

УДК 533.9.082.76

ИЗУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ АСИММЕТРИИ ПОТОКА ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-NB ПРИ ПОМОЩИ ЗОНДА МАХА

© 2024 г. Е. Н. Сидоров^{a,*}, В. И. Баткин^a, И. А. Иванов^a, К. Н. Куклин^a,
Н. А. Мельников^a, С. В. Полосаткин^a, В. В. Поступаев^{a,**}, А. Ф. Ровенских^a

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

*e-mail: E.N.Sidorov@inp.nsk.su

**e-mail: V.V.Postupaev@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 27.04.2024 г.

После доработки 31.05.2024 г.

Принята к публикации 01.06.2024 г.

Представлены результаты предварительных экспериментов по измерению пространственной асимметрии потоков плазмы на установке ГОЛ-NB при помощи подвижного зонда Маха и описана эта диагностика. Эксперименты проводились в конфигурации с соленоидальным включением секций сильного магнитного поля. Была зарегистрирована ожидавшаяся динамика потоков плазмы в ловушке: течение вдоль магнитного поля от плазменной пушки с накоплением плазмы в центральной ловушке ГОЛ-NB и последующее истечение плазмы из центральной ловушки в две стороны после выключения плазменной пушки. В момент перехода от стадии накопления плазмы к стадии ее распада происходит инверсия направления течения плазмы во входной секции сильного поля. Обсуждается баланс частиц в центральной ловушке. Проведенные эксперименты показали, что данная методика может использоваться для изучения эффектов улучшенного удержания плазмы при переходе в многопробочную конфигурацию секций сильного поля, в которой, согласно теории, при оптимальных условиях должен возникнуть поток рассеянных обратно частиц, возвращающихся из многопробочных секций в область удержания.

Ключевые слова: плазма, открытая ловушка, ГОЛ-NB, зонд Маха

DOI: 10.31857/S0367292124070036, EDN: OJNYRA

1. ВВЕДЕНИЕ

Многопробочные ловушки являются одной из разновидностей систем магнитного удержания плазмы с линейной топологией (открытых ловушек). Такую систему можно представить как цепочку элементарных магнитных ловушек, расположенных вплотную на общей магнитной оси. Идея многопробочного удержания [1, 2] заключается в том, что в каждой элементарной ячейке многопробочной ловушки (соответствующей периоду гофрировки магнитного поля) существуют популяции локально-запертых и пролетных частиц, взаимодействие между которыми приводит к появлению эффективной силы трения и торможению течения плазмы вдоль магнитного поля. Следствием такого взаимодействия является по-

явление обратного потока частиц, возвращающихся в зону удержания из области многопробочного магнитного поля. При этом движение частиц плазмы в системе становится диффузионным, а время удержания масштабируется пропорционально квадрату длины системы. Оптимальным режимом для многопробочных ловушек является умеренная столкновительность $\nu^* \equiv \lambda / l \approx 1 / (R - 1)$, где λ — длина свободного пробега ионов, l — период магнитной системы (расстояние между максимумами поля), $R = B_{\max} / B_{\min}$ — глубина гофрировки магнитного поля (пробочное отношение в многопробочной части ловушки) [3]. Более подробно состояние исследований в данной области обсуждается в обзорах [4, 5].

В настоящее время секции с многопробочным магнитным полем рассматриваются как один из элементов открытой ловушки нового поколения ГДМЛ, в которой планируется интеграция нескольких концепций физики открытых ловушек для достижения высоких параметров плазмы [6, 7]. Установка ГОЛ-NB была создана в ИЯФ СО РАН в качестве поддерживающего эксперимента, задачей которого является накопление экспериментальной базы знаний в области физики многопробочного удержания и демонстрация эффективности этой технологии увеличения времени удержания плазмы в ловушке [8, 9]. Программой исследований предусматривается, что будет проведено прямое сравнение параметров плазмы в ловушке при соленоидальной и многопробочной конфигурациях включения секций сильного поля.

Для систем с небольшим количеством периодов модуляции поля ($N = 13$ для ГОЛ-NB) наличие продольного и радиального профилей параметров плазмы приводит к тому, что условие оптимального удержания $v^* \approx 1 / (R - 1)$ выполняется только в некотором интервале радиусов и в ограниченном количестве ячеек многопробочной ловушки. Задача определения эффективности секций с многопробочным магнитным полем дополнительно осложняется радиальным переносом и конвективными явлениями, приводящими к перераспределению частиц по радиусу. Поэтому важным предварительным этапом работ является подготовка набора диагностик, при помощи ко-

торых можно будет судить о физике процессов, протекающих в многопробочных секциях установки.

В данной работе обсуждаются измерения асимметрии плазменного потока в установке ГОЛ-NB при помощи зонда Маха. Несмотря на то, что зондовые диагностики являются инвазивными и своим присутствием вносят возмущения в свойства плазмы в ловушке, использование зонда Маха позволит зарегистрировать возникновение потока рассеянных обратно частиц при работе установки в многопробочной конфигурации. В следующем разделе будет описана многопробочная ловушка ГОЛ-NB. Описание диагностики с зондом Маха приводится в разд. 3. Далее мы представляем результаты предварительных экспериментов при соленоидальном включении секций сильного магнитного поля ГОЛ-NB. Работа завершается обсуждением основных результатов.

2. МНОГОПРОВОЧНАЯ ЛОВУШКА ГОЛ-NB

Основной целью работ на установке ГОЛ-NB является изучение физики многопробочного удержания плазмы [9]. Это осесимметричная открытая ловушка, состоящая из центральной ловушки газодинамического типа длиной 2.5 м, двух прилегающих к ней секций с сильным магнитным полем длиной около 3 м и концевых баков расширителей плазменного потока (рис. 1). Секции с сильным полем состоят из 28 катушек каждая

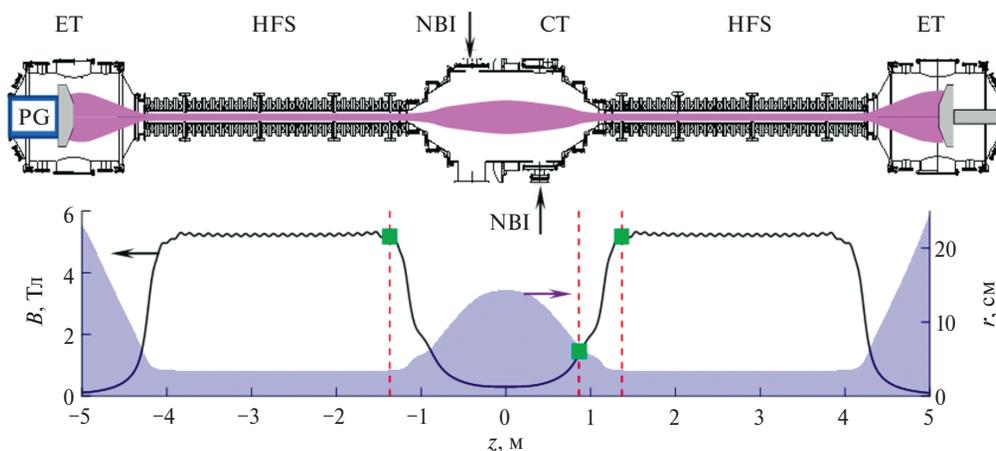


Рис. 1. Вверху — схема установки ГОЛ-NB, внизу — зависимости величины магнитной индукции B и радиуса плазмы от продольной координаты. Обозначения: СТ — центральная ловушка газодинамического типа, HFS — секции сильного поля, ET — баки расширителей магнитного потока, PG — плазменная пушка, NBI — места инъекции пучков ускоренных атомов водорода. Пунктирные линии и метки в нижней части рисунка показывают точки, в которых проводились измерения зондами Маха

