

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЕЙТЕРИЕВЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ И КРИОГЕННЫХ МОНОДИСПЕРСНЫХ МИШЕНЕЙ В КАЧЕСТВЕ НАГРУЗОК ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕГААМПЕРНЫХ Z-ПИНЧЕЙ

© 2022 г. А. В. Бухаров^а, *, В. Д. Королев^б, **

^а Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

^б Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: boukharov@mail.ru

**e-mail: korolev_vd@nrcki.ru

Поступила в редакцию 11.10.2021 г.

После доработки 25.01.2022 г.

Принята к публикации 30.01.2022 г.

На основании анализа результатов экспериментов с дейтерированными волокнами, волокнами из замороженного дейтерия и гетерогенными мишенями малой плотности можно сделать вывод, что для дальнейшего исследования излучающих Z-пинчей мультитераваттной мощности наиболее подходят монодисперсные криогенные мишени малой плотности со сложной микрогетерогенной структурой. Проведенные исследования показали, что с помощью имеющегося оборудования можно получать криогенные мишени из водорода или его изотопов следующих типов: цилиндрические “толстые” волокна длиной до 10 см и диаметром от 40 мкм до 300 мкм; “тонкие” волокна длиной от 5 см до 10 см диаметром от 30 мкм до 40 мкм и монодисперсные криогенные мишени. В общем виде криогенные монодисперсные мишени представляют собой поток твердых монодисперсных гранул из водорода или его изотопов диаметром от 10 мкм до 100 мкм, скоростью до 100 м/с, частотой появления в разрядной области от 0.01 Гц до 500 кГц. Используя выходные насадки с большим количеством выходных отверстий, можно получать монодисперсные криогенные мишени со сложной микрогетерогенной структурой, состоящие из десятков и сотен гранул. Кроме того, потоком гранул можно управлять, например фокусируя его в нужную пространственную точку. Относительный разброс мишеней по скорости и размеру не превышает 0.1%. Применение криогенных дейтериевых мишеней со сложной микрогетерогенной структурой позволит увеличить концентрацию дейтерия в мишени в несколько раз по сравнению с мишенями других типов. Высокая начальная концентрация дейтерия и эффективная ионизация вещества мишени могут привести к значительному увеличению нейтронного выхода ввиду степенной зависимости выхода от концентрации ($Y \sim n^2$). Дополнительными факторами, которые могут позволить существенно увеличить нейтронный выход являются: степенная зависимость нейтронного выхода от величины разрядного тока и переход от мишени из дейтерия к мишени из смеси дейтерия с тритием.

Ключевые слова: инерциальный термоядерный синтез, дейтериевая плазма, Z-пинчи, монодисперсная криогенная мишень, микрогетерогенная структура, нейтронный выход

DOI: 10.31857/S0367292122200021

1. ВВЕДЕНИЕ

На современном этапе развития основной и наиболее актуальной проблемой управляемого термоядерного синтеза (УТС) становится разработка и построение демонстрационных реакторов с положительным выходом энергии $Q > 1$. Решение этой проблемы развивается в двух основных направлениях, отличающихся различными способами удержания горячей термоядерной плазмы: магнитный термоядерный синтез (МТС) и инерциальный термоядерный синтез (ИТС).

В случае МТС разогретая дейтериевая или дейтерий-третиевая плазма должна длительное время удерживаться квазистатическим образом с помощью сильного магнитного поля в установке токамак. Плотность плазмы невелика, и критерий Лоусона, определяющий условие возникновения термоядерной реакции, достигается за счет большого энергетического времени жизни плазмы. Для D–T-реакции критерий Лоусона связывающий конечную плотность плазмы n и время ее удержания τ , выглядит следующим образом:

$$n \cdot \tau \geq 10^{14} \text{ с/см}^3. \quad (1)$$

Токамак имеет характерный размер плазмы порядка нескольких метров и относительно низкую плотность плазмы $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. При этом реактор МТС будет работать практически в стационарном режиме. Самые известные установки этого типа: Т-10 (Россия), PLT (США), DIII-D и TFTR (США), ASDEX (Германия), TFR (Франция), JT60-U (Япония), JET (Великобритания) и ИТЭР.

На токамаке TFTR (США) в экспериментах с дейтерий-тритиевой ($D-T$) плазмой, помещенной в тороидальное магнитное поле $B = 4.6-5.5$ Тл при токе $I = 0.6-2.7$ МА была получена максимальная мощность термоядерного синтеза 10.7 МВ со следующими характеристиками: концентрация плазмы $3.3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, ионная температура $T_i = 20-40$ кэВ и электронные температуры $T_e = 10-12$ кэВ. При этом наибольшее энергетическое время удержания составило 0.27 с, а нейтронный выход 7.2×10^{17} нейтронов/с. Коэффициент усиления Q (отношение термоядерной мощности к мощности внешнего нагрева), примерно был равен 0.15 [1].

В серии экспериментов с дейтерий-тритиевым топливом на токамаке JET (Англия) с использованием комбинированного нагрева (инжекция нейтральных частиц, ионно-циклотронный резонанс) в магнитное поле $B = 2.8$ Тл при токе $I = 3.1$ МА была получена плазма со следующими характеристиками: температура ионов $T_i = 18.5$ кэВ, температура электронов $T_e = 10.5$ кэВ, концентрация $5.1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Время удержания составило 0.33 с, а нейтронный выход 7.2×10^{17} нейтронов/с [2].

Реализуемость подхода на основе МТС должна быть окончательно продемонстрирована в ходе реализации проекта по созданию международного термоядерного экспериментального реактора ИТЭР. Проект основан на совместных работах по проектированию и поддержке термоядерного магнитного реактора и физико-технологических исследованиях, выполненных четырьмя группами участников — Европейский Союз, Япония, Российская Федерация и Соединенные Штаты Америки. Ожидается, что в результате реакции $D-T$ будет произведена значительная термоядерная мощность (~ 500 МВт) с высоким коэффициентом термоядерного усиления $Q > 10$ при длительном горении в течение 300–500 с [3].

В отличие от МТС в ИТС плазма ничем не удерживается, кроме собственной инерции. В этом случае выполнение критерия Лоусона достигается не за счет длительного удержания плазмы, а за счет увеличения ее плотности. К установкам ИТС типа относятся Z-пинчи и лазерные или тяжелоионные драйверы. Основная физическая задача этого направления на ближайшее будущее — получение высокой степени сжатия в таком ма-

лом количестве топлива, нагретого до термоядерных температур, которое позволит использовать выделившуюся термоядерную энергию.

Большинство работ по лазерному термоядерному синтезу с инерционным удержанием (ICF) основаны на условии, что во время максимального сжатия кинетическая энергия сжимающейся оболочки преобразуется во внутреннюю энергию в центральной локальной области (горячая точка). Термоядерный синтез инициируется в горячей точке (ГТ), а затем фронт термоядерного горения распространяется в основное топливо. Зажигание достигается только при нагреве ГТ α -частицами с энергией 3.5 МэВ, образованными в реакции дейтерий-тритиевого синтеза. Переданная энергия α -частицами в ГТ компенсирует тормозное излучение, электронную проводимость и другие потери энергии. Теоретический термоядерный выход может в 1000 раз превышать кинетическую энергию, поступающую в дейтерий-тритиевое топливо только за счет имплозии оболочки.

В экспериментах по лазерному термоядерному синтезу на установке NIF (США) с криогенными слоистыми $D-T$ -мишенями при полной лазерной энергии 1.5 МДж и длительности лазерного импульса 7.5 нс были зафиксированы следующие параметры в горячей точке: давление 360 Гбар и температура 4.7 кэВ. Термоядерная энергия составила 54 кДж, а нейтронный выход достиг рекордного значения 2.4×10^{16} [4].

Первыми системами ИТС были Z-пинчи [5]. В этих системах необходимое для выполнения критерия Лоусона сжатие плазмы планировалось получить в результате пропускания через газовую смесь дейтерия с тритием большого электрического тока, создаваемого разрядом конденсаторной батареи. Эксперименты с использованием разряда конденсаторных батарей получили широкое распространение в различных странах, начиная с середины прошлого века. В ходе экспериментов было установлено, что для реализации критерия Лоусона необходимы разрядные токи большей величины, чем те, которые можно было получить от имевшихся на тот момент конденсаторных батарей [6].

В настоящее время, в связи со значительным прогрессом в создании мощных наносекундных генераторов тока мегаамперного диапазона, системы с Z-пинчами вновь оказались востребованы. Новые генераторы дают возможность стартовать с малых радиусов мишеней (~ 1 мм) и при высокой начальной плотности (близкой к плотности твердого тела). Это позволяет значительно увеличить интенсивность нейтронного излучения, возникающего в результате сжатия быстрым Z-пинчем локальных высокотемпературных плазменных областей с характерным раз-

мером ~ 100 мкм. Высокая интенсивность нейтронного потока является необходимым условием для осуществления термоядерного горения в Z -пинче [7].

Прогресс, достигнутый в технике сильноточных наносекундных генераторов, позволивший развивать токи до 20 МА, открыл новые возможности в исследованиях по Z -пинчам. Высокая скорость нарастания тока, превышающая 10^{14} А/с в нагрузке, позволяет перейти к исследованиям Z -пинчей с малыми (несколько миллиметров) начальными радиусами и высокими плотностями (вплоть до плотности твердого тела). Во многих странах мира построены сильноточные ускорители, наиболее известными из них являются: SATURN ($I = 8$ МА, США), Z ($I = 26$ МА, США), С-300 ($I = 3$ МА, Россия), АНГАРА-5-1 ($I = 5$ МА, Россия) и ГИТ-12 ($I = 3$ МА, Россия).

В настоящее время в экспериментах с пинчами получены высокие нейтронные выходы [4–7]. На установке Ангара-5-1 ($I = 2$ МА, $\tau = 140$ нс) в исследованиях по сжатию дейтериевой струи диаметром 3 мм формировался пинч диаметром ~ 1 мм с плотностью 3×10^{20} см³ и температурой 0.7–1 кэВ. Нейтронный выход составил 10^{12} [5].

В экспериментах по сжатию двух полых коаксиальных дейтериевых струй диаметром 1–2 см и 2–4 см, выполненных на установке Z при токе 17.6 МА в 2007 г., был получен высокий нейтронный выход 6×10^{13} [6]. В результате сжатия формировался пинч диаметром 7 мм. Температура и концентрация ионов в плазме пинча были, соответственно, равны 2.2 кэВ и 2.4×10^{20} см⁻³.

