 – на $z = 2.02$ м.

открытия. Оказалось, что данный параметр значительно влияет на начальное давление газа во входном расширителе, где установлена пушка, см. рис. 3, кривые 3 и 4. В данном случае после оптимизации, к началу зажигания разряда $t = 0$, с более быстрым клапаном производства ИЯФ во входном расширителе накапливается вдвое меньше газа, чем с клапаном МН-1. Данное различие составляет $\Delta P \approx 43$ мПа, что соответствует уменьшению количества неионизированного газа на $\Delta N \approx 10^{19}$ молекул водорода. При этом сравнении начальные давления газа и моменты активации клапанов подбирались так, чтобы получить одинаковый разрядный ток в пушке. Учитывая алгоритм подбора времени включения клапанов, следует, что внутри пушки накапливается почти одинаковая концентрация газа для возможности зажигания разряда.

Дальнейший анализ поведения давления газа в системе показал, что в случае использования более быстрого клапана при прочих равных условиях в течение разряда в установку напускается газа на $\Delta N \approx 5 \times 10^{19}$ молекул меньше, что составляет достаточно большую величину в сравнении с полным количеством генерируемых пушкой

ионов. Это становится важным не только с точки зрения эффективности использования рабочего газа, но и влияния этого газа на перезарядные и ионизационные потери из плазмы, а также на последующую транспортировку плазмы вдоль магнитного поля. Примером влияния дополнительного газа в плазменном потоке является ток насыщения двойного ленгмюровского зонда, измеренный на $z = 2.02$ м (см. рис. 3, графики 7 и 8). На фотографиях плазмы в видимом диапазоне избыточное количество газа, напускаемого более медленным клапаном, также хорошо заметно, см. рис. 4. В данном случае излучение в области плазменной пушки и приемных секционированных пластин при увеличенном напуске газа в систему занимает большее сечение по диаметру, что свидетельствует о значительном количестве возбужденных атомов в этой области.

Оптимизация времени начала срабатывания газового клапана, проводилась с помощью следующей процедуры. Заполнение вакуумной камеры газом исследовалось при помощи вакуумметров с манометрической лампой ПММ-46 и системой регистрации, обеспечивавшей временное разрешение $\tau = 0.8 \pm 0.1$ мс. Вакуумметрическая система была откалибрована по прибору Pfeiffer PKR-251. Манометрические лампы были снабжены дополнительными экранами от ультрафиолетового излучения плазмы, что позволяло исследовать динамику давления и в экспериментах с плазмой. Выбиралось время, чтобы к началу включения разряда давление в камере секции сильного поля не повышалось, см. рис. 5 (графики 3 и 5, в сравнении с 1).

Рассматривая движение газа в эксперименте без плазмы, можно предположить, что наполнение системы происходит диффузионным образом:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}, \tag{1}$$

где D – коэффициент диффузии. Решением уравнения (1) является

$$P(z, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp(-z^2/(4Dt)). \tag{2}$$

В нашем случае, поскольку длина свободного пробега молекулы много больше диаметра вакуумной камеры в секции сильного поля, коэффициент диффузии рассчитывался исходя из эффективной длины свободного пробега, равной диаметру камеры $\lambda \sim 0.13$ м: $D \approx 78$ м²/с. Коэффициент диффузии, рассчитанный из данных рис. 5, равен $D_{\text{exp}} = 70 \pm 3$ м²/с, что хорошо согласуется с теоретической оценкой.

При включении разряда в плазменной пушке картина распространения газа по камере существенно изменяется. Газ в камере появляется с