и могут включаться либо в конфигурации с соленоидальным магнитным полем, либо в многопробочной конфигурации с 13 элементарными пробочкотронами, периодом гофрировки 22 см и глубиной гофрировки (пробочным отношением многопробочной секции) $R_{\text{mm}} = B_{\text{max}} / B_{\text{min}} = 1.4$. Эксперименты, представленные в данной работе, являются подготовительными к переходу в многопробочный режим удержания, поэтому установка работала только в соленоидальной конфигурации с $B_{\text{max}} = 4.5$ Тл, показанной в нижней части рис. 1. Поле в средней плоскости центральной ловушки имело величину магнитной индукции $B(0) = 0.3$ Тл, таким образом, пробочное отношение ловушки равнялось $R = B_{\text{max}} / B(0) = 15$. Магнитная система расширителей создает постепенно уменьшающееся поле с коэффициентом расширения $K = B_{\text{max}} / B_{\text{gun}} = 36$, где индекс gun соответствует координате анода плазменной пушки.

В типичном сценарии эксперимента центральная ловушка сначала заполняется низкотемпературной водородной стартовой плазмой, которая генерируется дуговой плазменной пушкой [10]. Стартовая плазма имеет плотность на оси до $n = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и температуру $T \approx 6 \text{ эВ}$ [11]. При данных параметрах течение плазмы является сильностолкновительным с $v^* \gg 1$. Как существующая теория [3], так и результаты экспериментов [11, 12] показывают, что при $v^* \gg 1$ гофрировка магнитного поля не оказывает влияние на течение плазмы. Параметры потока стартовой плазмы являются практически одинаковыми при соленоидальном и многопробочном включении секций сильного поля в ГОЛ-НВ. Параметры плазмы в различных точках установки будут далее обсуждаться в тексте статьи. В некоторых сериях экспериментов в плазму инжектируются два нейтральных пучка с $E = 25 \text{ кэВ}$ и суммарной мощностью до 1.1 МВт [13] на $z = \pm 0.4 \text{ м}$. Здесь и далее продольная координата z отсчитывается от средней плоскости ловушки. Инжекция начинается одновременно с началом разряда в плазменной пушке. Для целей данной работы важным является то, что измерение профиля ослабления нагревных пучков плазмой позволяет вычислить динамику распределения плотности по радиусу и, тем самым, получить независимые данные, верифицирующие зондовые измерения плотности. Другие процессы, связанные с воздействием нейтральных пучков на плазму, в данной работе не рассматриваются.

Важными элементами установки являются лимитеры, расположенные вблизи пробок в центральной ловушке и в области спадающего магнитного поля в баках расширителей. Подача положительных потенциалов на лимитеры и отрицательных потенциалов на торцевые плазмодриемники приводит к дифференциальному вращению плазмы вокруг оси (подробнее см. [14]), что уменьшает радиальные потери в соответствии с теорией вихревого удержания [15]. Все эксперименты, представленные в данной работе, проводились при положительных потенциалах на лимитерах $U_{\text{lim}} = 100 \text{ В}$ и отрицательных потенциалах на торцевых плазмодриемниках $U_{\text{end}} = -150 \text{ В}$.

Помимо ослабления нейтральных пучков, основными диагностиками в данной работе являлись зонды Маха, описанные в следующем разделе, а также четырехэлектродный ленгмюровский зонд [16], позволяющий одновременно проводить измерения ионной плотности, электронной температуры и радиального электрического поля. Использовались также электрические зонды на $z = -0.89 \text{ м}$ и магнитные зонды на $z = -0.4 \text{ м}$, спектроскопическая диагностика [17] на $z = 0.4 \text{ м}$.

Длительность существования плазмы до 5 мс ограничивается длительностью протекания тока в катушках сильного поля. Более подробное описание различных технических систем установки ГОЛ-НВ приведено в [18].

3. ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКОВОЙ СКОРОСТИ ЗОНДОМ МАХА

Диагностика скорости потокового течения плазмы при помощи зондов Маха широко применяется в плазменных исследованиях (см., напр., [19–29]). Зонд Маха классической конструкции представляет собой два ленгмюровских зонда, измерительные головки которых располагаются на небольшом расстоянии на одной силовой линии и разделены перегородкой. При этом каждый из зондов регистрирует только частицы, входящие из одной полусферы в пространстве скоростей. При наличии потоковой скорости плазмы сигналы зондов будут различаться. В некоторых случаях зонды Маха являются частью более сложных многоэлектродных зондовых диагностик [30–35].

В данной работе мы применяли традиционную конструкцию зонда Маха, которая приведена на рис. 2. В состав диагностики входит также блок

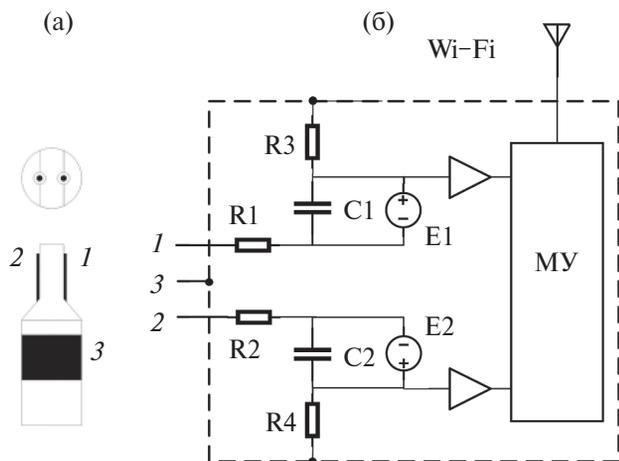


Рис. 2. Схема диагностики с зондом Маха: а) конструкция зондовой головки (магнитное поле и поток плазмы направлены горизонтально в плоскости рисунка); б) электрическая схема измерительного модуля. Обозначения: 1, 2, 3 – электроды зонда, E1 и E2 – источники напряжения смещения электродов, МУ – модуль оцифровки и управления, Wi-Fi – модуль связи.

управления, который осуществляет функции подачи напряжений на электроды зонда, измерение фактических потенциалов электродов и собираемых токов, передачу результатов измерений в систему сбора данных установки ГОЛ-NB. Конструкция диагностики использует основные технические решения, ранее примененные в конструкции использующегося на установке четырехэлектродного зонда [16].

Измерительная головка имеет три электрода. Все три электрода смонтированы на керамической трубке с внешним диаметром 2 мм, имеющей отверстия для проводников. Электроды 1 и 2 имеют форму стержня с диаметром 190 ± 4 мкм и длиной 1.5 ± 0.1 мм, а электрод 3 – цилиндрическую форму с диаметром 2.6 мм и высотой 2 мм. Все электроды сделаны из молибдена. Электрод 3 является опорным. Благодаря большой площади поверхности, он приобретает плавающий потенциал, отличающийся от потенциала плазмы на величину $\Delta U \approx 3.3 T_e$. Две пары электродов 1–3 и 2–3 образуют два одинаковых ленгмюровских зонда, которые разделены керамической перегородкой. Конструктивно эта перегородка является частью несущей керамической трубки, у которой сделаны лыски в местах выхода электродов из отверстий. Расстояние от проекции измерительного электрода до краев

перегородки превышает пять ларморовских радиусов ионов.