В экспериментах по исследованию сжатия газовых струй появилась проблема с формированием пинча с высокими параметрами: плотностью и температурой, необходимыми для осуществления ИТС. Решение этой проблемы было предложено в проекте MagLIF (Magnetized Liner Inertial Fusion). В концепции MagLIF мишень представляет собой сложную структуру, состоящую из бериллиевой цилиндрической оболочки, наполненной дейтерием под давлением до 20 атм. После предварительного нагрева лазерным излучением с энергией 2.5 кДж и длительностью 4 нс через мишень с приложенным аксиальным магнитным полем для уменьшения потерь в проводимости во время имплозии пропускается наносекундный импульс тока. Возникшее при этом магнитное поле сжимает оболочку и находящийся в ней ионизованный газ.

При протекании тока до 20 МА на установке Z (США) был получен наибольший на настоящий момент нейтронный выход в Z -пинчах более 10^{13} [7]. В результате сжатия дейтериевого газа заполнявшего бериллиевую цилиндрическую оболочку с внутренним радиусом 2.3 мм, формировался

плазменный пинч с температурой ионов до $T_i \approx 4.1$ кэВ, с поперечным размером 60–120 мкм и длиной 6 мм [6]. В этих экспериментах наблюдались изотропные и почти гауссовские нейтронные спектры и изотропный нейтронный выход, что свидетельствовало о термоядерном механизме генерации нейтронов.

Из сравнения наиболее значимых достижений экспериментальных установок МТС и ИТС по удержанию термоядерной плазмы видно, что оба типа систем уже вплотную подошли к порогу с возможным положительным выходом энергии $Q > 1$.

Для получения требуемого положительного выхода за счет сжатия и нагрева топлива в реакторе ИТС необходимо увеличить плотность дейтерия в мишенях, т.е. необходим переход от газовых мишеней к криогенным топливным мишеням. Кроме того, необходимо, чтобы топливо подавалось в центре реакторной камеры с частотой ~ 10 Гц (лазерный или тяжелоионный драйвер) или 0.1 Гц (Z -пинч). Поэтому в настоящее время быстрыми темпами развиваются направления исследований, связанные с разработкой частотных методов формирования криогенных топливных мишеней.

Ниже представлен обзор литературы по использованию в Z -пинчах криогенных топливных мишеней разного типа. На основании анализа результатов обзора сформулирована концепция возможного использования в Z -пинчах нового типа криогенных топливных мишеней со сложной микрогетерогенной структурой – монодисперсных криогенных мишеней, получаемых на основе метода вынужденного капиллярного распада и обладающих высокой стабильностью по массе, возобновляемостью и возможностью создания сложных пространственных структур.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ТОНКИМИ ДЕЙТЕРИРОВАННЫМИ НИТЯМИ И НИТЯМИ ИЗ ЗАМОРОЖЕННОГО ДЕЙТЕРИЯ

Твердотельный дейтерий по своим физическим характеристикам является идеальным веществом для получения ядерной реакции синтеза. Мишени из дейтерия ввиду близости их химического состава с мишенями из $D-T$ -смеси позволяют наиболее адекватно моделировать процесс сжатия плазмы, образованной при протекании тока через $D-T$ -смесь. В силу этого, криогенные дейтерированные мишени могут рассматриваться, как наиболее подходящие для использования в качестве мишеней в сильноточных генераторах в экспериментах по инерциальному синтезу.

Предложения по созданию высокотемпературной плотной плазмы с термоядерными

параметрами, основанные на максимальном усилении перетяжной неустойчивости при протекании тока через профилированную цилиндрическую нагрузку из $D-T$ -смеси, инициировали исследования по изучению перетяжки в Z -пинче [7, 8]. В этих работах для осуществления зажигания термоядерного топлива предлагалось нагреть плазму, созданную в предварительно сформированной перетяжке до высокой плотности и температуры >10 кэВ при пропускании тока $I > 10$ МА через столбик из конденсированной $D-T$ -смеси. Если размер горячей плазмы, умноженной на ее плотность, превысит значение $(0.2-0.5) \text{ г} \cdot \text{см}^2$, то выделяющаяся энергия превысит вложенную. В [9] показано, что эффект распространения волны горения за счет термоядерного тепловыделения в Z -пинче сильно зависит от величины тока, и при токах $I > 30$ МА возможен вариант распространения волны термоядерного горения от областей перетяжки до областей Z -пинча, выполненного на основе $D-T$ -мишени и диаметром ~ 1 мм. Численные расчеты показали, что для распространения волны горения вдоль Z -пинча необходимо в перетяжке получить плазму с диаметром примерно несколько микрон, с температурой выше 5 кэВ и плотностью $> 0.25 \text{ г} \cdot \text{см}^2$. По нейтронному выходу с единицы высоты Z -пинча можно определить, насколько данный разряд близок к возможности инициирования волны термоядерного горения в Z -пинче из $D-T$ -смеси. Ввиду близости химического состава нагрузки из дейтерия и $D-T$ -смеси эксперименты с мишенями из чистого дейтерия с плотностью близкой к плотности твердого тела позволяют более адекватно моделировать процесс сжатия плазмы, образованной при протекании тока через столбик из $D-T$ -смеси.

Условием достижения параметров плазмы, достаточных для инициирования волны термоядерного горения вдоль Z -пинча из $D-T$ -смеси является получение в разряде Z -пинча за время инерционного удержания нейтронного выхода Y_{DD} в результате $D-D$ реакции равного [9]:

$$Y_{DD} > Y^* = 1.67 \times 10^{13} h \cdot I^2, \quad (2)$$

где: I (МА) – ток пинча, h (см) – длина области, излучающей нейтроны. Характерно, что при токе $I = 30$ МА и достаточно малой длине перетяжки ($h = 10$ мкм), излучающей нейтроны, необходимый нейтронный выход $Y_{DD} = 2 \times 10^{13}$ нейтронов.

Из расчетов, выполненных в рамках двумерной идеальной МГД-модели Z -пинча [10], следует, что наиболее важным следствием непрерывного образования плазмы в области шейки является перехват тока вновь образующейся плазмой. Величина тока на оси, в области с радиусом 50 мкм, в течение процесса плазмообразования не превышает половины от общего тока. После

прекращения этого процесса в течение нескольких наносекунд почти весь ток сосредотачивается в указанной области, что сопровождается резким увеличением температуры плазмы. Процесс постепенного образования плазмы стабилизирует Z -пинч по отношению к перетяжке. Это явление обеспечивает существование устойчивого состояния пинча в течение времени, когда ток в пинче повышается до максимального значения.

Проведенные исследования [10] продемонстрировали глубокое развитие перетяжки ($R/r = 20$) при протекании тока в диапазоне 1–3 МА с фронтом нарастания 100 нс через профилированные гетерогенные нагрузки. Подбором плотности и конфигурации нагрузки удалось добиться согласования темпа сжатия с длительностью нарастания тока и формирования горячей плазмы. В области шейки формировалась высокотемпературная плотная плазма с параметрами близкими к термоядерным ($n_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $T_i \approx 6$ кэВ, $r = 20$ мкм) [10]. В результате анализа лазерного зондирования был сделан вывод о том, что периферийная плазма малоподвижна и не приводит к заплыванию области шейки к моменту сжатия плазмы. Из результатов высокоскоростного и интегрального фотографирования плазмы в ВУФ и МР-излучения следует, что процесс плазмообразования носит затянутый во времени характер. Это находится в согласии с двумерными численными расчетами [10].

Теоретическое обоснование возможности использования в Z -пинчах мишеней из твердого водорода представлено в работах [11, 12]. В них теоретически рассмотрен вопрос о возможности осуществления зажигания термоядерной реакции в перетяжке Z -пинча с дальнейшим распространением горения на весь пинч через столбик из конденсированной замороженной $D-T$ -смеси плотностью 0.2 г/см^3 и начальным диаметром 1 мм. Показано, что эффект распространения волны горения за счет термоядерного тепловыделения в Z -пинче сильно зависит от величины тока, и при токах $I > 30$ МА возможен вариант распространения волны термоядерного горения от областей перетяжки до областей Z -пинча, выполненного на основе $D-T$ -мишени с начальным диаметром ~ 1 мм [13].

Первые установки по получению криогенных дейтерированных мишеней (экструдеры дейтериевых волокон) были созданы в конце восьмидесятых годов прошлого века в двух лабораториях США – Научно-исследовательской лаборатории ВМС США (NRL) и Лос-Аламосской национальной лаборатории (LANL). Установки отличались конструкционно, но имели общий принцип получения тонких одиночных волокон – выдавливание через тонкие сопла предварительно замороженного дейтерия.

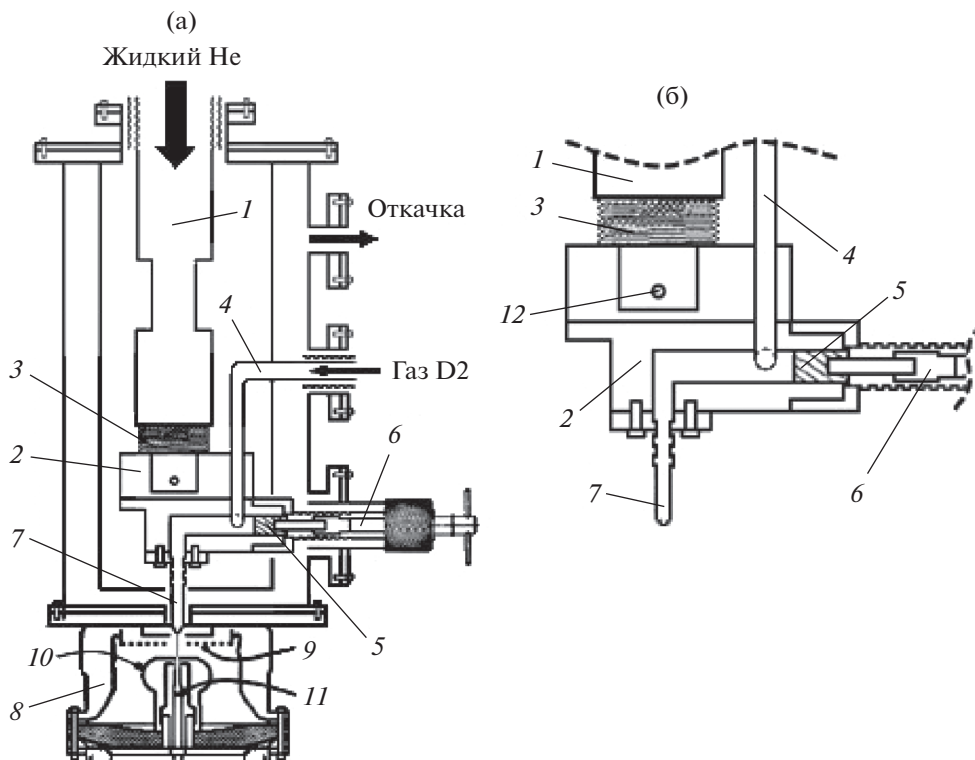


Рис. 1. Элементы экструдера (а), разработанного в Научно-исследовательской лаборатории ВМС США (NRL) и конструкция (б) блока замораживания, сопла и элементов системы выдавливания: 1 – криостат, 2 – блок замораживания, 3 – нагреватель, 4 – входная стальная трубка, 5 – поршень, 6 – вал, 7 – экструзионное сопло, 8 – вакуумная камера, 9 – верхний электрод, 10 – электрод, 11 – сборник, 12 – термометр.

