

04

Применение диагностики продуктов реакции синтеза для наблюдения перестроения функции распределения быстрых частиц в установке „Газодинамическая ловушка“

© Е.И. Пинженин

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия
 E-mail: e.i.pinzhennin@inp.nsk.su

Поступило в Редакцию 23 июня 2025 г.

В окончательной редакции 2 сентября 2025 г.

Принято к публикации 3 сентября 2025 г.

Проведены первые эксперименты по наблюдению перераспределения пространственного профиля эмиссии термоядерных протонов в установке „Газодинамическая ловушка“ в результате развития альфвеновской ионно-циклotronной неустойчивости. Такое перераспределение является следствием изменения функции распределения быстрых ионов дейтерия, популяция которых формируется в газодинамической ловушке в результате работы системы нагрева плазмы — мощной атомарной инжекции. В качестве регистраторов использовались детекторы термоядерных протонов, функция распределения моделировалась с помощью кода DOL.

Ключевые слова: газодинамическая ловушка, быстрые ионы, диагностика продуктов реакции синтеза.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.02.62062.20413

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) — это открытая осесимметричная магнитная система, предназначенная для удержания плазмы с субтермоядерными параметрами (рис. 1, *a*) [1,2]. Установка ГДЛ создана и работает в Институте ядерной физики СО РАН в Новосибирске. Научная программа ГДЛ направлена на обоснование термоядерных приложений открытой осесимметричной ловушки следующего поколения: источника нейтронов и термоядерного реактора на ее основе. Особенностью эксперимента на ГДЛ является формирование двухкомпонентной плазмы с сильно различающимися параметрами. Мишенная плазма (водородная или дейтериевая) с температурой и концентрацией 3–10 eV и $(1\text{--}7) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ соответственно создается с помощью дугового источника, установленного в одном из расширителей ГДЛ [3]. Далее в результате работы системы атомарных инжекторов электроны нагреваются до 250 eV (до 1 keV в экспериментах с СВЧ-нагревом) [4], эта плазменная компонента удерживается в столкновительном режиме. Популяция быстрых ионов формируется в результате мощной атомарной инжекции дейтерия в ловушку. Длительность работы системы нагрева составляет 5 ms. Средняя энергия быстрых ионов плазмы составляет 10 keV, максимальная энергия соответствует энергии инжекции 22 keV, концентрация до $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Результат расчета концентрации быстрых ионов приведен на рис. 1, *c*. Расчет концентрации проведен в рамках настоящей работы с помощью кода DOL [5], в качестве входных параметров используются геометрические размеры и параметры установки, профиль магнитного поля, параметры атомарной инжекции и другие. Быстрые ионы удерживаются в бесстолкновительном режиме, совершают баунс-осцилляции между

своими точками остановки (рис. 1, *b*). Их начальный угловой разброс определяется геометрической фокусировкой пучков нагревных инжекторов и составляет несколько градусов. Кинетика релаксации энергии ионов определяется их торможением на электронах теплой плазмы и рассеянием на ионах. Характерное время торможения быстрого иона дейтерия на электронах с энергией 100 eV и концентрацией $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ оценивается как $\sim 6.3 \text{ ms}$, при этом характерное время рассеяния быстрого иона на ионах мишленной плазмы на два порядка больше. Таким образом, соотношение энергии быстрых ионов, концентрации и температуры электронов таково, что в течение всего плазменного разряда быстрые ионы сохраняют малый угловой разброс.

Одним из главных пунктов научной программы ГДЛ является изучение эффектов, связанных с быстрой анизотропной плазменной компонентой [1]. В ГДЛ в режимах с максимальными плазменными параметрами наблюдаются микронеустойчивости различных типов, вызванные анизотропией функции распределения быстрых частиц. Такие неустойчивости приводят к рассеянию быстрых частиц по углам, рассеянию в конус потерь и другим эффектам. Настоящая работа посвящена первому экспериментальному наблюдению перераспределения функции распределения быстрых частиц в результате альфвеновской ионно-циклotronной неустойчивости.