Блок управления способен подавать на штыревые электроды смещение программируемой формы относительно опорного электрода. В данных экспериментах на каждый из зондов подавалась фиксированная разность потенциалов в -30 В. Таким образом, зонды работали в режиме измерения ионного тока насыщения. Для проверки и учета возможной неодинаковости геометрических параметров штыревых электродов 1 и 2, а также неидентичности каналов регистрации, были проведены две серии экспериментов в повторяющихся условиях, которые отличались разворотом зонда на 180° . Из этих измерений был вычислен поправочный коэффициент $\gamma = 1.15 \pm 0.11$, который применялся при обработке результатов в основной серии экспериментов.

Управление устройством и передача данных производится с использованием Wi-Fi. Блок управления питается от аккумуляторной батареи; он имеет электрический контакт только с электродами измерительной головки. Во время эксперимента зонд и блок управления приобретают плавающий потенциал. Сигнал запуска передается по оптоволокну. Датчик установлен на линейном вводе движения, который обеспечивает позиционирование измерительной головки зонда по радиусу в диапазоне 102 мм.

Основным результатом измерений при помощи зонда Маха является зависимость отношения сигналов двух штыревых электродов. Интерпретация такой зависимости, т. е. определение числа Маха из измерений, является модельно-зависимой. Одним из параметров при выборе модели описания зонда является отношение ларморовского радиуса иона к радиусу зонда. В наших условиях зонды Маха располагались в секциях сильного поля с $B_{\max} = 4.5$ Тл на $z = -1.37$ м и $z = +1.37$ м (непосредственно до и после центральной ловушки) и в центральной ловушке при $B = 1.3$ Тл на $z = 0.86$ м (до точки расположения выходного лимитера). В этих условиях, учитывая низкую ионную температуру плазмы в ГОЛ-NB, можно использовать модель зонда в сильном магнитном поле.

Для интерпретации показаний зонда Маха мы будем использовать результаты работ [36–38], в которых была последовательно развита двумерная магнитогидродинамическая модель работы зонда.

В модели предполагается, что плазма движется в направлении зонда с ионно-звуковой скоростью c_s , при этом зонд и его держатель формируют область «тени». Область тени заполняется за счет диффузии плазмы поперек магнитного поля с учетом вязкости. Исходя из модели, отношение сигналов зондов K аппроксимируется формулой

$$K = J_+ / J_- = \exp(k_H M_{ext}), \quad (1)$$

где J_+ и J_- – токи электродов зонда, со стороны налетающего потока и находящегося в тени, соответственно, M_{ext} – число Маха, характеризующее поток невозмущенной зондом плазмы, $k_H = 2.22 - 1.2(1 - \sqrt{\alpha})$ – параметр модели. Входящий в k_H коэффициент α определяет связь вязкости и диффузии: $\alpha = (\eta / D_\perp) / m_i n_i$, где m_i и n_i – масса и плотность ионов, η – коэффициент вязкости, D_\perp – коэффициент поперечной диффузии ионов. При помощи коэффициента α можно феноменологически учитывать роль коллективных эффектов, в данной работе принималось $\alpha = 1$. Адекватность модели [38] оценивалась в [39] при сравнении с кинетической моделью, а в [32, 40] – с результатами специально поставленных экспериментов. В контексте данной работы сравнение с кинетической моделью имеет значение, поскольку плотность плазмы сильно зависит от радиальной координаты. Так, если на оси установки в типичном режиме работы поток можно считать гидродинамическим, то на последней магнитной поверхности, задаваемой лимитерами, плотность падает на 2 порядка [18] и длина свободного пробега становится достаточно большой.

В данной работе мы использовали формулу (1) из модели [38]. Следует отметить обстоятельство, которое отличает реальную постановку эксперимента на ловушке ГОЛ-NB от предположений, заложенных в модель, а именно дифференциальное вращение плазмы вокруг продольной оси за счет $E \times B$ -дрейфа (здесь E – электрическое поле) – см. [14]. Скорость дрейфа зависит от радиуса, на $z = 0.86$ м в области локализации максимального радиального электрического поля она составляет $v_\phi \approx 2 \times 10^5$ см/с. Результатом вращения плазмы является то, что область тени зонда заполняется частицами не только за счет диффузии и коллективных эффектов (в том числе конвективно-вихревых течений, характерных для техники вихревого удержания), но и чисто геометрически, за счет прихода невозмущенных об-

ластей плазмы. Влияние вращения можно оценить следующим образом. Обычно длина тени зонда оценивается как $L_s = \frac{c_s d^2}{D_\perp}$, где d – радиус держателя зонда. Для $d = 1$ мм, $T_e = 6$ эВ, $B = 4.5$ Тл и коэффициента диффузии Боба $D_B = cT / 16$ эВ длина тени для зонда в секции сильного $L_s \approx 30$ см. В то же время эффективную длину затененной области в результате вращения в области максимального электрического поля можно оценить как $L_r = a \frac{c_s}{v_\phi} \approx 1.5$ см $\ll L_s$. С точки зрения модели [38] это феноменологически выглядит как увеличенный коэффициент радиального переноса, благодаря чему область тени заполняется частицами более быстро. Поскольку плазма вращается дифференциально и на некоторых радиусах скорость вращения обращается в ноль, то поправка, связанная с наличием вращения, должна зависеть от радиальной координаты.

Плотность плазмы определялась из результатов измерений зондом Маха по стандартным формулам для ионного тока насыщения. Зонд Маха более сильно возмущает плазму по сравнению с зондом Ленгмюра, поскольку имеет перегородку между штыревыми электродами. Поэтому на координате $z = +0.86$ м, $r = 0$ была проведена дополнительная калибровочная серия экспериментов, в которой сравнивались результаты измерений плотности зондами Маха и Ленгмюра, имевшими штыревые электроды одинаковой геометрии. По результатам этих измерений был определен поправочный коэффициент, который применялся при вычислении плотности из показаний зонда Маха. Далее в тексте мы будем приводить величины плотности, измеренные зондом Маха, уже скорректированные на этот коэффициент.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рисунок 3 приводит сигналы, характеризующие сценарий эксперимента. Стартовая плазма генерируется при помощи дуговой плазменной пушки, длительность работы которой определяется формирующей линией в цепи питания. Ток разряда I_{gun} протекает в основном между катодом и прианодной областью плазменной пушки. На других координатах плазма появляется с некоторой задержкой, равной времени пролета. Ток на