В NRL были созданы два варианта экструдеров [14, 15]. Принцип получения волокон в обоих вариантах одинаков, но второй, проще по конструкции, поскольку в нем используются в основном готовые элементы.

Элементы экструдера и конструкция его отдельных элементов показаны на рис. 1а. Более подробно конструкция блока замораживания, сопла и элементов системы выдавливания показана на рис. 1б.

Охлаждающий жидкий гелий поступает в криостат 1 через вакуумно-изолированную транспортирующую линию. Гелий заполняет криостат, охлаждает верхнюю часть замораживающего блока 2 и затем удаляется из криостата. Температура внутри криостата и в блоке замораживания контролируется с помощью кремниевого диодного термометра 12. Для изменения температуры блока замораживания используется специальный нагреватель 3, расположенный на нижнем торце гелиевого криостата. Термометр и нагреватель подключены к цифровой системе регулирования температуры, которая автоматически поддерживает нужное значение температуры. Дейтерий вводится в блок замораживания через стальную трубку с тонкой стенкой 4. Давление

для экструзии замороженного дейтерия создается поршнем 5, приводимым в движение с помощью вала 6. Для предотвращения внешних теплопритоков приводной вал располагается внутри специального вакуумного кожуха. Экструзионное сопло 7 (рис. 1б) состоит из длинной тонкой трубки, припаянной к диску. Такая конструкция позволяет быстро производить замену экструзивных сопел.

Процесс получения волокон выглядит следующим образом. Перед началом работы производится откачка блока замораживания и вакуумной камеры до давления чуть меньше 10^{-9} бар. Как только система откачана, блок замораживания заполняется дейтерием при давлении 2.7 бар и начинается охлаждение блока до температуры 4.2 К. После того как дейтерий заморожен, температура блока поднимается до 11 К. В результате твердый дейтерий становится пластичным и его можно экструдировать через сопло в вакуумную камеру.

Используя экструзивные сопла различного диаметра, можно выдавливать волокна длиной до 10 см и диаметром от 40 мкм до 300 мкм. Образующееся на выходе сопла волокно под действием силы тяжести и через несколько минут отрывает-

ся от сопла. Новое волокно может быть получено сразу после отрыва предыдущего.

Экструдер, описанный выше, был использован на установках NRL в экспериментах по исследованию Z-пинчей. Согласование работы экструдера и экспериментальных установок по исследованию Z-пинчей осуществлялось следующим образом. В вакуумную камеру 8 (рис. 1а) волокно через отверстие в верхнем электроде 9 попадало в межэлектродную область. К электроду 10 прикладывалось высокое напряжение, волокно пробивалось, и образовывалась сжимающаяся плазма. Часть неиспарившегося волокна через отверстие в нижнем электроде попадала внутрь сборника 11, испарялась в нем и таким образом удалялась из рабочей зоны установки.

В работах [16–18] были представлены результаты экспериментов, выполненных с тонкими волокнами из замороженного дейтерия на установках POSEIDON ($I = 640$ кА, $\tau = 130$ нс) и ZFX ($I = 920$ кА, $\tau = 840$ нс). Волокно экструировалось в вакуумную камеру в зазор между двумя электродами толщиной 5 см, на который подавалось напряжение 400–600 кВ. В результате пробоя волокна в течение 10 нс формировался проводящий пинч. На установках POSEIDON [16, 17] и ZFX [18] при малой скорости нарастания тока, при электрическом разряде в замороженных нитях диаметром от 40 мкм до 125 мкм, были обнаружены две фазы сжатия пинча. В течение первой стабильной фазы удержания наблюдалась повышенная устойчивость образующегося плазменного канала, которая длилась 10 и 100 альфвеновских времен в экспериментах на установках POSEIDON и ZFX, соответственно. В следующей динамической фазе, из-за развития гидродинамической неустойчивости с нулевой модой, плазменный канал разбивался на отдельные высокотемпературные образования, получивших название горячие точки (ГТ), с температурой (0.4–1) кэВ. Появление пространственно-разделенных ГТ сопровождалось одновременным возникновением рентгеновского и нейтронного излучений. Были зарегистрированы нейтроны с энергией 2.45 МэВ. На обеих установках наблюдалась сильная зависимость нейтронного выхода Y от величины тока I : $Y \approx I^{10}$ на установке POSEIDON при изменении тока от 300 кА до 640 кА и $Y \approx I^5$ на установке ZFX при изменении тока от 300 кА до 900 кА. При этом полный выход достигал 4×10^9 нейтронов за импульс. По мнению авторов [16, 17] и результатам анализа [19, 20], зависимость от тока и генерация основной части нейтронного излучения в этих экспериментах связана с образованием на оси локальных областей (перетяжек) с высокой температурой и плотностью. Одновременно со сжатием пинча в области перетяжек происходило быстрое радиальное

расширение областей, чередующихся с перетяжками. Это приводило к нарушению дальнейшего устойчивого сжатия всего пинча.

Экструдер, разработанный в LANL, имеет более сложную, по сравнению с экструдерами NRL, конструкцию [21]. Элементы экструдера и конструкция его отдельных элементов показаны на рис. 2а.

Основным элементом экструдера является криостат, состоящий из внешнего корпуса 1 и двух охлаждающих ванн – азотной 2 и гелиевой 3. Блок замораживания 4 располагается внутри гелиевой ванны. Нижняя часть блока припаяна ко дну гелиевой ванны и имеет температуру близкую к 4 К. Верхняя часть блока связана с верхней частью азотной ванны и имеет температуру 80 К. Такой перепад температур между верхней и нижней частями блока обеспечивает замерзание дейтерия только внутри блока замораживания. Дейтерий вводится в блок замораживания через трубку, соединенную с системой обеспечения газообразным дейтерием. Давление для экструзии замороженного дейтерия создается поршнем 5, приводимым в движение с помощью вала 6. Для предотвращения внешних теплопритоков вал располагается внутри специального вакуумного кожуха, связанного с верхом вакуумной камеры через скользящее уплотнение. Экструзионное сопло 7 (рис. 2а и 2б) состоит из капилляра, впаянного в латунный корпус.

Перед началом работы производится откачка всех элементов экструдера и заполнение азотной и гелиевой ванн. После охлаждения нижней части блока замораживания до 4 К блок замораживания заполняется газообразным дейтерием. После того как дейтерий заморожен, включается нагрев сопла и температура блока замораживания поднимается до 14 К. В результате, твердый дейтерий становится пластичным и его можно экструировать через сопло в вакуумную камеру.

С помощью описанного выше экструдера можно выдавливать в течение нескольких минут волокна длиной от 5 см до 10 см и диаметром от 30 мкм до 40 мкм. Новое волокно может быть получено сразу после отрыва предыдущего. Согласование работы экструдера и экспериментальных установок осуществлялось тем же способом, что и в установках NRL. Подробный вид сопряжения экструдера и экспериментальных установок показан на рис. 2б.

Важным конструкционным отличием экструдера созданного LANL от экструдеров, созданных в NRL, является наличие оптического канала 12 для лазерной предионизации. Конструкция оптического канала, и его основные элементы представлены на рис. 2б.

Экструдер был использован в экспериментах на импульсном сильноточном генераторе HDZP-II

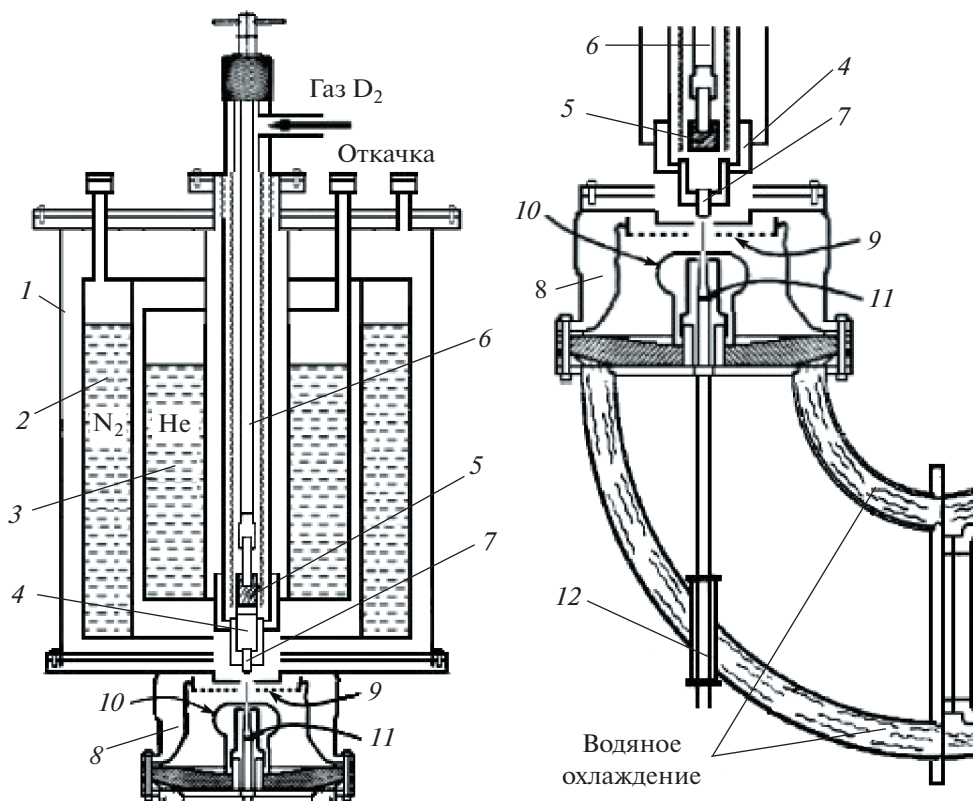


Рис. 2. Элементы экструдера (а), разработанного в Лос-Аламосской национальной лаборатории (LANL) и конструкция (б) блока замораживания, сопла и элементов сопряжения экструдера с оптическим каналом: 1 – внешний корпус, 2 – азотная ванна, 3 – гелиевая ванна, 4 – блок замораживания, 5 – поршень, 6 – вал, 7 – экструзионное сопло, 8 – вакуумная камера, 9 – верхний электрод, 10 – электрод, 11 – сборник, 12 – оптический канал.