Ранее альфвеновская ионно-циклotronная неустойчивость изучалась на ГДЛ теоретически и экспериментально [6,7]. С помощью азимутального набора высокочастотных магнитных зондов были определены модовый состав колебаний и их частота ($\sim 1 \text{ MHz}$). Измерялся спектр ионов, которые рассеивались в конус потерь. В ранних экспериментах влияния неустойчивости на зна-

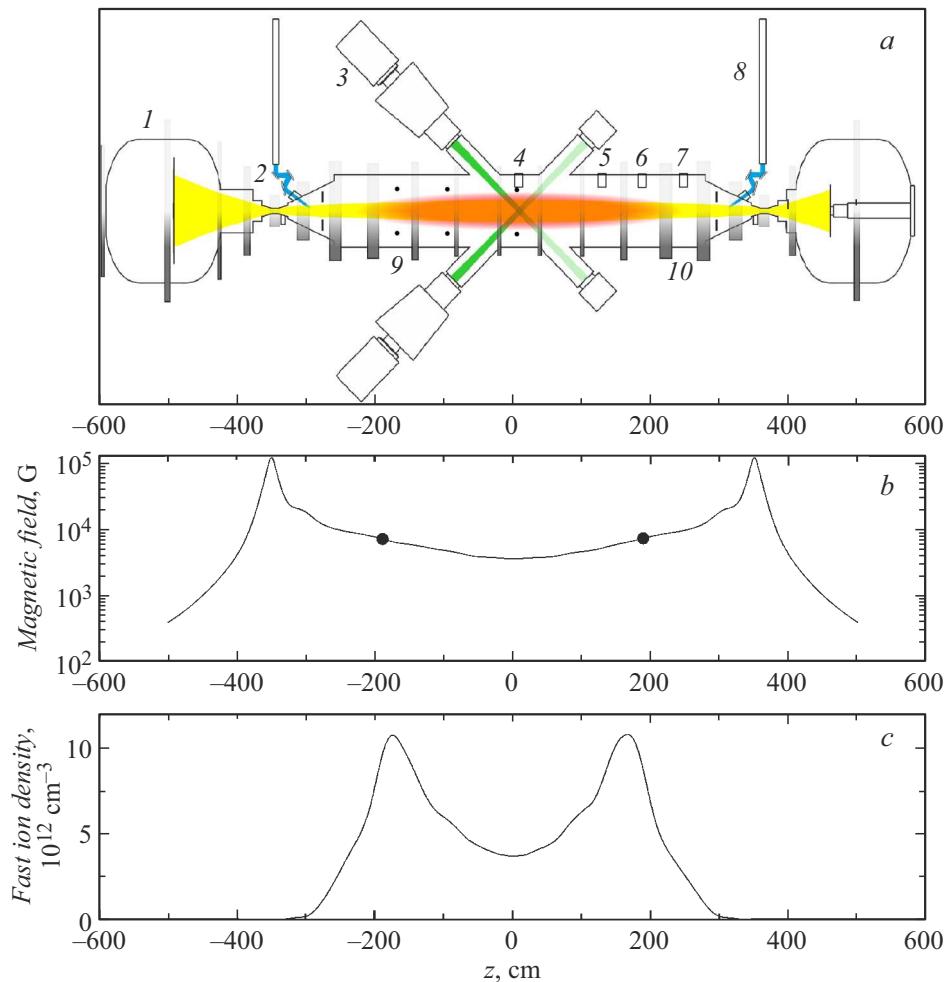
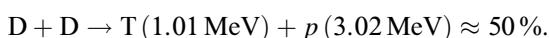
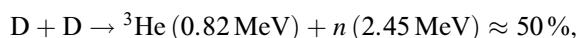


Рис. 1. *a* — схема установки ГДЛ. 1 — вакуумный бак плазмоприемника, 2 — пробочный узел, 3 — нагревной атомарный инжектор, 4 — протонный детектор в центре ($z = 0$), 5 — протонный детектор, расположенный в координате $z = 125$ см, 6 — протонный детектор вблизи точки остановки быстрых частиц $z = 175$ см, 7 — протонный детектор в координате $z = 236$ см, 8 — линия ЭЦР-нагрева (ЭЦР — электронный циклотронный резонанс), 9 — диамагнитные петли в координатах $z = 0, -100$ и -180 см, 10 — центральная ячейка ГДЛ. *b* — магнитное поле в установке ГДЛ. Точками показано поле, превышающее поле в центре в 2 раза (точки остановки быстрых ионов дейтерия). *c* — плотность быстрых ионов, рассчитанная с помощью кода DOL.