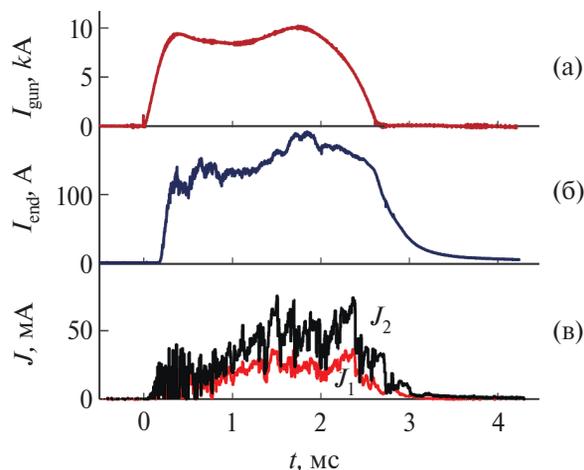


Рис. 3. Динамика основных сигналов в эксперименте NB6308, сверху вниз: ток плазменной пушки I_{gun} , ток на правый центральный приемник плазмы I_{endp} , токи J_1 и J_2 на проволоки 1 и 2 зонда Маха, располагавшегося в центральной ловушке на $z = +0.86$ м. Здесь и далее момент $t = 0$ соответствует запуску плазменной пушки

выходной плазмоприемник характеризует полный поток плазмы, вытекающий из ловушки. Эксперименты проводились в двух режимах: только с заполнением ловушки низкотемпературной стартовой плазмой, который являлся основным, а также при одновременном начале инъекции нейтральных пучков. Нейтральные пучки модифицируют параметры стартовой плазмы в центральной ловушке и ускоряют ее распад, однако для целей данной статьи они являются дополнительной диагностикой плотности плазмы на $z = -0.4$ м, которая позволяет определить динамику полного количества частиц в ловушке. Измерения зондом Маха проводились на одной из трех координат $z = -1.37, +0.86$ и $+1.37$ м. На тех же координатах проводились измерения четырехэлектродным ленгмюровским зондом. Одновременно в плазму вдвигался только один зонд. На нижней части рис. 3 показаны сигналы токов на два измерительных электрода зонда Маха, который располагался в центральной ловушке на $z = +0.86$ м. В этой точке наблюдения существует потоковая скорость по направлению к ближайшей магнитной пробке, однако эта скорость в несколько раз меньше звуковой, см. (1). Как будет показано далее, в секциях сильного поля наблюдается течение плазмы с околосвуковой скоростью, при этом сигналы двух электродов

зонда Маха различаются приблизительно на порядок величины.

Рисунок 4 показывает типичные радиальные профили плотности плазмы, измеренные до входа плазменного потока в центральную ловушку на $z = -1.37$ м и на выходе из ловушки на $z = +1.37$ м. Профили приведены для моментов $t = 1, 2$ и 3 мс, которые соответствуют начальному периоду работы плазменной пушки, интервалу с максимальной плотностью плазмы в ловушке и стадии распада плазмы после отключения плазменной пушки. Некоторая асимметрия профиля плотности, не наблюдаемая на оптических изображениях плазмы, связана, скорее всего, с асимметричной конструкцией ленгмюровского зонда, который вводится в плазму со стороны отрицательной радиальной координаты. Отметим, что в интервале $t = 2.5 - 2.7$ мс происходит быстрая перестройка радиального профиля плотности плазмы, связанная со сменой способа обеспечения устойчивости плазмы. Во время работы плазменной пушки центральная область плазмы стабилизируется замороженностью силовых линий магнитного поля в хорошо проводящую плазму сильноточного разряда в пушке в пределах магнитной поверхности, опирающейся на апертуру отверстия в первом электроде левого плазмоприемника, через который ведется заполнение установки стартовой плазмой; подробности этого

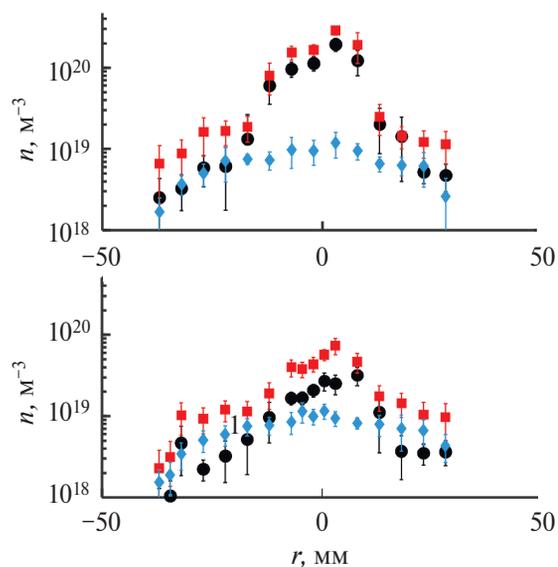


Рис. 4. Радиальные профили плотности, измеренные ленгмюровским зондом на $z = -1.37$ м (вверху) и $z = +1.37$ м (внизу), для трех моментов времени: $t = 1$ мс (черные кружки), $t = 2$ мс (красные квадраты) и $t = 3$ мс (голубые ромбы)

процесса см. в [41]. В этот период на профиле плотности наблюдается выраженная плотная центральная часть, окруженная более разреженным гало. После прекращения работы пушки этот механизм стабилизации исчезает, и при $t > 2.7$ мс ограничение радиальных потерь плазмы происходит [14] за счет выноса потенциала с лимитеров и дифференциального вращения в скрещенных полях $[E \times B]_{\phi}$. На стадии распада плазмы плотность в центральной области быстро снижается и профиль плотности становится более гладким. В отличие от плотности вблизи оси, плотность плазмы в периферийном гало приблизительно одинакова в левой и правой секциях сильного поля.

На рис. 5 представлена динамика числа Маха M , измеренная на оси до входа плазменного потока в центральную ловушку на $z = -1.37$ м (голубая штриховая линия) и после нее на $z = +1.37$ м (сплошная красная линия). Сигналы зонда сглажены с бегущим окном шириной 40 мкс. Полосы ошибки включают погрешность калибровки и дисперсию сигнала в серии из нескольких экспериментов. На этом рисунке положительные значения M соответствуют направлению потока от плазменной пушки в сторону выходного расширителя. Горизонтальными пунктирными линиями показано значение, соответствующее звуковой скорости движения плазмы. Во входной секции сильного поля наблюдается течение плазмы в сторону центральной ловушки со скоростью порядка звуковой во время работы плазменной пушки. При уменьшении тока разряда и вызванном этим уменьшении потока частиц из пушки начинают превалировать

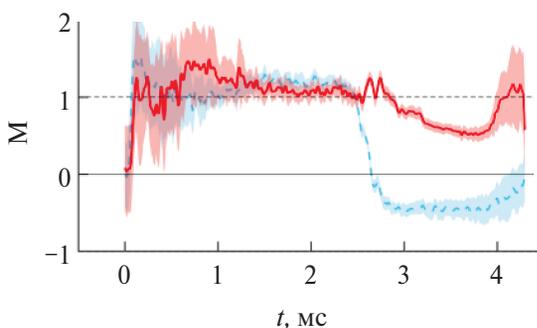


Рис. 5. Динамика числа Маха M , измеренная на оси на $z = -1.37$ м (голубая штриховая линия) и $z = +1.37$ м (сплошная красная линия). Горизонтальная пунктирная линия на уровне $M = 1$ соответствуют скорости звука.

частицы, покидающие ловушку вдоль магнитного поля.