($I = 1.2 \text{ MA}$, $1 \tau = 100 \text{ нс}$). В экспериментах изучалась динамика сжатия Z-пинчей, созданных при протекании тока с амплитудой 600–800 кА. Экструдер волокон располагался непосредственно над заземленным электродом 9 (рис. 2а, б). Межэлектродный зазор составлял 5 см, давление в камере было 10^{-9} бар. Часть неиспарившегося волокна удалялась из рабочей зоны установки тем же способом, что и в установках NRL.

В ходе экспериментов было установлено, что при протекании через волокна тока $I = 600\text{--}800 \text{ кА}$ в начальный момент наблюдалось быстрое расширение плазмы, при этом радиус изменялся почти на порядок величины [22]. К 20 нс развивалась перетяжная неустойчивость, которая разрушала плазменный пинч в направлении вдоль оси. Измеренная температура плазмы в перетяжках превышала 10 кэВ. Зарегистрированное в этих экспериментах жесткое рентгеновское излучение свидетельствовало о появлении в плазме “убегающих” электронов. Максимальный нейтронный выход 8×10^9 был получен при токе $I = 0.8 \text{ MA}$.

Практика использования в исследованиях Z-пинча мишеней из тонких волокон замороженного дейтерия показала их высокую эффективность. Однако необходимо отметить и ряд существенных недостатков этого направления: сложная конструкция экструдеров и влияние внешних факторов на стабильность формы и размера волокна. Попытка ухода от этих проблем привела к использованию заранее изготовленных и стабильных при комнатных температурах дейтерированных волокон – полимерных нитей, состав которых обогащен дейтерием.

Первые эксперименты по нагреву дейтерированных волокон с целью получения термоядерных нейтронов были выполнены в работах [23–25]. На установке Дон ($I = 150 \text{ кА}$, $\tau = 80 \text{ нс}$) при протекании тока через тонкие волокна из дейтерированного полиэтилена толщиной 10 мкм был получен нейтронный выход $10^6\text{--}10^7$, который резко падал при увеличении диаметра до 30 мкм [25]. Нейтронный импульс длительностью 80 нс состоял из нескольких коротких пиков. Такая форма импульса, по мнению авторов, объясняется гене-

рацией нейтронов отдельными перетяжками, об-
разующимися в различные моменты времени.

На установке MAGPIE ($I = 1.8$ MA, $\tau = 150$ нс) [26] были выполнены эксперименты по изучению временного развития плазменной короны Z-пинча на мишенях из криогенных дейтериевых волокон и мишенях из углеродных волокон. Мишени имели различные диаметры (100 мкм – замороженные дейтериевые волокна, 7 и 33 мкм – углеродные волокна) и длины (2–3 см). Экспериментальные данные показывают, что параметры короны плазмы Z-пинча, сформированные из криогенного дейтериевого и углеродного волокон с различными диаметрами, фактически не зависели от материала и начального диаметра волокон. В выполненных экспериментах плазма короны расширялась с постоянной скоростью 5×10^6 см/с. На лазерных шлиренах и теневых фотографиях развитие неустойчивости с нулевой модой в короне наблюдалось с самого начала разряда, в основном, с длиной волны ~ 1 мм. Амплитуда возмущений плотности и диаметра короны увеличивалась со временем. Во время возникновения рентгеновского излучения из центральной плотной плазмы на шлирен-снимках регистрировалась плазма короны с намного меньшей плотностью. Яркие пятна, обнаруженные на рентгеновских фотографиях, возникали из-за развития перетяжек в плотном керне пинча. Было также изучено влияние тока предимпульса с амплитудой 30 кА, приложенного за 200 нс перед основным импульсом. Преионизация волокна током предимпульса влияла на динамику короны плазмы в течение первых 80 нс разряда, скорость расширения плазмы короны уменьшалась приблизительно в 2 раза в течение начальной фазы разряда. Было установлено, что ток предимпульса превращает только 1% волокна в плазму. Эксперименты с током предимпульса не показали существенного улучшения стабильности пинча после разряда, когда ток достигал мегаамперного уровня. По мнению авторов, эксперименты с лучшим контролем количества плазмы, созданной вокруг волокна, были бы интересны при поиске более устойчивой конфигурации пинча. Возможно, более эффективная преионизация волокна улучшит стабильность Z-пинча, инициированного из криогенных волокон. Из анализа экспериментальных результатов исследования сжатия Z-пинчей, выполненных на основе криогенного дейтерия было установлено, что динамика плазмы в них близка к дейтериевым и углеродным нитям микронного размера [26].

В экспериментах с тонкими дейтерированными углеродными волокнами диаметром 50–200 мкм на установках GAMBLE-II ($U = 1$ МВ, $I = 0.7$ MA, $\tau = 50$ нс) [24], KALIF ($U = 1.8$ МВ, $I = 0.8$ MA, $\tau = 60$ нс) [27] и MAGPIE ($I = 1.4$ MA, $\tau = 150$ нс) исследовались параметры нейтронно-

го излучения в зависимости от диаметра волокон [26].

На установках GAMBLE-II исследовалось сжатие Z-пинчей на дейтерированных углеродных волокнах диаметром 8–400 мкм и длиной 3 см. Было обнаружено, что при диаметрах, меньших 50 мкм регистрируются широкие нейтронные импульсы величиной порядка МэВ, что указывает на появление ионов с высокой энергией [24]. Высокоэнергичные ионы были зарегистрированы как в радиальном, так и в аксиальном направлениях. Энергия дейтронов достигала 10 МэВ. Возникновение ионов с такой высокой энергией связано с развитием перетяжек. При увеличении диаметра волокон больше 50 мкм регистрировались нейтроны с энергией 2.45 МэВ, спектр которых соответствовал тепловому распределению сталкивающихся ионов. Анизотропия нейтронного излучения (отношение нейтронного выхода вдоль оси пинча к нейтронному выходу, измеренному под углом 90° к оси) была невысокой 0.9–1.2. При изменении диаметра волокон от 25 мкм до 100 мкм нейтронный выход уменьшался от 10^{10} до 10^9 . Из результатов измерений на GAMBLE-II следовало, что интегральный по времени нейтронный выход зависел от наличия специально созданного предимпульса ($U > 200$ кВ, $I = 50$ кА, $\tau = 20$ нс), предшествующего на 100 нс основному импульсу напряжения. В разрядах с предимпульсом нейтронный выход был выше, чем в его отсутствие. Это было связано с более высокой концентрацией тока вблизи оси разряда. В обоих случаях (с предимпульсом и без) плазменный столб состоял из центрального светящегося ядра диаметром несколько миллиметров и слабосветящегося “гало” с диаметром примерно 10 мм, который слабо расширялся. Благодаря более высокой плотности тока в центре пинча в экспериментах с предимпульсом отчетливо наблюдалось появление локальных плазменных образований, расположенных вдоль его оси, и имеющих высокую температуру (~ 1 кэВ) и характерный размер ≤ 50 мкм, которые могли быть ответственны за генерацию нейтронов.

На установке KALIF ($U = 1.8$ МВ, $I = 0.8$ MA, $\tau = 60$ нс) [27] в экспериментах с тонкими дейтерированными углеродными волокнами диаметром 50–150 мкм и длиной 30–50 мм был получен такой же нейтронный выход (10^{10}), как и на установке GAMBLE-II. Из результатов измерений следовало, что интегральный по времени нейтронный выход зависел от наличия специально созданного предимпульса ($U > 200$ кВ, $I = 50$ кА, $\tau = 20$ нс), предшествующего основному импульсу напряжения на время равное 100 нс. В разрядах с предимпульсом нейтронный выход был выше примерно в 2 раза, чем в его отсутствие. Из анализа результатов было сделано заключение, что это

связано с более высокой концентрацией тока вблизи оси разряда. В обоих случаях (с предимпульсом и без) плазменный столб состоял из центрального светящегося ядра диаметром несколько миллиметров и слабосветящегося “гало” с диаметром примерно 10 мм, который слабо расширялся. Благодаря более высокой плотности тока в центре пинча в экспериментах с предимпульсом наиболее отчетливо наблюдалось появление локальных плазменных образований, расположенных вдоль его оси и имеющих высокую температуру (~ 1 кэВ) и характерный размер (≤ 50 мкм), в которых, как и на установке GAMBLE-II, могли генерироваться нейтроны.

Если в заключение суммировать результаты, полученные в экспериментах с тонкими дейтерированными нитями и нитями из замороженного дейтерия, то можно констатировать, что они имеют много общего при токах, близких к току Пизе–Брагинского, при превышении которого потери энергии на излучение из пинча превышают вложенную электрическую энергию, что приводит к его сжатию [28].

Как твердотельные волокна, так и выполненные из замороженного дейтерия не имеют хороших стартовых условий, обеспечивающих эффективное согласование генератора с нагрузкой (пинчем). Нейтронное излучение преимущественно возникает во время развития перетяжной неустойчивости и образования горячих точек. В экспериментах с дейтерированными волокнами и волокнами из замороженного дейтерия наблюдались следующие эффекты: сильная зависимость нейтронного выхода Y от величины тока от I^5 до I^{10} и пространственная анизотропия интегрального нейтронного выхода. В зависимости от условий эксперимента: диаметра волокон, скорости нарастания тока, подводимой энергии, амплитуды тока, наличия предимпульса за генерацию нейтронов могут быть ответственны два механизма: тепловой — в локальных областях с высокой температурой и плотностью, и ускорительный (мишенный) — в тех областях, в которых индуцируется высокое напряжение. Ввиду того, что твердотельный дейтерий из условий согласования не подходит для токов 2–5 МА, которые обеспечивают наиболее крупные установки в России, представляет интерес исследовать сжатие пинча из замороженного дейтерия с гетерогенной структурой.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С МИКРОГЕТЕРОГЕННЫМИ ПРОФИЛИРОВАННЫМИ МИШЕНЯМИ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ

Для моделирования процесса формирования пинча при протекании тока мегаамперного диапазона через мишень с микрогетерогенной структурой

из замороженного дейтерия, как более перспективного для получения плотной высокотемпературной плазмы с параметрами, необходимыми для инициирования $D-D$ -реакции синтеза, была проведена серия экспериментов на установке АНГАРА 5-1 ($I = 5$ МА, $U = 1.2$ МВ, $\tau = 150$ нс). Цель экспериментов — получение информации о динамике сжатия плазмы Z-пинча, выполненного на основе мишеней из микропористого дейтерированного полиэтилена (CD_2) или из агар-агара ($C_{12}H_{18}O_8$) в широком диапазоне: плотностей ($0.1-0.4$ г/см³), диаметров (1–2 мм) и длин (2.5–2.7 мм) [43, 44].