чения таких интегральных плазменных параметров, как энергосодержание быстрых частиц, выход термоядерной реакции, зафиксировано не было.

В настоящей работе помимо азимутальной сборки магнитных зондов используется недавно созданная диагностика продуктов реакции синтеза дейтерия [2]. В плазме происходят следующие реакции:



Так как сечение обеих реакций практически одинаково в интервале энергий до 100 keV, возможно регистрировать один из продуктов и делать выводы о полном количестве реакций в системе. Диагностика реакции синтеза на ГДЛ состоит из нескольких детекторных модулей, расположенных вдоль установки с переменным шагом. Расположение детекторов приведено на рис. 1, *a*

и обозначено цифрами 4—7. Детекторы регистрируют 3.02 MeV протоны. В качестве регистраторов используются диоды с тонким мертвым слоем большой площади (до 1 cm^2). Входное окно детектора закрыто алюминиевой фольгой толщиной $10 \mu\text{m}$. Фольга не прозрачна для оптического излучения, трития, ${}^3\text{He}$ и атомов, покидающих плазму, поэтому другие продукты реакции синтеза (кроме 3.02 MeV протонов) в рамках настоящей работы не регистрировались. Регистрация ведется в режиме счета отдельных частиц, что позволяет измерять абсолютное значение потока продуктов DD-реакции без дополнительных калибровок. Пространственное разрешение до нескольких десятков сантиметров обеспечивается применением пластинчатых коллиматоров из нержавеющей стали, которые в приведенных экспериментах были расположены поперек магнитного поля.

Пример осциллограммы сигнала, зарегистрированного детектором в эксперименте на ГДЛ, приведен

на рис. 2, a. Длительность пика, соответствующего одному протону, составляет 50 ns. Дополнительно на рис. 2, b приведен спектр импульсов, полученный при регистрации 3.02 MeV протонов. Максимум амплитудного распределения сдвинут на 0.23 MeV, что соответствует потере энергии протоном в алюминиевой фольге ($10\ \mu\text{m}$). Согласно оценкам, уширение линии 3.02 MeV в плазме с быстрыми ионами с начальной энергией 22 keV и функцией распределения $f(v) \propto A/v^3$ составляет ~ 260 keV на полувысоте, что соответствует зарегистрированному амплитудному спектру импульсов ~ 300 keV. Единственный пик на амплитудном спектре вблизи энергии 2.8 MeV свидетельствует о том, что другие частицы не вносят вклада в измерения.

На рис. 3, a приведена зависимость от времени значений выхода термоядерной реакции, измеренная детекторами термоядерных протонов. Временное разрешение диагностики составляет 0.1 ms и определяется временем набора статистики. В момент времени 6.2 ms на детекторе, установленном вблизи точки остановки быстрых частиц, наблюдаются резкое уменьшение количества событий и синхронный рост скорости счета на детекторах, расположенных в центре ГДЛ и за точкой остановки быстрых частиц. На диамагнитной петле, установленной вблизи точки остановки (расположение петель приведено на рис. 1, a), наблюдаются спад сигнала и рост сигнала на диамагнитных петлях вблизи центра. Эти данные приведены на рис. 3, b. Анализ сигналов магнит-