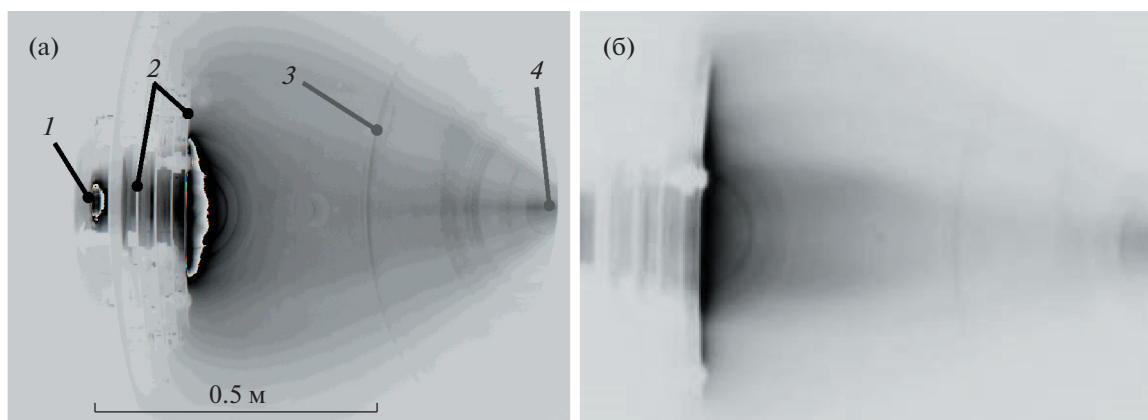


Рис. 4. Фотография (негатив) свечения плазмы в области ее формирования: клапан МН-1 (а), клапан ИЯФ СО РАН (б). Обозначения: 1 – область анода пушки, 2 – секционированные плазмоприемники, 3 – геометрия вакуумной камеры входного расширителя, 4 – область сжатия магнитного потока при входе в секцию сильного поля.

меньшей задержкой. Оценка скорости распространения водорода вдоль камеры при этих условиях дает расчетную скорость распространения $v_g = 1.5 \pm 0.2$ км/с. Данная величина соразмерна скорости звука в водороде при нормальных условиях и в несколько раз меньше, чем скорость распространения плазмы вдоль оси $v_p \approx 8.1$ км/с, измеренная системой лентгюровских зондов [16]. Таким образом, в секции сильного поля вдали от плазменной пушки наблюдается недиффузионный перенос газа, сопутствующего плазменной струе. Динамика давления газа на разных координатах не может объясняться рекомбинацией потока низкотемпературной плазмы.

4. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И СВОЙСТВА ПОТОКА ПЛАЗМЫ

Процесс генерации и формирования потока стартовой плазмы существенным образом зависит не только от режимов работы плазменной пушки, но и от конфигурации электрических полей, создаваемых дополнительными электродами. Помимо систем секционированных электродов плазмоприемников и плазменной пушки, показанных на рис. 1 и 2, внутри установки была смонтирована дополнительная группа электродов (элемент 9 на рис. 1), состоящая из основного лимитера с круглой апертурой и нескольких защитных дисковых электродов, расположенных с двух сторон от него. В качестве материала всех электродов используется молибден. Данное решение повышает порог возникновения униполярных дуг. Электроды этого лимитера и секционированных плазмоприемников могут быть присоединены к источнику постоянного потенциала смещения либо оставлены под плавающим потенциалом.

Эксперименты показали, что огибающая потока низкотемпературной стартовой плазмы соответствует расчетному изменению диаметра силовой трубки магнитного поля на различных продольных координатах, за одним важным исключением. Диаметр плазменного потока соответствует проекции отверстия в центральном электроде входного плазмоприемника, а не существенно меньшему отверстию в аноде плазменной пушки. Скорее всего, это связано с тем, что в области между анодом и электродами плазмоприемника накапливается значительная концентра-

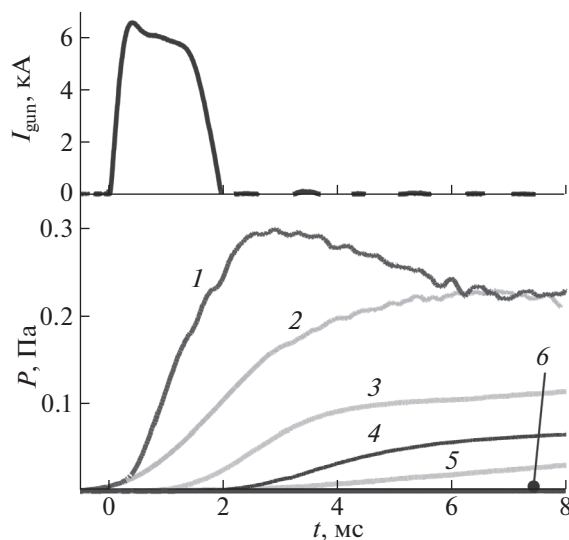


Рис. 5. Давление в системе по длине установки после оптимизации газонапуска с быстрым клапаном (нижний рисунок). Кривые 1 и 2 – во входном баке, 3 и 5 – на $z = 2.02$ м, 4 и 6 – на $z = 4.4$ м. Графики 1, 3 и 4 соответствуют эксперименту NB4592 с разрядом пушки, 2, 5 и 6 – срабатывание только системы газонапуска в пушке (NB4583).