Достоинством таких мишеней является формирование равномерной гомогенной плазмы при нагреве разрядным током вещества микрогетерогенных мишеней, отсутствием мелкомасштабных неустойчивостей и хаотических выбросов с их поверхностей, возможность варьировать плотность, химический состав, профиль, а также вводить дейтерированное вещество и диагностические добавки. Впервые методика изготовления микрогетерогенной полимерной мишени заданной формы, размеров и массы была разработана в ТРИНИТИ, применительно к задачам по исследованию Z-пинча на установке АНГАРА-5-1 [29]. Вещество микрогетерогенной полимерной мишени представляет собой трехмерную хаотическую сетку с характерным размером ячейки ~ 10 мкм при толщине волокон порядка ~ 1 мкм.

Микрогетерогенные мишени из агар-агара использовались в экспериментах по исследованию Z-пинча на установке АНГАРА-5-1 [30]. В качестве нагрузки использовалась каскадная сборка, состоящая из вольфрамового проволочного лайнера (с диаметром 12 мм, 40 проволочек с диаметром 6 мкм) и цилиндрической мишени (оболочки из агар-агара диаметром 5 мм с плотностью 3 мг/см³ и толщиной 200 мкм), расположенной вдоль оси лайнера. Длина оболочки составляла половину от величины межэлектродного зазора катод-анод, а сборка помещалась в межэлектродном зазоре 1–1.5 см на оси концентратора мультимегаамперного тока с вакуумной магнитной самоизоляции. К зазору подводился импульс напряжения 1 МВ с фронтом ~ 100 нс. При сжатии оболочки длиной 8 мм многопроволочной вольфрамовой сборкой в области энергий квантов свыше 0.7 кэВ получен сверхкороткий рентгеновский импульс длительностью ~ 1 нс с тераваттной мощностью. Экспериментально показано, что для динамики сжатия такой нагрузки характерны две стадии: формирование двух отдельных приэлектродных пинчей при сжатии многопроволочного лайнера у катода и анода и последующего сжатия центральной цилиндрической мишени. В результате экспериментов были определены условия, при которых сжатие центральной части

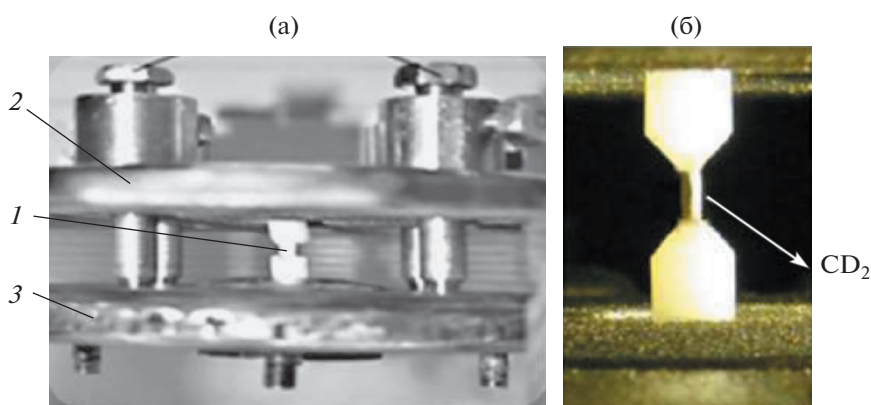


Рис. 3. Расположение мишени из агар-агара или из дейтерированного полиэтилена с микрогетерогенной структурой внутри мишенного узла и ее внешний вид: а) — расположение мишени 1 между анодом 2 и катодом 3; б) — внешний вид мишени.

мишени предшествует интенсивное облучение мишени мягким рентгеновским излучением приэлектродных пинчей, переводящим вещество центральной части мишени из твердотельного состояния в плазму. Показано, что используя микрогетерогенные мишени можно повысить эффективность воздействия внешней ускоренной сборки на внутреннюю мишень за счет предварительной предионизации центральной части мишени рентгеновским излучением приэлектродных пинчей. Такой источник рентгеновского излучения может быть использован в экспериментах по динамическому хольрауму на основе Z-пинча [31].

Более перспективным веществом для создания микрогетерогенных мишеней, по сравнению с агар-агаром, является малоплотный дейтерированный полиэтилен, который используется для приготовления мишеней в лазерном УТС [32]. Дейтерированный полиэтилен обладает по сравнению с агар-агаром с дейтерированным наполнителем рядом преимуществ: однородным распределением атомов дейтерия в объеме мишени, меньшим содержанием элементов с большим атомным номером, контролируемым содержанием диагностических примесей.

В экспериментах, выполненных на установках МОДУЛЬ А5-01 ($I = 3$ МА, $U = 150$ кВ, $\tau = 100$ нс) [33] и С-300 ($I = 3$ МА, $U = 700$ кВ, $\tau = 100$ нс) [34], исследовалась динамика сжатия плазмы в Z-пинче при токах 1.5–3.5 МА с длительностью 100 нс. Микрогетерогенные мишени, выполненные в виде цилиндров из агар-агара или из дейтерированного полиэтилена, имели плотность 0.03–0.5 г/см³ и 0.1–0.4 г/см³ соответственно [29]. Диаметр цилиндров составлял 1–2 мм, длина 2–4 мм и полная масса 250–1000 мкг. В мишень из дейтерированного полиэтилена дополнительно вносились диагностическая добавка более тяжелого

элемента — железа в количестве 5% по массе. Мишень устанавливалась в межэлектродном зазоре мишенного узла установки. Расположение мишени внутри мишенного узла представлено на рис. 3а, а ее внешний вид — на рис. 3б. Расстояние между электродами составляло 15 мм. В процессе формирования и сжатия плазмы при протекании мегаамперного тока не наблюдались мелкомасштабные неустойчивости и хаотические выбросы с поверхности плазмы, которые регистрировались в экспериментах с тонкими замороженными волокнами.

В проведенных исследованиях было обнаружено, что процесс образования плазмы затянут во времени. Кратковременные плазменные потоки переносятся из внешних областей в течение нескольких наносекунд к оси пинча. Из расчетов, выполненных в [35] следует, что ток перехватывается вновь образующейся плазмой и после окончания процесса образования плазмы весь ток собирается на оси пинча. В результате развития неустойчивости с нулевой модой появляются высокотемпературные плотные образования, горячие точки (ГТ) [36]. Появление ГТ сопровождалось возникновением мягкого ($E > 1$ кэВ) и жесткого ($E > 30$ кэВ) рентгеновского излучения длительностью 3–4 нс и ≈ 10 нс, соответственно, а также нейтронным излучением [37, 38]. Из анализа нейтронных спектров, полученных с помощью времяпролетных нейтронных измерений, было обнаружено значительное увеличение ширины нейтронных спектров в аксиальном и радиальном направлениях по сравнению с максвелловским спектром [38, 39], что свидетельствовало о наличии в спектре ионов с высокой энергией ($E \geq 100$ кэВ). Восстановленная форма нейтронных спектров показывает, что имеется анизотропия средней энергии нейтронов в аксиальном направлении (вдоль оси пинча). В направлении ка-

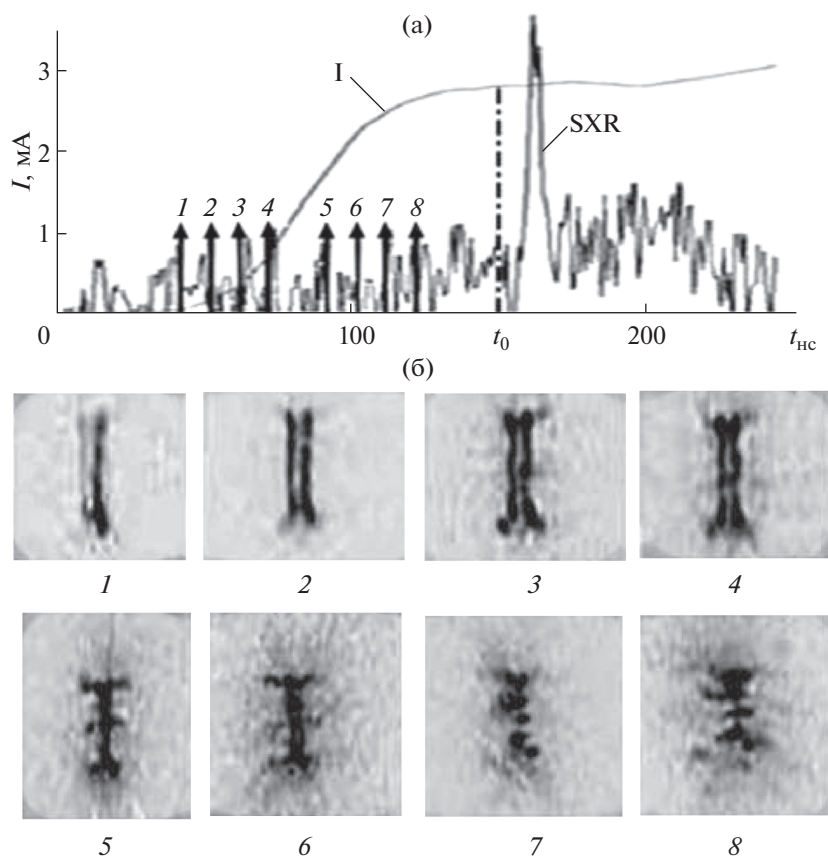


Рис. 4. Результаты экспериментов на установке АНГАРА-5-1 по исследованию динамики сжатия плазмы Z-пинча на мишенях из микропористого дейтерированного полиэтилена: а) — осциллограммы тока I и МР-излучения (SXR); б) — снимки, полученные с помощью сверхскоростного регистратора в области энергий $E \geq 100$ эВ. Вертикальные стрелки на осциллограммах показывают моменты получения снимков. Момент времени t_0 соответствует появлению основной группы нейтронов. Параметры мишени: диаметр шейки 1 мм, длина 2.7 мм, плотность 0.2 г/см³.

тогда она составляла 2.6 МэВ, а к аноду 2.1 МэВ. В радиальных направлениях средние энергии были близки к значению 2.45 МэВ. Наблюдавшаяся анизотропия, как показано в работе [40], связана с отклонением высокоэнергетических ионов дейтерия в пинче азимутальным магнитным полем в сторону катода.

Расчеты показывают, что источником нейтронного излучения, в основном, являются ГТ. Небольшое количество нейтронов создается ионами с энергией $E > 100$ кэВ, взаимодействующими с “холодными” ионами, которые находятся в плазме, окружающей ГТ [41, 42]. Полный спектр ионов является результатом как их теплового движения в плазме ГТ, так и ускорения дейтронов в процессе развития магнитогидравлической неустойчивости. Спектр дейтронов в Z-пинче не является тепловым, количество ионов убывает с ростом энергии по степенному закону $1/E^k$ с показателем k , изменяющимся в пределах 2–4.