На сигналах зонда, расположенного на $z = -1.37$ м, наблюдается инверсия направления потока частиц. Зависимость момента инверсии от радиуса в центральной части плазмы практически отсутствует, $t_{\text{inv}} = 2.7\text{--}2.8$ мс при $r < 20$ мм. Момент инверсии потока в приосевой области соответствует моменту прекращения дугового разряда в пушке и исчезновению потока плазмы со стороны входного расширителя; после этого зонд регистрирует поток плазмы, вытекающий из центральной ловушки. На периферии инверсия наступает раньше, $t_{\text{inv}} = 2.5\text{--}2.6$ мс при $r = 23\text{--}25$ мм. Такая зависимость момента инверсии от координаты является ожидаемой, она связана с более сильной поперечной диффузией (включая коллективные эффекты) в центральной ловушке. Поточковая скорость плазмы на выходе из центральной ловушки на $z = +1.37$ м близка к скорости звука во время работы плазменной пушки, после ее выключения скорость течения плазмы постепенно снижается.

Сравнение основных параметров плазмы на оси до и после центральной ловушки приведено на рис. 6 для $t = 1, 2$ и 3 мс. Во время накопления плазмы в центральной ловушке ($t = 1$ и 2 мс) результаты измерения плотности по сигналам ленгмюровского и маховского зондов практически совпадают, на стадии распада плазмы зонд Маха систематически завышает плотность. Данное обстоятельство может быть связано с тем, что зонд Маха вносит более сильное возмущение в локальные параметры плазмы.

Радиальные профили плотности и потоковой скорости представлены на рис. 7 для тех же трех характерных моментов времени: $t = 1, 2$ и 3 мс. Левая колонка соответствует зонду на $z = -1.37$ м (до входа в центральную ловушку), правая колонка — зонду на $z = +1.37$ м (на выходе из центральной ловушки). Положение последней магнитной поверхности, проходящей через апертуру лимитеров, соответствует $r = 34$ мм на этих координатах. Видно, что и в секциях сильного поля плазма в тени лимитера существует, однако при $r > 34$ мм уменьшение плотности с радиусом становится более быстрым. В каждой радиальной позиции зонда на рис. 7 было проведено только по одному измерению, поэтому значительная погрешность измерений в этом случае связана в том числе с флуктуирующим

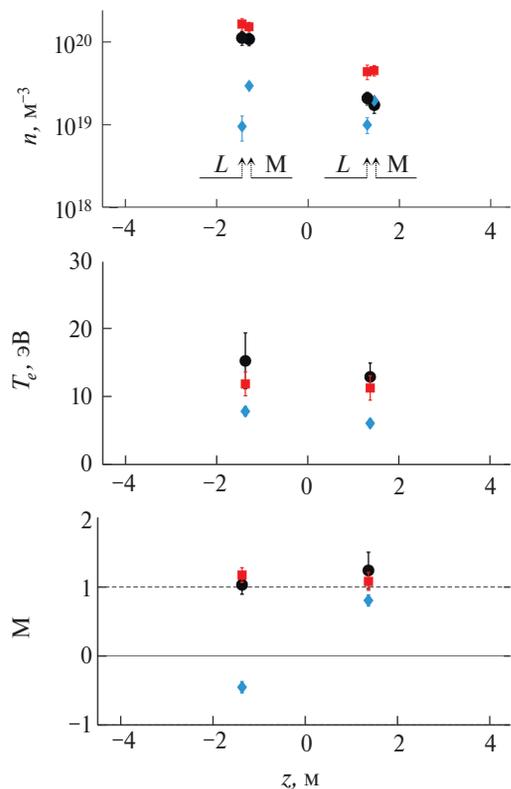


Рис. 6. Сравнение параметров плазмы, измеренных в секциях сильного поля до и после центральной ловушки ($z = -1.37$ м и $z = +1.37$ м соответственно). Сверху вниз: плотность (L – измерения ленгмюровским зондом, M – измерения зондом Маха, точки раздвинуты по горизонтали для лучшей визуализации), температура электронов по данным ленгмюровского зонда, потоковая скорость по данным зонда Маха. Цвет и форма точек – как на рис. 4.

характером сигналов зонда, особенно на периферии.

Совокупность зондовых измерений позволяет вычислить динамику полных потоков частиц вдоль магнитного поля на координатах $z = -1.37$ и $+1.37$ м. Поскольку зонды Маха в качестве измеряемой величины дают безразмерное число Маха, то для вычисления потоковой скорости применялась электронная температура, полученная по измерениям при помощи ленгмюровского зонда. На рис. 8 показаны потоки частиц в левой и правой секциях сильного поля, а также их разность, которая соответствует потоку частиц, захватываемых в центральную ловушку. Видно, что поток частиц со стороны плазменной пушки незначительно изменяется во время ее работы. После выключения пушки наблюдается распад плазмы в ловушке с инверсией направления потока частиц в точке наблюдения. Поток частиц из ловушки в сторону торцевого приемника плазмы растет со временем соответственно росту концентрации частиц в центральной ловушке. После выключения подпитки ловушки плазмой из пушки потоки частиц в левую и правую сторону становятся приблизительно одинаковыми.

На рис. 9 сплошной линией показана динамика полного количества частиц, захваченных в центральную ловушку, полученная интегрированием потока, приведенного на нижней части рис. 8. На этом же рисунке для сравнения кружками при-

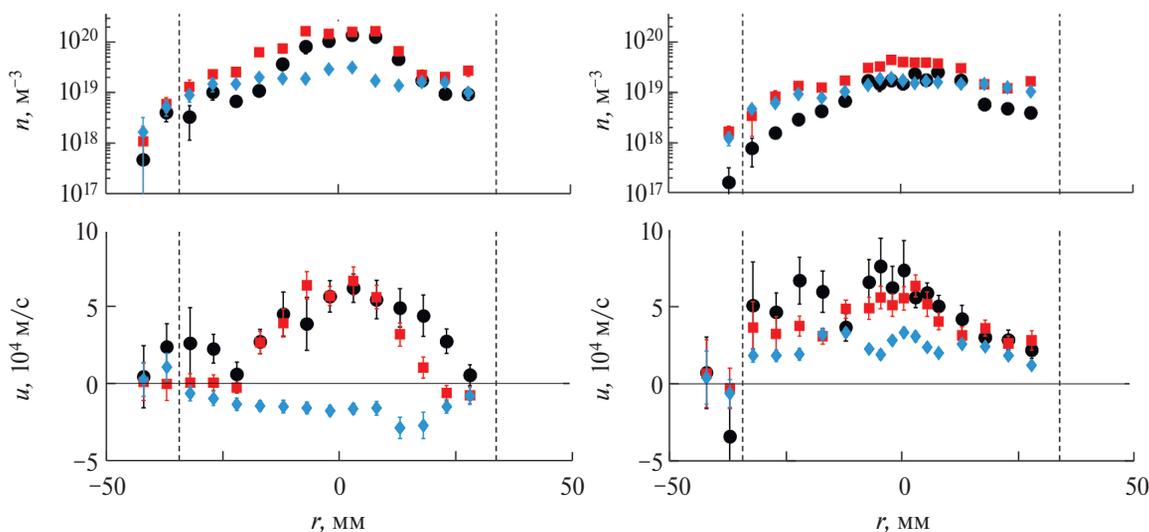


Рис. 7. Радиальные профили плотности и потоковой скорости в различные моменты времени. Левая колонка соответствует измерениям на $z = -1.37$ м, правая – на $z = +1.37$ м. Вертикальные линии на $r = \pm 34$ мм соответствуют последней магнитной поверхности, проходящей через апертуру лимитеров. Цвет и форма точек – как на рис. 4.