Таблица 1. Характерные масштабы основных конструктивных элементов плазменной системы, влияющих на геометрию разряда, в сравнении с размером светящейся области плазмы

| Наименование | Локальная магнитная индукция, Тл | Диаметр, мм | Диаметр, мм, нормированный на 1.5 Тл |
|--|----------------------------------|-------------|--------------------------------------|
| Отверстие анода пушки | 0.194 | 45 | 16 |
| Отверстие в центральном плазмодриемнике | 0.087 | 180 | 43 |
| Внешний диаметр центрального плазмодриемника | 0.087 | 400 | 95 |
| Апертура лимитера входного расширителя | 1.01 | 107 | 88 |
| Светящаяся область плазмы на уровне $0.5 \times I_{\max}$ | 1.5 | 50 | 50 |
| Светящаяся область плазмы на уровне $0.05 \times I_{\max}$ | 1.5 | 85 | 85 |

ция сопутствующего газа и происходит его доионизация. При этом плазма опирается в области анода на радиально-секционированные молибденовые изолированные диски (элемент 3 на рис. 2) вплоть до радиуса внутреннего отверстия центрального плазмодриемника. Характерные масштабы основных элементов, влияющих на геометрию разряда, приведены в табл. 1.

Установка входного лимитера положительно повлияла на транспортировку плазмы вдоль магнитного поля. Это хорошо видно на распределении яркости свечения плазмы в линии H_{α} , см. рис. 6б. Измерения радиального профиля свече-

ния линии H_{α} показывают также влияние лимитера на движение сопутствующего газа (влияет на яркость свечения линии H_{α}) и поперечную стабилизацию геометрии разряда (неравномерность формы профиля). Существенно уменьшилась неоднородность (филаментация) разряда, особенно на финальной стадии разряда. Данный эффект известен, он связан с минимизацией азимутальной компоненты электрического поля на периферии плазмы вблизи проводящего лимитера.

После оптимизации времени запусков всех подсистем плазменной пушки и финального монтажа внутри камерных электродов была проведена серия экспериментов по изучению параметров транспортируемой плазмы от величины разрядного тока и давления газовой магистрали, питающей клапан пушки. Оказалось, что величина тока насыщения двойного зонда (является показателем потока ионов плазмы) практически линейно увеличивается с ростом данных параметров, доступных в эксперименте. Линейный рост тока насыщения ленгмюровских зондов от давления газа в клапане свидетельствует о достаточно высокой газовой эффективности разряда в модернизированной системе.

Итогом оптимизации всех подсистем источника стартовой плазмы стало улучшение эффективности транспортировки плазменной струи на всю длину установки. Ранее в [16] мы отмечали, что существует экспоненциальный спад плотности плазмы по длине секции сильного поля, который связывался с наличием сопутствующего газа в плазменном потоке. Там же были приведены подробные данные о пространственной и временной динамике стартовой плазмы. В данной работе на рис. 9 приведена зависимость погонного количества ионов на единицу длины, т. е. интеграл плотности по поперечному сечению камеры. Этот результат является основным итогом работ по оптимизации системы формирования стартовой плазмы. Из графика видно, что произошло увеличение потока стартовой плазмы более чем в