В серии экспериментов, выполненных на установке АНГАРА 5-1 ($I = 5$ МА, $U = 1.2$ МВ, $\tau = 150$ нс), была получена информация о динамике сжатия плазмы Z-пинча при использовании мишеней из микропористого дейтерированного полиэтилена и из агар-агара с заранее подготовленной шейкой (перетяжкой) в широком диапазоне плотностей (0.1–0.4 г/см³), диаметров (1–2 мм) и длины (2.5–16 мм) [43–46]. В качестве примера на рис. 4 представлены результаты, полученные при использовании мишеней со следующими характеристиками: диаметр шейки 1 мм, длин 2.7 мм, плотность 0.2 г/см³.

В области энергий $E \geq 100$ эВ экспериментально были зафиксированы следующие стадии, происходящие в пинче при протекании мегаамперного тока: формирование токовой оболочки, сжатие оболочки к оси со скоростью 2×10^6 см/с, образование плазменного шнура на оси диаметром примерно 200 мкм, развитие неустойчивости в пинче, разлет плазмы и формирование ГТ (см. рис. 4), сопровождающееся нейтронной эмисси-

ей. На интегральных обскурораграммах, полученных за фильтрами 10 мкм алюминия и 13 мкм лавсана, 10 мкм алюминия и 26 мкм лавсана, а также без фильтра, регистрировались ГТ. Характерный размер ГТ, полученных в области энергий $E > 2.5$ кэВ составлял примерно 100 мкм. Электронная температура в периферийных областях горячих точек на расстоянии 0.5 мм от оси изменялась в диапазоне 200–400 эВ. Температура измерялась по спектрам излучения железа – диагностической добавки, введенной в вещество мишени. При начальной плотности мишени $\rho \geq 0.2$ г/см³ нейтронное излучение регистрировалось вблизи максимума тока. Максимальный нейтронный выход, полученный в этих экспериментах, составлял 3×10^{10} . Из измерений, выполненных времяпролетным методом с помощью нейтронных детекторов, установленных в радиальном направлении, среднее значение энергии нейтронов оказалось равным $E = 2.5$ МэВ. Энергия нейтронов, зарегистрированная в аксиальном направлении (к аноду), находилась в диапазоне 1.8–2.1 МэВ.

Таким образом, наблюдалась анизотропия нейтронного излучения, как и на установке С-300. Нейтронный выход слабо зависел от начальной плотности мишени, выполненной из микропористого полиэтилена при ее изменении в интервале $\rho = 0.1–0.4$ г/см³.

Полученный результат связан с особенностью динамики образования и сжатия плазмы. В проведенных экспериментах увеличение плотности (и массы) конденсированного гетерогенного вещества, по-видимому, не привело к увеличению горячей плазмы в ГТ, являющихся источниками нейтронов. Это может быть связано с эффектом “затянутого” плазмообразования в конденсированном гетерогенном веществе. Затянутость плазмообразования объясняется недостаточной интенсивностью потока тепла и излучения от редкой плазмы, по которой течет ток, на плотные плазмообразующие нити микронного размера, которые практически не перехватывают ток.

В экспериментах с мишенями из микропористого дейтерированного полиэтилена и из агар-агара на начальной стадии протекания тока образование плазмы происходит на внешней границе дейтерированной мишени. В результате образуется токовая оболочка, которая под действием собственного магнитного поля движется к оси. Эффективность превращения конденсированного гетерогенного вещества мишени в плазму ограничена из-за взаимодействия токовой оболочки с дейтерированным веществом, еще не преобразованным в плазму. Оценка массы высокотемпературной плазмы с температурой ~ 10 кэВ и концентрацией $n \sim 10^{22}$ см⁻³, образованной в ГТ, показывает, что ее количество составляет порядка 1% от

массы криогенного вещества. Как ожидается, предварительная ионизация первоначально холодного вещества позволит устранить эффект “затянутого” плазмообразования. Что, в свою очередь, позволит добиться компактного сжатия основной массы мишени к моменту максимума тока и, тем самым, приведет к увеличению нейтронного выхода.

В настоящее время для создания высокотемпературного Z-пинча проводятся эксперименты с применением двухкаскадной системы, состоящей из внешнего лайнера, представляющего собой проволочную сборку, выполненную из материала с малым атомным номером (алюминия), и конденсированной цилиндрической мишени из микропористого вещества. В качестве примера на рис. 5 представлены результаты экспериментов на установке АНГАРА-5-1 по исследованию динамики сжатия плазмы Z-пинча, полученные на двухкаскадной сборке, состоящей из 30 алюминиевых проволочек диаметром 15 мкм и длиной 16 мм. Внешний диаметр сборки 12 мм. Внутри сборки располагалась цилиндрическая мишень из дейтерированного полиэтилена диаметром 1.0 мм и плотностью 0.27 г/см³ [47, 48].

Такая схема обладает дополнительными возможностями воздействия на мишень. Во-первых, при соударении внешнего лайнера с мишенью происходит преобразование кинетической энергии ускоренного лайнера в тепловую энергию мишени. Во-вторых, имеется возможность непосредственного использования энергии магнитного поля тока, протекающего через внешний лайнер, для воздействия на внутреннюю мишень за счет быстрого переключения тока с внешнего лайнера на мишень. Это приведет к созданию в мишени разряда с высокой скоростью нарастания тока порядка нескольких мегампер за несколько наносекунд ($dI/dt \sim 10^{14}–10^{15}$ А/нс). Высокие значения dI/dt могут быть эффективны для перехода микропористого вещества мишени из твердой фазы в плазменное состояние. Кроме того, использование двухкаскадной схемы нагрузки позволяет уменьшить начальную индуктивность мишени при увеличении ее длины до размера межэлектродного промежутка (16 мм), что позволяет значительно увеличить количество горячих локальных плазменных образований, являющихся источниками нейтронов.

Кроме выше упомянутых возможностей воздействия на мишень существует и дополнительная возможность воздействия, заключающаяся в создании с помощью предимпульса наносекундной длительности с амплитудой 100 кА предварительной ионизации дейтерированной мишени. Это позволит увеличить количество плазмы в мишени до момента прихода основного импульса тока, и, тем самым, будет способствовать форми-

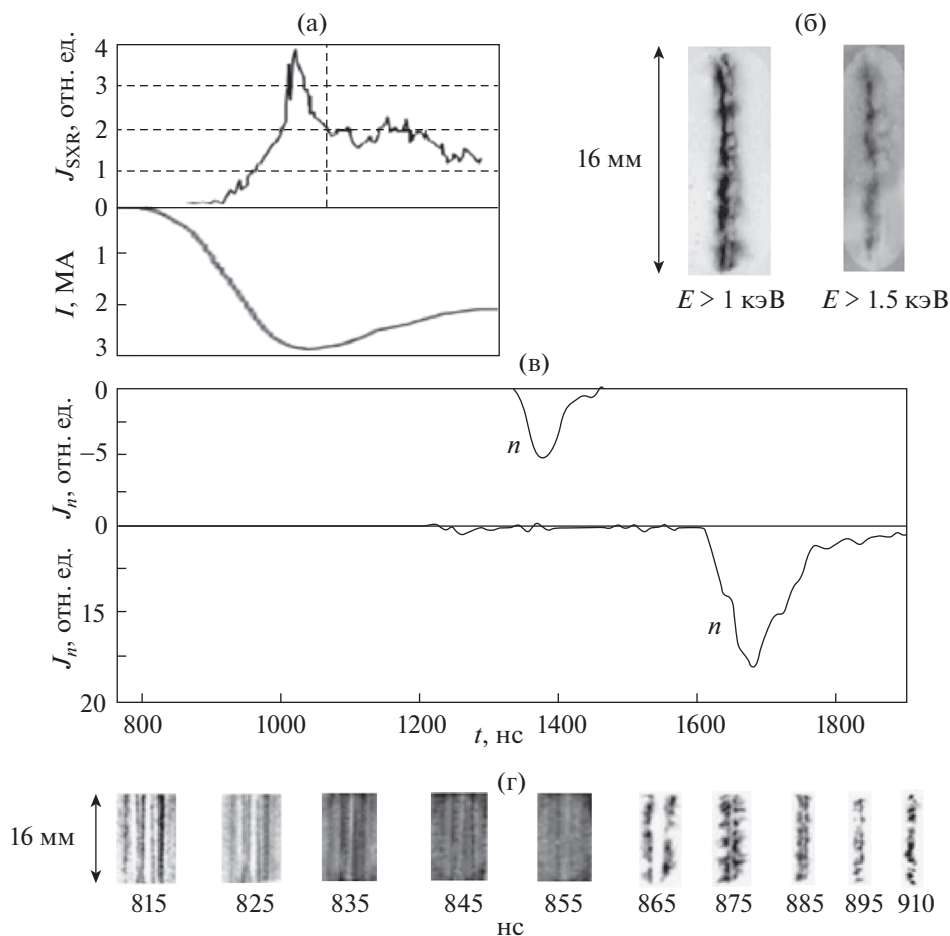


Рис. 5. Результаты экспериментов на установке АНГАРА-5-1 по исследованию динамики сжатия плазмы Z-пинча, полученные на двухкаскадной сборке: а) — осциллограммы тока I и МР излучения (SXR); б — рентгеновские обскурограммы; в) — импульсы нейтронов n , зарегистрированных в радиальном направлении на расстояниях 8.5 м (г) и 16.2 м от проволочной сборки, д) — снимки развития пинча получены с помощью сверхскоростного регистратора в области энергий $E \geq 100$ эВ. Сборка состоит из 30 алюминиевых проволочек диаметром 15 мкм и длиной 16 мм. Внешний диаметр сборки 1 мм. Внутри сборки располагалась цилиндрическая мишень из дейтерированного полиэтилена диаметром 1.0 мм и плотностью 0.27 г/см^3 .

рованию высокотемпературного сжатого Z-пинча и увеличению нейтронного выхода.

4. МОНОДИСПЕРСНЫЕ КРИОГЕННЫЕ МИШЕНИ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ВЫНУЖДЕННОГО КАПИЛЛЯРНОГО РАСПАДА

На основании анализа результатов экспериментов с дейтерированными волокнами, волокнами из замороженного дейтерия и микрогетерогенными мишенями малой плотности можно сформулировать следующие наиболее важные требования к параметрам плазмообразующих мишеней, необходимые для дальнейшего исследования излучающих Z-пинчей мультитераваттной мощности: малая плотность; возможность добавлять в состав мишени тритий, микрокристаллы

различных солей (CsJ, KCl и др.) или нанопорошки из тугоплавких материалов (Mo, W, TiN); хорошая стабильность геометрических параметров; возможность создания сложной микрогетерогенной структуры; возможность вывода остатков мишени из рабочей камеры без нарушения вакуума.