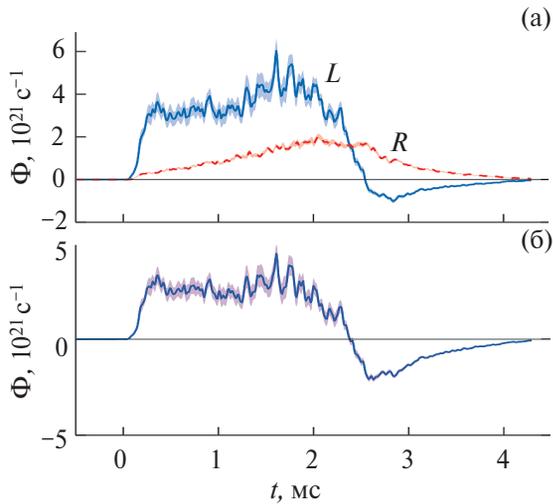


Рис. 8. Вверху: динамика полных продольных потоков частиц на $z = -1.37$ м (L) и $z = +1.37$ м (R). Внизу: разность потоков L и R , соответствующая потоку частиц, захваченному в центральную ловушку.

ведены данные о полном количестве частиц в ловушке, полученные по измерениям пространственного распределения коэффициента ослабления нагревного нейтрального пучка плазмой. Эти данные получены при вписывании модельной гауссовской функции в данные по радиальной зависимости коэффициента ослабления нейтрального пучка, ограниченной радиусом последней магнитной поверхности, проходящей через лимитеры и интегрировании по длине ловушки. Видно, что пучковая диагностика регистрирует в ловушке примерно половину частиц от того количества, которое можно было бы ожидать по данным зондовых измерений. Это различие вызвано, скорее всего, поперечными потерями частиц.

Как видно из рис. 9, максимум плотности в ловушке наступает еще во время работы плазменной пушки в $t \approx 2.2$ мс. В этом интервале времени поперечный поток частиц из области удержания в залимитерную область приблизительно равен потоку захваченных частиц стартовой плазмы (нижняя часть рис. 8), $\Phi_{\perp} \approx 2.5 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Разделив полное количество частиц в ловушке на эту цифру, можно получить время жизни частиц в ловушке относительно канала поперечных потерь: $\tau_{\perp} = N / \Phi_{\perp} \approx 1.2$ мс. Время продольного удержания частиц можно оценить с учетом двух пробок как $\tau_{\parallel} = N / 2\Phi_R \approx 0.8$ мс, где Φ_R — поток в сторону выходного плазмоприемника.

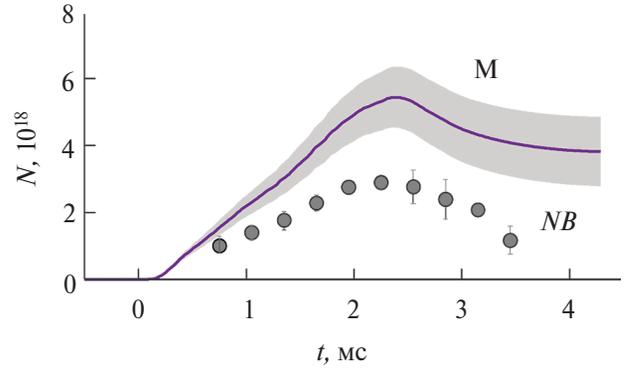


Рис. 9. Сравнение динамики полного количества частиц в центральной ловушке, вычисленного по данным рис. 8 (M) и измеренного независимо по ослаблению нагревных нейтральных пучков плазмой (NB).

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью данной работы являлась подготовка и тестирование диагностики потоков плазмы в различных точках установки ГОЛ-НВ. Диагностика состоит из подвижного зонда Маха и гальванически-изолированной системы питания и сбора данных. Данная диагностика использовалась для измерения динамики локального числа Маха в плазменном потоке в диапазоне плотностей $10^{17} - 3 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. При проведении совместных измерений с ленгмюровскими зондами, дающими информацию о локальной плотности и электронной температуре, становится возможным вычисление полных потоков частиц вдоль магнитного поля. В экспериментах подтверждена ожидавшаяся динамика накопления и распада плазмы в центральной ловушке, включая инверсию направления течения плазмы во входной секции сильного поля при прекращении работы плазменной пушки. Во время работы плазменной пушки скорость течения плазмы в обеих секциях сильного поля близка к ионно-звуковой.

Измерения проводились при соленоидальном включении секций сильного поля. В этом режиме установка представляет собой газодинамическую ловушку с двумя магнитными пробками, длина которых превышает длину свободного пробега частиц плазмы. Обычной оценкой для времени удержания частиц в газодинамической ловушке со столкновительной плазмой и короткими магнитными пробками является: $\tau_{gdt} = R\xi L / 2C_s$, где C_s — ионно-звуковая скорость, $\xi = 0.48$ — геометрический коэффициент, учитывающий отличие формы реальной магнитной поверхности от цилиндра (фактически ξL является эффек-

тивной длиной ловушки), коэффициент $1/2$ учитывает потери частиц через две магнитные пробки. Для параметров плазмы, существовавших в обсуждаемых экспериментах, $\tau_{gdt} \approx 0.3$ мс, что меньше, чем оценка времени продольного удержания по зондовым измерениям. При этом, согласно этим же измерениям, поток плазмы в наиболее плотной приосевой области действительно движется в секциях сильного поля с околосвуковой скоростью, как это и предполагалось при выводе оценки для τ_{gdt} .

Существует несколько причин, которые могут привести к расхождению между величинами τ_{gdt} и τ_{\parallel} . Первой из них является наличие в плазме легкой примеси (углерод, азот, кислород). Такие ионы с неполной ионизацией понизят ионно-звуковую скорость, и оценка τ_{gdt} приблизится к измеренной величине τ_{\parallel} . Для устранения расхождения между величинами τ_{gdt} и τ_{\parallel} достаточна концентрация лёгких примесей масштаба 5% плотности ионов. Наличие в плазме ГОЛ-NB некоторого количества легких примесей известно из спектроскопических наблюдений (см., напр., рис. 3 из [42]), однако точные измерения динамики пространственного распределения концентраций ионов примесей в настоящее время отсутствуют.

Вклад в формально вычисленную величину τ_{\parallel} могут вносить также дополнительные источники вещества в центральной ловушке. Одним из них являются нагревные нейтральные пучки с потоком ускоренных атомов водорода $\Phi_{NBI} \approx 2.5 \times 10^{20} \text{ с}^{-1}$. Несмотря на то, что основным механизмом захвата быстрых нейтралов является резонансная перезарядка, которая не влияет на концентрацию ионов, парные столкновения частиц пучка с электронами и ионами плазмы приводят и к ударной ионизации. Используя сечения ионизации электронным ударом из [43] и протонным ударом из [44], можно оценить источник быстрых ионов как $\Phi_{fi} \approx 1.5 \times 10^{19} \text{ с}^{-1}$, т. е. как несущественный.