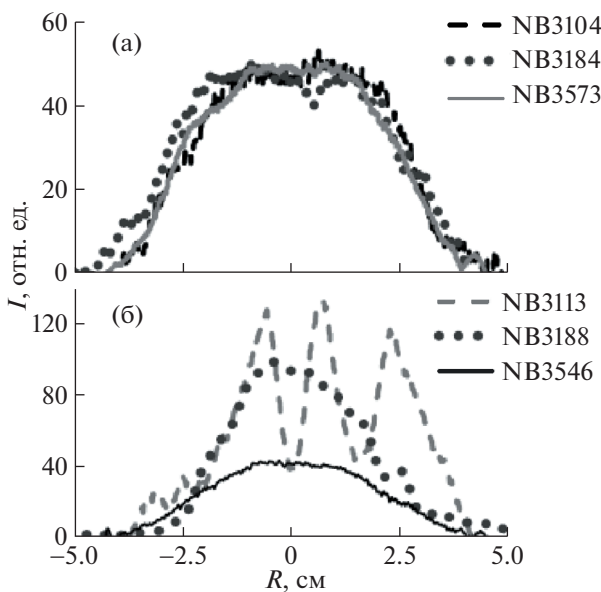


Рис. 6. Зависимость яркости изображения плазмы в свете линии H_{α} от радиуса хорды R , измеренная на $z = 2.02$ м в моменты времени 0.5 мс (а) и 2 мс (б). Штриховая кривая – до установки входной диафрагмы с клапаном МН-1, пунктирная – после установки лимитера с клапаном МН-1, сплошная – после установки лимитера и с быстрым клапаном ИЯФ СО РАН.

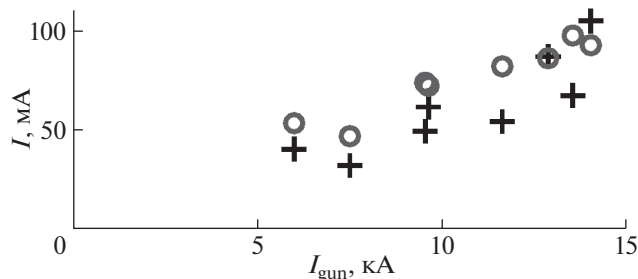


Рис. 7. Зависимость среднего тока насыщения двойного ленгмюровского зонда на интервале $t = 1-1.5$ мс от амплитуды тока катода пушки при давлении над клапаном пушки 7×10^5 Па. Крестики – $z = 2.68$ м, кружки – $z = 3.8$ м.

четыре раза на $z \approx 4$ м. В проектной конфигурации установки ГОЛ-NB это соответствует пропорциональному увеличению потока стартовой плазмы из транспортной секции в центральную ловушку.

При инжекции потока стартовой плазмы в центральную ловушку сначала происходит расширение силовой трубки магнитного поля при движении от магнитной пробки к центральной плоскости ловушки, а затем – сжатие при последующем движении потока в сторону второй магнитной пробки (выходной секции сильного поля). В модельных расчетах [13] нагрева и удержания плазмы кинетическим кодом DOL предполагалось, что в базовом сценарии плазма будет иметь линейную плотность $nL = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-2}$ (при $n = 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $a = 0.20$ м). При этом ожидаемая эффективность захвата нагреваемых нейтральных пучков оценивается на уровне 50%. Данные, приведенные на рис. 9, в наиболее пессимистическом сценарии позволяют рассчитывать на $nL \sim 9.5 \times 10^{17} \text{ м}^{-2}$ при увеличении магнитной индукции в секциях сильного поля до проектной величины $B = 4.5$ Тл. Приведенная величина nL соответствует случаю, когда рассеяния частиц плазмы по углу во время пролета через центральную ловушку не происходит и все частицы стартовой плазмы покидают центральную ловушку транзитом.

Более реалистичной является ситуация с захватом части потока стартовой плазмы из-за отражения частиц от магнитной пробки в результате их рассеяния по углу во время пребывания в центральной ловушке. В этом случае плотность и радиус плазмы в ловушке будут определяться и другими процессами, в том числе поперечной диффузией. В качестве консервативной оценки можно принять коэффициент увеличения плотности в ловушке по сравнению с чисто транзитным случаем $K = R^{1/2}/2 \approx 2$, где $R = 15$ – пробочное отношение центральной ловушки. Таким образом, учет только рассеяния частиц по углу фор-