Приведенным выше требованиям достаточно хорошо удовлетворяют криогенные монодисперсные мишени на основе метода вынужденного капиллярного распада. В общем виде криогенные монодисперсные мишени представляют собой поток твердых монодисперсных гранул из водорода или его изотопов диаметром от 10 мкм до 100 мкм, скоростью до 100 м/с, частотой появления в разрядной области от 0.01 Гц до 500 кГц. Кроме того потоком гранул можно управлять, например фокусируя его в нужную пространствен-

ную точку. Относительный разброс мишеней по скорости и размеру не превышает 0.1%.

Теоретической основой получения монодисперсных криогенных мишеней является теория Релея–Вебера. В соответствии с этой теорией, струя неустойчива лишь к осесимметричным возмущениям поверхности, длина волн которых удовлетворяет следующему условию:

$$\lambda > 2 \cdot \pi \cdot R_j, \quad (3)$$

где: R_j – радиус невозмущенной струи.

При выполнении неравенства (1) амплитуда возмущения на поверхности струи растет с течением времени t по закону:

$$\delta(t) = \delta_0 \cdot e^{\gamma t}, \quad (4)$$

где: δ_0 – начальное возмущение, $\gamma(k)$ – инкремент неустойчивости, зависящий от волнового числа k .

Максимальное значение инкремент неустойчивости $\gamma^* = \gamma_m$ достигает при волновом числе $k = k_m = 0.697$. При максимальном инкременте струя распадается на капли с минимальным относительным разбросом по скорости и размеру.

Первые установки по получению криогенных монодисперсных мишеней были созданы в конце девяностых годов прошлого века в двух научно-исследовательских лабораториях: лаборатории TSL в Упсале (Швеция) и лаборатории FZJ COSY в Юлихе (Германия). Установка в Юлихе была создана в результате совместной работы МЭИ, ИТЭФ и FZJ в рамках проекта по созданию криогенной мишени для детектора “PANDA”.

Принцип работы установки по получению криогенных монодисперсных мишеней представлен на рис. 6а. В качестве примера на рис. 6б представлен внешний вид российской-немецкой установки расположенной в FZJ COSY в г. Юлих (Германия). Струя жидкого криоагента вытекает из генератора монодисперсных капель 1 в первую вакуумную камеру 2 и под действием специально возмущения распадается на поток монодисперсных капель 3. При дальнейшем движении капель через вакуумные камеры 6 происходит интенсивное поверхностное испарение жидкости и в результате капли охлаждаются, замерзают и становятся твердыми гранулами. Замерзшие гранулы поступают в рабочую камеру 5. Для уменьшения натекания газа в рабочую камеру и увеличения скорости гранул используются согласующие шлюзы 4. Остатки мишеней из рабочей камеры попадают в охлаждаемую ловушку 7 и осаждаются на ее стенках [49, 50].

Имеющиеся конструкционные различия в основном касаются способа ожижения водорода и его изотопов. На установках в Упсале для ожижения используются холодильные машины, а на установке в Юлихе двухванная система ожижения. Из теории Релея–Вебера следует, что нали-

чие в спектре возмущения поверхностных волн, кроме оптимальной частоты, дополнительных внешних шумовых частот может привести к увеличению разброса капель по размеру и скорости. Двухванная система в силу отсутствия шумового воздействия со стороны холодильной машины оказывает минимальное шумовое воздействие на процесс получения мишеней, что позволяет получать монодисперсные мишени с минимальным, по сравнению с другими способами ожижения, разбросом по скорости и размеру [50–52].

В состав установки, работающей по двухвальной схеме, входят следующие элементы и системы: криостат, вакуумные пролетные камеры, ловушка гранул, вакуумная система, система подачи охлаждаемого вещества, система обеспечения жидким криоагентом внутренней ванны, система обеспечения жидким криоагентом внешней ванны, системы генерации монодисперсных капель и измерительная система [53, 54].

Основным элементом установки является криостат. В нем происходит ожижение рабочего газа и распад жидкой струи на одинаковые капли. Элементы криостата представлены на рис. 7а. В его состав входят: внутренняя ванна 1, внешняя ванна 2, теплообменники 3, конденсатор 4, генератор монодисперсных капель 5, вакуумные камеры 6 и 7 со шлюзами 8. Коаксиально внутренней ванне расположена центральная трубка, на которой закреплена первая вакуумная камера 6 – камера тройной точки (КТТ). Подробное устройство КТТ представлено на рис. 7б. Внутри камеры размещены: конденсатор 1, корпус генератора монодисперсных капель 2, система возбуждения 3, выходная сопловая насадка 4 и шлюз 5. В нижней части генератора имеется резьба для соединения с выходным соплом. Меняя внутренний диаметр сопла, можно получать струи диаметром от 5 мкм до 60 мкм.

Процесс получения монодисперсных мишеней выглядит следующим образом. Перед началом работы производится откачка криостата, теплообменников системы ожижения и конденсатора. После завершения откачки азотная и гелиевая ванны заполняются соответствующим криоагентом, и начинается окончательное охлаждение внутренних частей криостата и теплообменников системы ожижения парами гелия из гелиевой ванны. После охлаждения конденсатора до температуры 25 К, теплообменники и конденсатор по линии основного потока (ОП) заполняются газообразным водородом или дейтерием. Водород, протекая через теплообменники, ожижается в конденсаторе и поступает в генератор капель. Через выходную сопловую насадку генератора капли жидкие струи водорода поступают в камеру тройной точки. Подавая в камеру тройной точки по линии дополнительного потока (ДП) водород

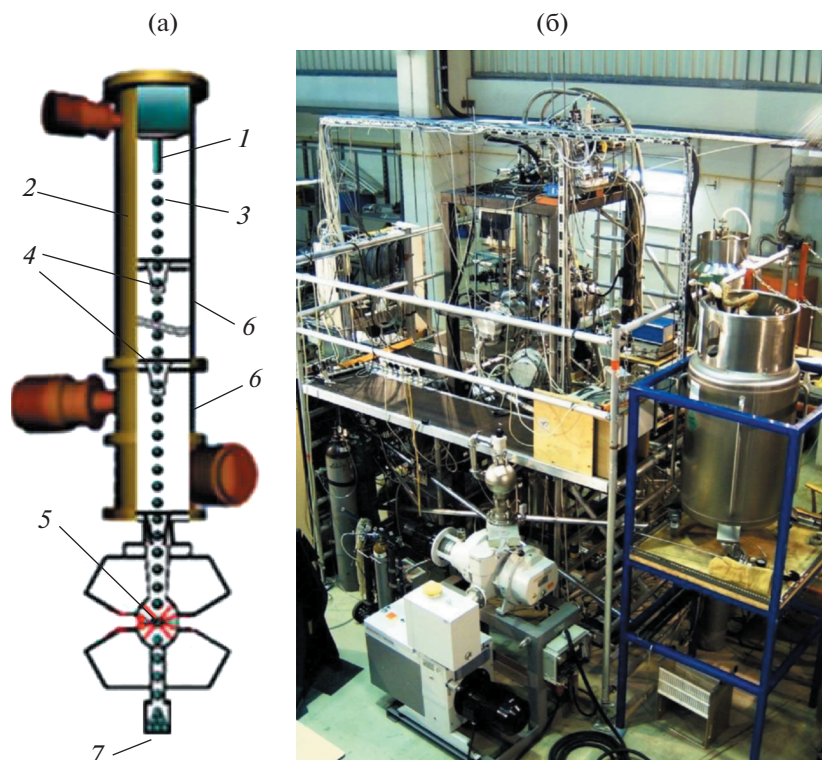


Рис. 6. Принцип работы (а) и внешний вид (б) установки по получению криогенных монодисперсных мишеней расположенной в FZJ COSY в г. Юлих (Германия): 1 – генератор монодисперсных капель, 2 – первая вакуумная камера, 3 – поток монодисперсных капель, 4 – согласующие шлюзы, 5 – рабочая камера, 6 – вакуумные камеры, 7 – ловушка.

с разным давлением и температурой, можно получать криогенные мишени различных типов: цилиндрические “толстые мишени” длиной до 10 см и диаметром от 40 мкм до 300 мкм (рис. 8а); “тонкие” волокна длиной от 5 см до 10 см и диаметром от 30 мкм до 40 мкм (рис. 8б, в, г); монодисперсные криогенные мишени (рис. 8д, е, ф, и, ж) диаметром от 7 мкм до 30 мкм [54–56].

Кроме того, используя выходные сопловые насадки с большим количеством выходных отверстий можно получить монодисперсную криогенную мишень со сложной микрогетерогенной структурой, состоящую из десятков и сотен струй. В качестве примера на рис. 9а представлена плоская мишень из 7 струй, а на рис. 9б объемная мишень из 48 струй.

Оценим количество отверстий и их размер, необходимые для получения монодисперсной криогенной мишени с параметрами идентичными параметрам мишени из дейтерированного полиэтилена, при которых удалось при токе 3.5 МА на установке АНГАРА-5-1 получить компактное сжатие пинча и наибольший выход нейтронов. В соответствии с [43–46] дейтерированная мишень имела следующие параметры: внешний диаметр $D = 2$ мм, длину $L = 3$ мм и плотность 0.1 г/см³. Необходимо отметить, что в дейтерированном

полиэтилене углерод составляет 75% от полной массы. В силу этого реальная плотность мишени по дейтерию будет в четыре раза меньше и должна быть равна $\rho_M = 0.025$ г/см³.

Предположим, что струи поступают через систему отверстий диаметром 100 мкм расположенных на концентрических окружностях плоского диска, являющегося анодом мишенного узла установки. Расстояние между отверстиями равно 150 мкм.

Простые расчеты показывают, что для создания мишени со сложной микрогетерогенной структурой с внешним диаметре $D = 2$ мм и длиной $L = 3$ мм, в узлах которой располагаются гранулы диаметром 100 мкм, и с расстоянием между ними 150 мкм, необходимо всего лишь 160 струй. Полное количество гранул в мишени составит 3200 штук.