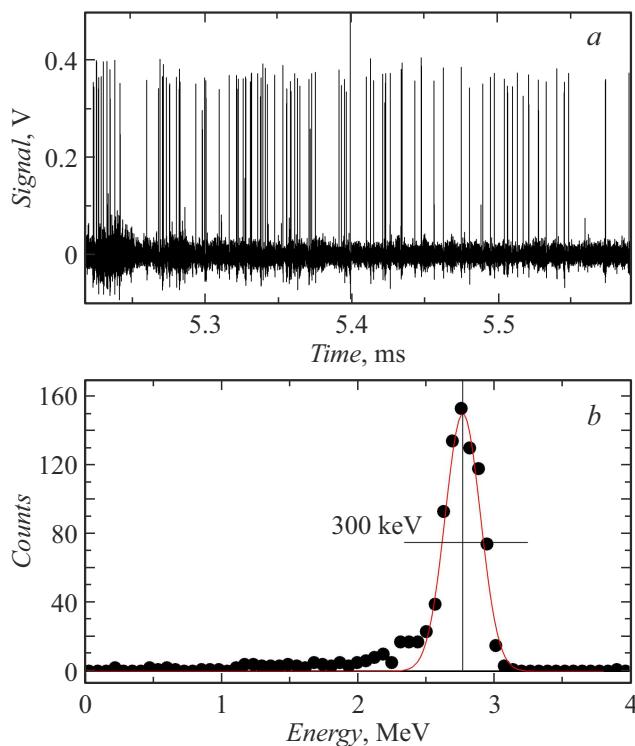


Рис. 2. a — пример сигнала протонного детектора. b — амплитудный спектр, полученный при регистрации 3.02 MeV протонов в разряде на ГДЛ.

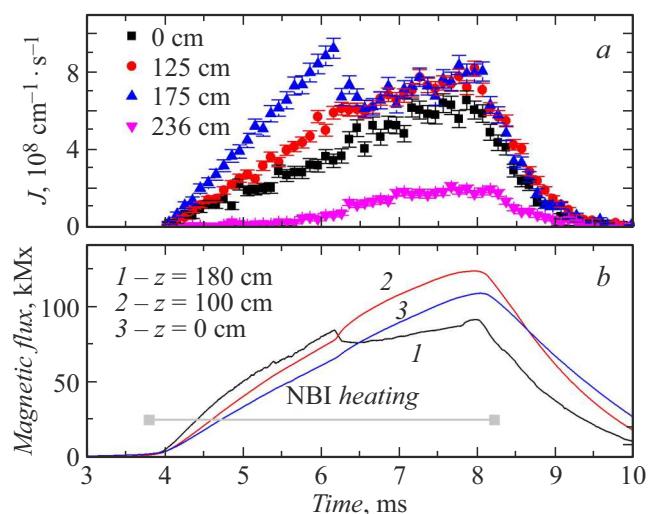


Рис. 3. a — выход реакции синтеза (с единицы длины установки), измеренный детекторами 3.02 MeV протонов, расположенными в различных координатах вдоль установки. b — магнитный поток, вытесненный плазмой (измерен диамагнитными петлями, расположенными в различных координатах вдоль установки). Дополнительно приведено время работы системы нагрева плазмы.

ных зондов свидетельствует о развитии альвеновской ионно-циклотронной неустойчивости. Отметим, что в экспериментах, в которых развитие неустойчивости не наблюдалось, выход протонов демонстрирует монотонный рост в течение всего времени работы нагревных инжекторов на каждом датчике 3.02 MeV протонов. Пример такого эксперимента приведен в [2].

На рис. 4 приведен продольный профиль выхода реакции синтеза до и после развития неустойчивости, демонстрируется значительное уменьшение пикировки выхода нейтронов (отношения сигнала на детекторе вблизи точки остановки к сигналу центрального детектора) в результате неустойчивости, что свидетельствует о модификации функции распределения быстрых частиц.

Для анализа приведенных экспериментальных данных проводилось моделирование функции распределения быстрых частиц с помощью кода DOL [5]. Для расчета функции распределения быстрых ионов в качестве входных параметров модели использовали геометрические размеры и магнитное поле установки (рис. 1, b). Были заданы энергия инъекции и токи инжекторов, а также их угловой разброс. Результатом расчета, в частности, является временная зависимость температуры электронов, которая соответствовала измеренным в эксперименте на ГДЛ значениям. Рассчитанная с помощью кода DOL функция распределения быстрых ионов для начального углового разброса нагревных инжекторов 3° приведена на рис. 4, b. Представлены данные для момента времени, соответствующего окончанию инъекции. Максимальная концентрация наблюдается в области фазового пространства вблизи захвата инъектированных атомов