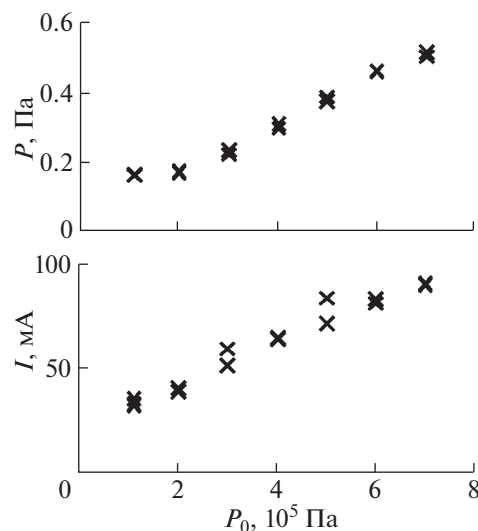


Рис. 8. Зависимость увеличения давления P_1 во входном расширителе в момент времени $t = 2.5$ мс (после выключения тока пушки) и среднего тока насыщения I двойного ленгмюровского зонда на интервале $t = 1-1.5$ мс на $z = 2.6$ м от величины давления P_0 над клапаном пушки. Ток катода пушки ~ 9.5 кА.

мально дает величину $nL \sim 1.8 \times 10^{18} \text{ м}^{-2}$. Однако в экспериментах на установке ГДЛ [23] наблюдалось и дополнительное накопление плазмы в ловушке при использовании плазменной пушки аналогичной конструкции, при этом радиус стартовой плазмы был существенно больше, чем формально рассчитанная проекция плазменной пушки в центральной плоскости ГДЛ. В нашем случае, еще один дополнительный коэффициент масштаба 1.5 может дать более оптимальная фор-

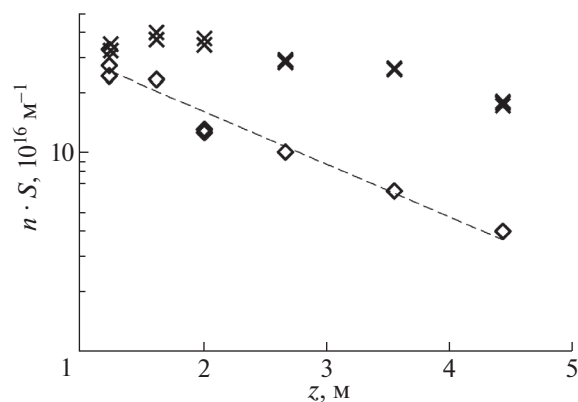


Рис. 9. Распределение линейной плотности плазмы в зависимости от режима работы системы подачи рабочего газа. Крестики – результаты данной публикации с оптимизированной подачей газа, ромбики – результаты первой плазменной кампании на установке ГОЛ-NB [16].

ма силовых линий магнитного поля вблизи плазменной пушки при увеличении магнитной индукции в секциях сильного поля с нынешних $B = 1.8$ Тл до проектной величины $B = 4.5$ Тл.

Отметим, что основной целью представленного исследования являлась оптимизация режимов работы плазменной пушки с целью снижения потерь плазмы при ее транспортировке. Полученные параметры плазменного потока позволяют начать эксперименты по нагреву плазмы после завершения монтажа установки в проектной конфигурации с центральной ловушкой газодинамического типа и двумя нагревными инжекторами. Работы по максимизации плазменного потока в представленном исследовании не проводились. При этом зависимости, приведенные на рис. 7 и 8, позволяют рассчитывать на увеличение потока плазмы при одновременном увеличении газонапуска в плазменную пушку и тока разряда. В любом случае, в экспериментах с инъекцией нейтральных пучков в центральную ловушку ГОЛ-НВ предполагается использование дополнительной системы газонапуска для поддержания баланса вещества. Обсуждение такой системы выходит за тематику данной работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе первого этапа экспериментов на установке ГОЛ-НВ была успешно запущена система формирования плазмы, предназначенная для заполнения мишенной плазмой центрального пробкотрона. Плазменный поток формируется в дуговой пушке, расположенной в относительно слабом магнитном поле. Далее он сжимается в нарастающем магнитном поле и затем транспортируется на расстояние около 4 м. В работе описана конструкция плазменной пушки. Оптимизация режимов и сценариев работы системы создания стартовой плазмы позволила снизить газовую нагрузку на вакуумную систему установки, что позитивно сказалось на уменьшении потерь, связанных с наличием газа, увлекаемого вместе с плазмой. Поток плазмы на выходе из секции сильного поля увеличен приблизительно в 4 раза по сравнению с результатами первой плазменной кампании [16]. Обсуждается роль лимитеров и других внутрикамерных электродов в формировании плазменного потока. В полной проектной конфигурации многопробочной ловушки ГОЛ-НВ достигнутые параметры плазменного потока будут достаточными для начала экспериментов по нагреву плазмы нейтральными пучками.