Более сильный вклад в баланс вещества в ловушке вносит ионизация остаточного водорода плазмой. По спектру быстрых нейтралов перезарядки можно оценить концентрацию атомарного водорода в плазме как $n_a / \langle n_e \rangle \approx 1/15$ (см. рис. 4 из [42]), здесь $\langle n_e \rangle$ — концентрация электронов, усредненная по ларморовской орбите быстрого иона. Ларморовский радиус иона в точке инжекции составляет $r_L = 6.3$ см, что в $t = 2$ мс

превышает радиус основной части потока плазмы, приходящего от пушки (см. рис. 4, при $R = 15$ диаметр плазмы в центральной ловушке больше в ≈ 4 раза). Поэтому заметную часть своей траектории типичный захваченный быстрый ион проводит в редкой периферийной части плазмы и $\langle n_e \rangle \approx (0.2 - 0.3)n_e(0) \approx (1 - 2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Скорость ионизации для указанных параметров плазмы составляет $\langle \sigma v \rangle \approx 1.3 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2}/\text{с}$ [45], плазма является практически непрозрачной для холодных нейтралов. Тогда поток холодного газа в плазму можно грубо оценить как $\Phi_a \approx n_a v_{Ta} S \approx (0.5 - 1) \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$, где v_{Ta} — тепловая скорость остаточного водорода, S — площадь боковой поверхности плазмы. Приведенная цифра включает атомы водорода, образовавшиеся из ионов мишенной плазмы при перезарядном захвате быстрых нейтралов нагревных пучков. Эта величина является достаточно значимой; учет дополнительной ионизации остаточного газа сокращает разницу между измеренным и ожидаемым временем продольного удержания частиц в ловушке.

Поперечный перенос в центральной ловушке является существенным. Оценка поперечного потока частиц в конце предыдущего раздела приведена для $t = 2.2$ мс в предположении о том, что дополнительные источники частиц в центральной ловушке отсутствуют. Поперечный поток частиц можно формально оценить через эффективный коэффициент диффузии как

$$\Phi_{\perp} \approx -D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} S \approx -D_{\perp} \frac{n(r_c)}{a - r_c} S = -D_{\perp} n(r_c) \frac{a}{a - r_c} 2\pi L,$$

где $S \approx 2\pi a L$ — площадь боковой поверхности плазмы, a — радиус плазмы, r_c — радиус стабилизированного центра плазмы, L — длина ловушки. Используя эту грубую оценку и величину плотности из измерений ленгмюровским зондом, получаем $D_{\perp} \approx 1.6 \text{ м}^2/\text{с}$. Для этих же параметров плазмы коэффициент диффузии Бома равен $D_B = cT / 16eV \approx 2.3 \text{ м}^2/\text{с}$. Отметим, что учет дополнительных источников частиц, которые обсуждались выше применительно к продольному удержанию, приведет к увеличению поперечного потока частиц и к соответствующему увеличению эффективного коэффициента поперечной диффузии.

Большой ларморовский радиус быстрых ионов является фактором, который дает некоторый вклад в увеличение радиального транспорта

частиц. В данных экспериментах захваченные частицы пучка не успевали термализоваться на столкновениях с электронами, а терялись в результате процесса перезарядки на фоновом газе [42]. Цепочка процессов выглядит следующим образом. Ускоренные атомы нагревного пучка ионизируются и захватываются в плазму в основном в приосевой области, где высока плотность мишенной плазмы. Далее быстрые ионы начинают тормозиться, в случайной точке своей орбиты захватывают электрон у атома фонового газа и вылетают из ловушки. В точке перезарядки остается холодный ион. Результат выглядит как смещение холодного иона на расстояние масштаба ларморовского радиуса быстрого иона, то есть на величину, соизмеримую с размером плазмы.

В целом, разработанная методика измерений потока плазмы, использующая зонды Маха и Ленгмюра, показала свою работоспособность. Эта диагностика будет далее применяться в экспериментах с многопробочной конфигурацией магнитного поля в ГОЛ-НВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа финансировалась Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рюттов Д.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14, С. 320.
2. 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>
3. Mirnov V.V., Ryutov D.D. // Nucl. Fusion. 1972. V. 12. P. 627. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/12/6/001> [with corrigenda Mirnov V. V., Ryutov D. D. // Nucl. Fusion. 1973. V. 13. P. 314. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/13/2/029>]
4. Mirnov V. V., Lichtenberg A. J. Multiple-mirror plasma confinement // Reviews of Plasma Physics, Vol. 19 / V.B. Kadomtsev (Editor), New York, 1996, P. 53.
5. Бурдаков А.В., Поступаев В.В. // УФН. 2018. Т. 188. С. 651. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.03.038342>
6. 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>
7. Амиров В.Х., Астрелин В.Т., Багрянский П.А., Беклемишев А.Д., Бурдаков А.В., Горбовский А.И., Котельников И.А., Магоммедов Э.М., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Приходько В.В., Савкин В.Я., Сквородин Д.И., Солдаткина Е.И., Соломахин А.Л., Сорокин А.В., Судников А.В., Христо М.С., Черноштанов И.С., Шиянков С.В., Щербаков В.И., Яковлев Д.В. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 831. <https://doi.org/10.31857/S0367292123600322>
8. Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov A.A. // Fusion Sci. Technol. 2015. V. 68. P. 92. <https://doi.org/10.13182/FST14-846>
9. Postupaev V.V., Batkin V.I., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Chernoshtanov I.S., Gorbovsky A.I., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Yurov D.V. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 036012. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/3/036012>
10. Иванов И.А., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Кукулин К.Н., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 856. <https://doi.org/10.31857/S0367292121090031>
11. 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. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025008. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab53c2>
12. 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>
13. Batkin V.I., Bambutsa E.E., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Gafarov M.R., and Voskoboinikov R.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. P. 030010. <https://doi.org/10.1063/1.4964166>
14. Иванов И.А., Полозова П.А., Баткин В.И., Кукулин К.Н., Куркуचेков В.В., Мельников Н.А., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н., Сквородин Д.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1059. <https://doi.org/10.31857/S0367292123601030>
15. Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chaschin M.S., and Soldatkin E.I. // Fusion Sci. Technol. 2010. V. 57. P. 351. <https://doi.org/10.13182/FST10-A9497>
16. Sidorov E.N., Batkin V.I., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Nikishin A.V., Postupaev V.V., and Rovenskikh A.F. // J. Instrum. 2021. V. 16. P. T11006. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/11/T11006>