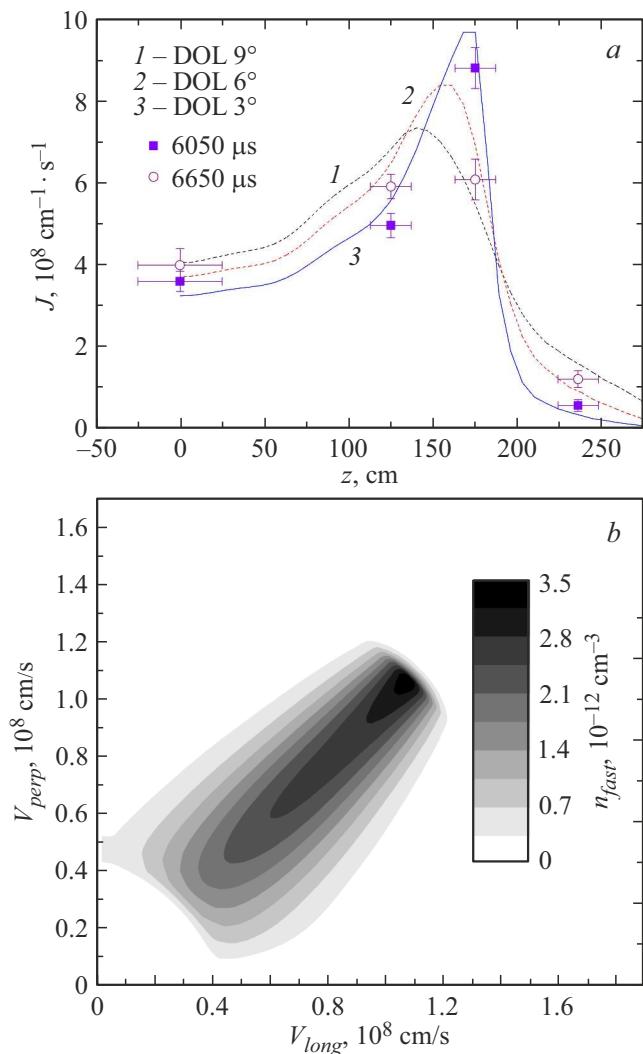


Рис. 4. *a* — продольный профиль выхода реакции синтеза до развития альвеновской ионно-циклотронной неустойчивости (квадраты) и после развития неустойчивости (кружки). Кривыми показаны результаты моделирования кодом DOL [5] для углового разброса нагревовых инжекторов от 3° до 9°. *b* — функция распределения быстрых ионов в установке ГДЛ (рассчитана с помощью кода DOL).

(22 keV, 45°). В процессе охлаждения быстрые ионы несколько рассеиваются по углам, тем не менее функция распределения остается далекой от максвелловской. Отсутствие расчетных данных для низких энергий на рис. 4, *b* объясняется особенностью кода DOL, в котором отдельно рассматриваются свойства быстрой компоненты плазмы и параметры мишенной плазмы, функция распределения которой максвелловская. Отметим, что эта особенность кода DOL не вносит существенной ошибки в приведенные далее расчетные профили выхода реакции синтеза, так как основной вклад в реакции вносят ионы с энергией, близкой к энергии инжекции, а влияние свойств мишенной плазмы мало. Далее по полученной функции распределения рассчитывался продоль-

ный профиль выхода реакции синтеза (рассчитываются реакции как между быстрыми ионамидейтерия, так и между быстрыми ионами и ионами мишенной плазмы). Модельный профиль нормировался на измеренные значения выхода DD-реакции. До развития неустойчивости измеренные и расчетные значения хорошо совпадают (квадраты на рис. 4, *a*).

Из современных представлений об альвеновской ионно-циклотронной неустойчивости следует, что неустойчивость приводит к рассеянию по углам быстрых частиц с энергией, близкой к энергии инжекции [6,7]. Для моделирования влияния неустойчивости на функцию распределения начальный угловой разброс пучков нагревовых инжекторов (один из входных параметров кода DOL) был увеличен с 3° до 6° и 9°. Продольные профили выхода реакции синтеза для указанных условий моделирования приведены на рис. 4, *a*. Показано, что уширение функции распределения быстрых частиц по углам приводит к уменьшению пикировки, которое было измерено экспериментально. Кружками на рис. 4, *a* показан измеренный профиль реакции синтеза после развития неустойчивости.