Сооружение и эксплуатация установки ГОЛ-НВ комплекса открытых ловушек ДОЛ финансировались Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Исследование режимов работы плазменной пушки и влияния внутрикамерных электродов на свойства старто-

вой плазмы выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках проекта № 20-42-540012.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Burdakov A., Azhannikov A., Astrelin V., Beklemishev A., Burmasov V., Derevyankin G., Ivanenko V., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Konyukhov V., Kotelnikov I., Kovenya V., Kozlinskaya T., Kuklin K., Kuznetsov A., Kuznetsov S., Lotov K., Timofeev I., Makarov A., Mekler K., Nikolaev V., Popov S., Postupaev V., Polosatkin S., Rovenskikh A., Shoshin A., Shvab I., Sinitsky S., Sulyaev Yu., Stepanov V., Trunov Yu., Vyacheslavov L., Zhukov V., Zubairov Ed.* // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 51. P. 106.
<https://doi.org/10.13182/FST07-A1327>
2. *Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Denisov G.G., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kovalenko Yu.V., Malygin V.I., Maximov V.V., Korobeinikova O.A., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Smolyakova O.B., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V., Zaytsev K.V.* // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 053009.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053009>
3. *Gota H., Binderbauer M.W., Tajima T., Putvinski S., Tuszewski M., Deng B.H., Detrick S.A., Gupta D.K., Korepanov S., Magee R.M., Roche T., Romero J.A., Smirnov A., Sokolov V., Song Y., Steinhauer L.C., Thompson M.C., Trask E., Van Drie A.D., Yang X., Yushmanov P., Zhai K., Alfrey I., Andow R., Barraza E., Beall M., Bolte N.G., Bomgardner E., Ceccherini F., Chirumamilla A., Clary R., DeHaas T., Douglass J.D., DuBois A.M., Dunaevsky A., Fallah D., Feng P., Finucane C., Fulton D.P., Galeotti L., Galvin K., Gransstedt E.M., Griswold M.E., Guerrero U., Gupta S., Hubbard K., Isakov I., Kinley J.S., Korepanov A., Krause S., Lau C.K., Leinweber H., Leuenberger J., Lieurance D., Madrid M., Madura D., Matsumoto T., Matvienko V., Meekins M., Mendoza R., Michel R., Mok Y., Morehouse M., Nations M., Necas A., Onofri M., Osin D., Ottaviano A., Parke E., Schindler T.M., Schroeder J.H., Sevier L., Shefman D., Sibley A., Signorelli M., Smith R.J., Slepchenkov M., Snitchler G., Titus J.B., Ufnal J., Valentine T., Waggoner W., Walters J.K., Weixel C., Wollenberg M., Ziaei S., Schmitz L., Lin Z., Ivanov A.A., Asai T., Baltz E.A., Platt J.C., and the TAE Team* // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 112009.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0be9>
4. *Beklemishev A., Anikeev A., Astrelin V., Bagryansky P., Burdakov A., Davydenko V., Gavrilenko D., Ivanov A., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Polosatkin S., Postupaev V., Sinitsky S., Shoshin A., Timofeev I., Tsidulko Yu.* // Fusion Sci. Technol. 2013. V. 63. P. 46.
<https://doi.org/10.13182/FST13-A16872>
5. *Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Postupaev V.V.* // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 162.
<https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>
6. *Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 320.
7. *Logan B.G., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Makhijani A.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 144.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.144>