17. Никишин А.В., Иванов И.А., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Куклин К.Н., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф. // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. С. 212. <https://doi.org/10.31857/S036729212203012X>
18. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Lykova Yu.A., Melnikov, N.A., Mekler K.I., Nikishin A.V., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Skovorodin D.I. // *Nucl. Fusion*. 2022. V. 62. P. 086003. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac69fa>
19. Hudis M., Lidsky L.M. // *J. Appl. Phys.* 1970. V. 41. P. 5011. <https://doi.org/10.1063/1.1658578>
20. Harbour P.J., Proudfoot G. // *J. Nucl. Mater.* 1984. V. 121. P. 222-228. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(84\)90127-2](https://doi.org/10.1016/0022-3115(84)90127-2)
21. Vershkov V.A., Grashin S.A., Chankin A.V. // *J. Nucl. Mater.* 1987. V. 145. P. 611. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(87\)90409-0](https://doi.org/10.1016/0022-3115(87)90409-0)
22. LaBombard B., Conn R.W., Hirooka Y., Lehmer R., Leung W.K., Nygren R.E., Ra Y., Tynan G., Chung K.S. // *J. Nucl. Mater.* 1989. V. 162. P. 314. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(89\)90288-2](https://doi.org/10.1016/0022-3115(89)90288-2)
23. Matthews G.F. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1994. V. 36. P. 1595. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/36/10/002>
24. Peterson B.J., Talmadge J.N., Anderson D.T., Anderson F.S.B., Shohet J.L. // *Rev. Sci. Instrum.* 1994. V. 65. P. 2599. <https://doi.org/10.1063/1.1144658>
25. Oksuz L., Hershkowitz N. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2004. V. 13. P. 263. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/13/2/010>
26. Соломатин Р.Ю., Грашин С.А. // *ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез*. 2017. Т. 40. №. 2. С. 55. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2017-40-2-55-60>
27. Васина Я.А., Щербак А.Н., Гаспарян Ю.М., Мирнов С.В. // *Физика плазмы*. 2018. Т. 44. С. 564. <https://doi.org/10.1134/S0367292118070065>
28. Горшунов Н.М., Потанин Е.П. // *ПТЭ*. 2018. № 4. С. 75. <https://doi.org/10.1134/S0032816218040067>
29. Ойлер А.П., Лизякин Г.Д., Гавриков А.В., Смирнов В.П. // *ЖТФ*. 2022. Т. 92. С. 1529. <https://doi.org/10.21883/JTF.2022.10.53245.139-22>
30. MacLachy C.S., Boucher C., Poirier D.A., Gunn J. // *Rev. Sci. Instrum.* 1992. V. 63. P. 3923. <https://doi.org/10.1063/1.1143239>
31. Chung K.-S. // *Nucl. Fusion*. 1994. V. 34. P. 1213. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/34/9/I03>
32. Gunn J.P., Boucher C., Devynck P., Āuran I., Dyablin K., Horaček J., Hron M., Siöckel J., Van Oost G., Van Goubergen H., Žáček F. // *Phys. Plasmas*. 2001. V. 8. P. 1995. <https://doi.org/10.1063/1.1344560>
33. Choi Y.-S., Woo H.-J., Chung K.-S., Lee M.-J., Zimmerman D., McWilliams R. // *Jap. J. Appl. Phys.* 2006. V. 45. P. 5945. <https://doi.org/10.1143/JJAP.45.5945>
34. Gosselin J.J., Thakur S.C., Sears S.H., McKee J.S., Scime E.E., Tynan G.R. // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23. P. 073519. <https://doi.org/10.1063/1.4954820>
35. Бахарев Н.Н., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Гусев В.К., Дьяченко В.В., Ильясова М.В., Киселев Е.О., Коновалов А.Н., Курскиев Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Чугунов И.Н., Шевелев А.Е., Шеголев П.Б. // *Физика плазмы*. 2020. Т. 46. С. 579. <https://doi.org/10.31857/S036729212007001X>
36. Stangeby P.C. // *Phys. Fluids*. 1984. V. 27. P. 682. <https://doi.org/10.1063/1.864677>
37. Hutchinson I.H. // *Phys. Fluids*. 1987. V. 30. P. 3777. <https://doi.org/10.1063/1.866415>
38. Hutchinson I.H. // *Phys. Rev. A*. 1988. V. 37. P. 4358. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.37.4358>
39. Chung K.-S., Hutchinson I.H. // *Phys. Rev. A*. 1988. V. 38. P. 4721. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.38.4721>
40. Chung K.-S., Bengtson R.D. // *Phys. Plasmas*. 1997. V. 4. P. 2928. <https://doi.org/10.1063/1.872424>
41. Поступаев В.В., Баткин В.И., Иванов И.А., Куклин К.Н., Мельников Н.А., Меклер К.И., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н. // *Физика плазмы*. 2024. Т. 50. С. 166. <https://doi.org/10.31857/S0367292124020021>
42. Поступаев В.В., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Бурмасов В.С., Иванов И.А., Куклин К.Н., Лыкова Ю.А., Меклер К.И., Мельников Н.А., Никишин А.В., Полосаткин С.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н., Скляр В.Ф., Сквородин Д.И. // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. С. 1005. <https://doi.org/10.31857/S0367292122600340>
43. Kim Y.-K., Irikura K.K., Rudd M.E., Ali M.A., Stone P.M., Chang J., Coursey J.S., Dragoset R.A., Kishore A.R., Olsen K.J., Sansonetti A.M., Wiersma G.G., Zucker D.S., Zucker M.A. *Electron-Impact Cross Sections for Ionization and Excitation Database*. NIST Standard Reference Database 107. NIST, 2004. <https://doi.org/10.18434/T4KK5C>
44. Hill C., Dipti, Heinola K., Dubois A., Sisourat N., Taoutiou A., Agueny H., Tőkés K., Ziaean I., Illescas C., Jorge A., Méndez L., Kadyrov A.S., Antonio N.W., Kotian A.M., Kirchner T., Leung A.C.K., Ko J., Lee J.K., Marchuk O., O'Mullane M.G., Litherland-Smith E., Pokol G.I., Asztalos O., Balazs P., Wu Y., Jia C.C.,

Liu L., Wang J.G. // Nucl. Fusion. 2023. V. 63. P. 125001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/acf5da>

45. Janev R.K., Post D.E., Langer W.D., Evans K., Heifetz D.B., Weisheit J.C. // J. Nucl. Mater. 1984. V. 121. P. 10.
[https://doi.org/10.1016/0022-3115\(84\)90096-5](https://doi.org/10.1016/0022-3115(84)90096-5)

STUDIES OF PLASMA FLOW SPATIAL ASYMMETRY USING MACH PROBE IN GOL-NB DEVICE

**E. N. Sidorov^{a,*}, V. I. Batkin^a, I. A. Ivanov^a, K. N. Kuklin^a, N. A. Melnikov^a,
S. V. Polosatkin^a, V. V. Postupaev^{a,**}, and A. F. Rovenskikh^a**

^a*Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, 630090 Russia*

**e-mail: E.N.Sidorov@inp.nsk.su*

***e-mail: V.V.Postupaev@inp.nsk.su*

The results of preliminary experiments on measuring the spatial asymmetry of plasma flows in the GOL-NB device using movable Mach probe are presented and the diagnostics used is described. In the experiments, the high-field sections were mounted in the configuration with solenoidal magnetic field. The dynamics of plasma flows was recorded which was expected in the trap: the plasma flowed from the plasma gun along the magnetic field, accumulated in the GOL-NB central trap, and then after the plasma gun was switched off, flowed out from the central trap in two directions. At time of transition from the stage of plasma accumulation to the stage of its decay, the direction of plasma flow in the input high-field section was inverted. The balance of particles in the central trap is discussed. Experiments have shown that this technique can be used for studying the effects of improving plasma confinement after switching to the multiple-mirror configuration of high-field sections, in which, according to theory, under optimal conditions, a flow of backscattered particles should arise, which will return them from the multiple-mirror sections to the confinement zone.

Keywords: plasma, open trap, GOL-NB, Mach probe