Таким образом, диагностика реакции синтеза на ГДЛ позволила измерять абсолютные значения выхода реакции синтеза с пространственным разрешением несколько десятков сантиметров, наблюдать перестроение продольного профиля интенсивности реакции синтеза. Такое перестроение моделировалось кодом DOL и соответствует уширению по углам функции распределения быстрых частиц, что подтверждает теорию альвеновской ионно-циклотронной неустойчивости. Использование диагностики для изучения влияния различных микронеустойчивостей на быстрые частицы в ГДЛ выглядит перспективным.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.А. Иванов, В.В. Приходько, УФН, **187** (5), 547 (2017). DOI: 10.3367/UFN.2016.09.037967 [A.A. Ivanov, V.V. Prikhodko, Phys. Usp., **60** (5), 509 (2017). DOI: 10.3367/UFN.2016.09.037967].
- [2] Е.И. Пинженин, В.В. Максимов, ПТЭ, № 2, 53 (2024). DOI: 10.31857/S0032816224020078 [E.I. Pinzhenin, V.V. Maximov, Instrum. Exp. Tech., **67** (2), 240 (2024). DOI: 10.1134/S0020441224700490].
- [3] Е.И. Солдаткина, П.А. Багрянский, Е.Д. Господчиков, П.В. Зубарев, С.В. Иваненко, А.Н. Квашнин, О.А. Коробейникова, А.А. Лизунов, Л.В. Лубяко, В.В. Максимов, Д.В. Моисеев, С.В. Мурахтин, А.К. Мейстер, Е.И. Пинженин, В.В. Приходько, Е.А. Пурыга, А.Л. Соломахин, А.Д. Хильченко, В.А. Хильченко, Т.А. Хусаинов, А.Г. Шалашов, Е.А. Шмигельский, *Газодинамическая ловушка: система управления и диагностический комплекс*, препринт 2025-08 (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 2025).

- [4] P.A. Bagryansky, A.V. Anikeev, G.G. Denisov, E.D. Gospodchikov, A.A. Ivanov, A.A. Lizunov, Yu.V. Kovalenko, V.I. Malygin, V.V. Maximov, O.A. Korobeinikova, S.V. Murakhtin, E.I. Pinzhenin, V.V. Prikhodko, V.Ya. Savkin, A.G. Shalashov, O.B. Smolyakova, E.I. Soldatkina, A.L. Solomakhin, D.V. Yakovlev, K.V. Zaytsev, Nucl. Fusion, **55**, 053009 (2015). DOI: 10.1088/0029-5515/55/5/053009
- [5] Д.В. Юров, В.В. Приходько, Ю.А. Цидулко, Физика плазмы, **42** (3), 217 (2016). DOI: 10.7868/S0367292116030100 [D.V. Yurov, V.V. Prikhodko, Yu.A. Tsidulko, Plasma Phys. Rep., **42** (3), 210 (2016). DOI: 10.1134/S1063780X16030090].
- [6] Ю.А. Цидулко, И.С. Черноштанов, Физика плазмы, **40** (12), 1074 (2014). DOI: 10.7868/S0367292114120075 [Yu.A. Tsidulko, I.S. Chernoshtanov, Plasma Phys. Rep., **40** (12), 955 (2014). DOI: 10.1134/S1063780X1412006X].
- [7] K.V. Zaytsev, A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, A.S. Donin, O.A. Korobeinikova, M.S. Korzhavina, Yu.V. Kovalenko, A.A. Lizunov, V.V. Maximov, E.I. Pinzhenin, V.V. Prikhodko, E.I. Soldatkina, A.L. Solomakhin, V.Ya. Savkin, D.V. Yakovlev, Phys. Scripta, **2014** (T161), 014004 (2014). DOI: 10.1088/0031-8949/2014/T161/014004