8. *Mirnov V.V., Lichtenberg A.J.* // *Reviews of Plasma Physics* / Ed. by *B.B. Kadomtsev*. N. Y.: Consultants Bureau, 1996. V. 19. P. 53.
9. *Бурдаков А.В., Поступаев В.В.* // *УФН*. 2018. Т. 188. С. 651.
10. *Koidan V.S., Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Burdakov A.V., Derevyankin G.E., Ivanenko V.G., Ivanov I.A., Ivantsivsky M.V., Konyukhov V.V., Kuznetsov S.A., Makarov A.G., Mekler K.I., Nikolaev V.S., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F., Shoshin A.A., Sinitsky S.L., Sulyaev Yu.S., Zubairov Eh.R.* // *Fusion Sci. Technol.* 2005. V. 47. P. 35.
<https://doi.org/10.13182/FST05-A605>
11. *Burdakov A.V., Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Beklemishev A.D., Ivanov A.A., Kotelnikov I.A., Kruglyakov E.P., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Sinitsky S.L., Timofeev I.V., Zhukov V.P.* // *Fusion Sci. Technol.* 2011. V. 59. P. 9.
<https://doi.org/10.13182/FST11-A11564>
12. *Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov A.A.* // *Fusion Sci. Technol.* 2015. V. 68. P. 92.
<https://doi.org/10.13182/FST14-846>
13. *Поступаев В.В., Юров Д.В.* // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42. С. 966.
14. *Postupaev V.V., Batkin V.I., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Chernoshchanov I.S., Gorbovsky A.I., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Yurov D.V.* // *Nuclear Fusion*. 2017. V. 57. P. 036012.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/3/036012>
15. *Ivanov I.A., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Kuklin K.N., Mekler K.I., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Sidorov E.N., Rovenskikh A.F.* // *AIP Advances*. 2017. V. 7. P. 125121.
<https://doi.org/10.1063/1.5009528>
16. *Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N.* // *Plasma Phys. Contr. Fusion*. 2020. V. 62. P. 025008.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab53c2>
17. *Mirnov V.V., Ryutov D.D.* // *Nuclear Fusion*. 1972. V. 12. P. 627.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/12/6/001>
18. *Давыденко В.И., Иванов А.А., Шульженко Г.И.* // *Физика плазмы*. 2015. Т. 41. С. 1004.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115110049>
19. *Ivanov I., Ustyuzhanin V., Sudnikov A., Inzhevatkina A.* // *J. Plasma Phys.* 2021. V. 87. P. 845870201.
<https://doi.org/10.1017/S0022377821000131>
20. *Аржанников А.В., Бурдаков А.В., Бурмасов В.С., Иванов И.А., Кузнецов С.А., Ку克林 К.Н., Меклер К.И., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Синицкий С.Л., Склярков В.Ф.* // *Физика плазмы*. 2015. Т. 41. С. 935.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115110013>
21. *Akhmetov T.D., Belkin V.S., Bespamyatnov I.O., Davydenko V.I., Dimov G.I., Kovalenko Y.V., Krivenko A.S., Potashov P.A., Razorenov V.V., Reva V.B., Savkin V.Ya., Shulzhenko G.I.* // *Fusion Sci. Technol.* V. 43. P. 58.
<https://doi.org/10.13182/FST03-A11963563>
22. *Tuszewski M., Smirnov A., Thompson M.C., Akhmetov T., Ivanov A., Voskoboynikov R., Barnes D., Binderbauer M.W., Brown R., Bui D.Q., Clary R., Conroy K.D., Deng B.H., Dettrick S.A., Douglass J.D., Garate E., Glass F.J., Gota H., Guo H.Y., Gupta D., Gupta S., Kinley J.S., Knapp K., Korepanov S., Longman A., Hollins M., Li X.L., Luo Y., Mendoza R., Mok Y., Necas A., Primavera S., Ruskov E., Schmitz L., Schroeder J.H., Sevier L., Sibley A., Song Y., Sun X., Trask E., Van Drie A.D., Walters J.K., Wyman M.D., and TAE Team* // *Phys. Plasmas*. 2012. V. 19. P. 056108.
<https://doi.org/10.1063/1.3694677>
23. *Ivanov A.A., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Bocharov V.N., Deichuli P.P., Karpushov A.N., Maximov V.V., Pod'minogin A.A., Rogozin A.I., Salikova T.V., Tsidulko Yu.A.* // *Phys. Plasmas*. 1994. V. 1. P. 1529.
<https://doi.org/10.1063/1.870704>