В этом случае полная масса мишени M и ее плотность ρ_M будут равны соответственно:

$$M = n_1 n_2 \rho_D = 3.2 \times 10^3 \times 0.85 \times 10^{-7} = 2.7 \times 10^{-4} \text{ г}, \quad (5)$$

$$\rho_M = \frac{4M}{\pi D^2 L} = \frac{2.7 \times 10^{-4}}{0.96 \times 10^{-2}} = 0.028 \text{ г/см}^3, \quad (6)$$

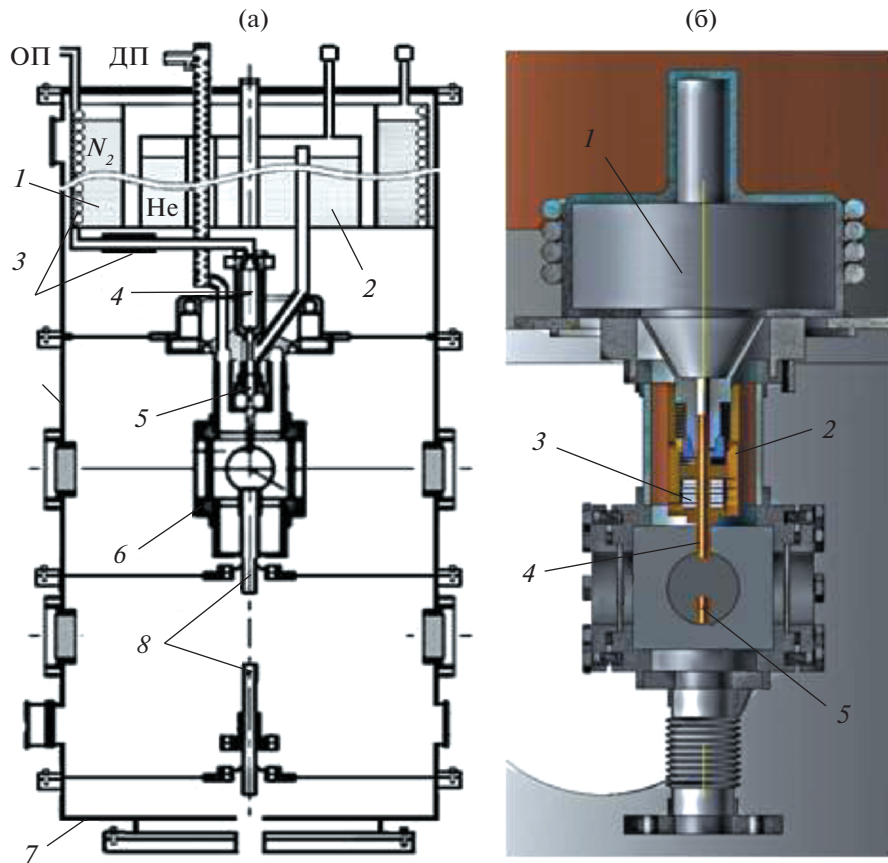


Рис. 7. Основные элементы криостата (а) и устройство камеры тройной точки (б): а – основные элементы криостата: 1 – внутренняя ванна, 2 – внешняя ванна, 3 – теплообменники, 4 – конденсатор, 5 – генератор монодисперсных капель, 6 – КТТ, 7 – вакуумные камеры, 8 – шлюзы, ОП – линия основного потока, ДП – линия дополнительного потока. б – устройство камеры КТТ: 1 – конденсатор, 2 – корпус генератора монодисперсных капель, 3 – система возбуждения, 4 – выходная сопловая насадка, 5 – шлюз.

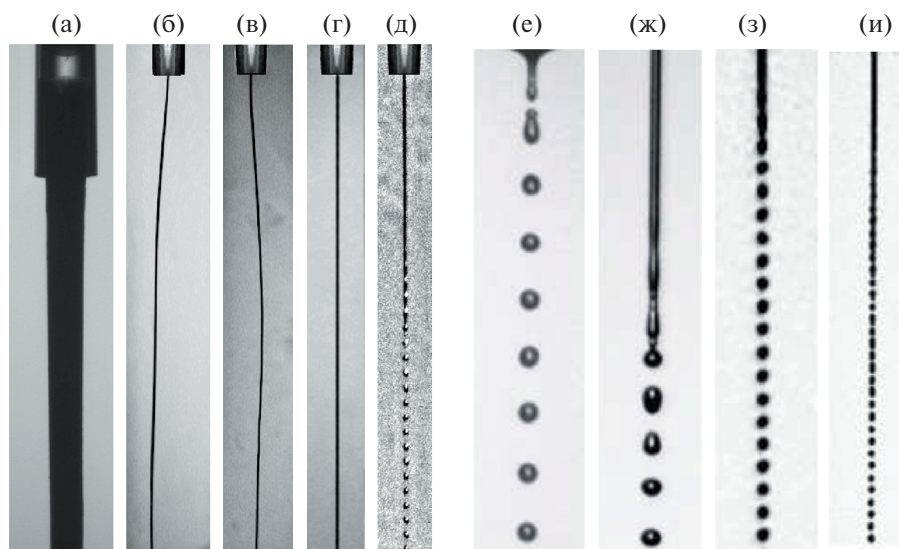


Рис. 8. Криогенные мишени различных типов: (а) – мишень в виде “толстого” цилиндрического волокна; (б, в, г) – “тонкие” волокна; (д, е, ж, з, и) – монодисперсные криогенные мишени

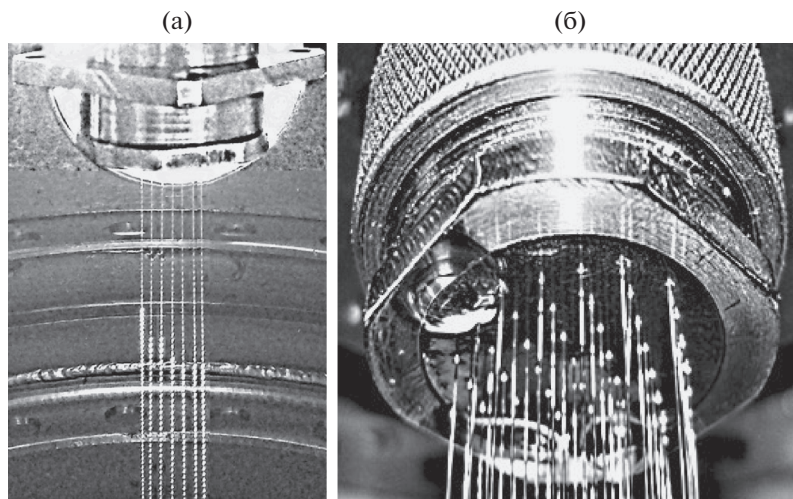


Рис. 9. Монодисперсная криогенная мишень со сложной микрогетерогенной структурой: а) — плоская монодисперсная криогенная мишень из 7 струй; б) — объемная монодисперсная криогенная мишень из 48 струй.

где: n_1 — количество гранул в одной струе; n_2 — количество струй, образующих микрогетерогенную структуру, ρ_D — плотность дейтерия.

Из расчетов видно, что по такому параметру как начальная плотность по дейтерию дейтерированная мишень из 160 струй близка к плотности мишени из дейтерированного полиэтилена. Однако из-за меньших потерь на излучение, по сравнению с мишенью из дейтерированного полиэтилена, в которой углерод составляет 75% от полной массы, плазма в пинче будет иметь более высокую температуру. В свою очередь высокая температура может привести к увеличению нейтронного выхода по сравнению с мишенью из дейтерированного полиэтилена.

Дополнительное увеличение нейтронного выхода при использовании криогенных монодисперсных мишеней возможно или путем увеличения ее начальной плотности или в результате предиионизации мишени.

Увеличение плотности мишени можно достичь, за счет изменения параметров мишени: длины, внешнего диаметра и количества струй. Так, при тех же внешних размерах мишени, оставив диаметр струй прежним (100 мкм) и увеличив количество струй за счет уменьшения расстояния между ними до 100 мкм можно увеличить начальную плотность мишени в 3 раза до 0.084 г/см³.

В результате предиионизации между гранулами мишени могут образовываться тонкие струи (порядка микрона и меньше). В результате количество горячих точек возрастет и как следствие этого увеличится нейтронный выход.

Высокая начальная концентрация дейтерия и эффективная ионизация вещества мишени могут

привести к значительному увеличению нейтронного выхода ввиду степенной зависимости выхода от концентрации ($Y \sim n^2$), так как при температуре $T > 3$ кэВ в высокотемпературной плазме Z-пинча основной вклад в нейтронное излучение дают тепловые нейтроны, производимые в ГТ [38].

Таким образом, например переход в экспериментах на установке АНГАРА-5-1 от мишеней, выполненных из дейтерированного микропористого полиэтилена [43] к криогенным монодисперсным мишеням, только из-за увеличения начальной плотности мишени в 3 раза, при тех же разрядных токах, позволит увеличить нейтронный выход с 3×10^{10} до 3×10^{11} .

Дополнительными факторами, которые могут позволить существенно увеличить нейтронный выход: являются: степенная зависимость нейтронного выхода (степенной показатель n) от величины тока [16–18] и переход от мишени из дейтерия к мишени из смеси дейтерия с тритием.

К настоящему времени в экспериментах с криогенными мишенями зависимость нейтронного выхода от величины разрядного тока описывается степенной функцией $Y \approx I^n$, где $n \geq 4$ [16–20]. Применительно к установке АНГАРА-5-1, увеличение разрядного тока вдвое может привести к увеличению нейтронного выхода до 5×10^{12} . А при переходе к монодисперсной мишени из смеси дейтерия с тритием нейтронный выход может увеличиться в 50 раз и достигнет 2.5×10^{14} .

Окончательный выбор варианта криогенной монодисперсной мишени, вероятно, будет зависеть от требований эксперимента, необходимой плотности мишени, от возможности создать не-

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании анализа результатов экспериментов с дейтерированными волокнами, волокнами из замороженного дейтерия и микрогетерогенными мишенями малой плотности можно сформулировать следующие наиболее важные требования к параметрам плазмообразующих мишеней, необходимые для дальнейшего исследования излучающих Z-пинчей мультитераваттной мощности: малая пространственная плотность $0.01\text{--}0.1\text{ г/см}^3$; возможность добавлять в состав мишени тритий, микрокристаллы различных солей (CsJ, KCl и др.) или нанопоршками из тугоплавких материалов (Mo, W, TiN); хорошая стабильность геометрических параметров; возможность создания сложной микрогетерогенной структуры и возможность вывода остатков мишени из рабочей камеры без нарушения вакуума.

Приведенным выше требованиям достаточно хорошо удовлетворяют криогенные монодисперсные мишени на основе метода вынужденного капиллярного распада, представляющие собой поток твердых монодисперсных гранул диаметром от 10 мкм до 100 мкм из водорода или его изотопов, частотой появления в разрядной области от 0.01 Гц до 500 кГц . Кроме того, потоком гранул можно управлять, например фокусируя его в нужную пространственную точку. Относительный разброс мишеней по скорости и размеру не превышает 0.1% .

На основании исследований теплофизических проблем получения монодисперсных мишеней можно сделать вывод, что с помощью имеющегося оборудования можно получать криогенные мишени из водорода или его изотопов следующих типов: “толстые” цилиндрические волокна длиной до 10 см и диаметром от 40 мкм до 300 мкм ;

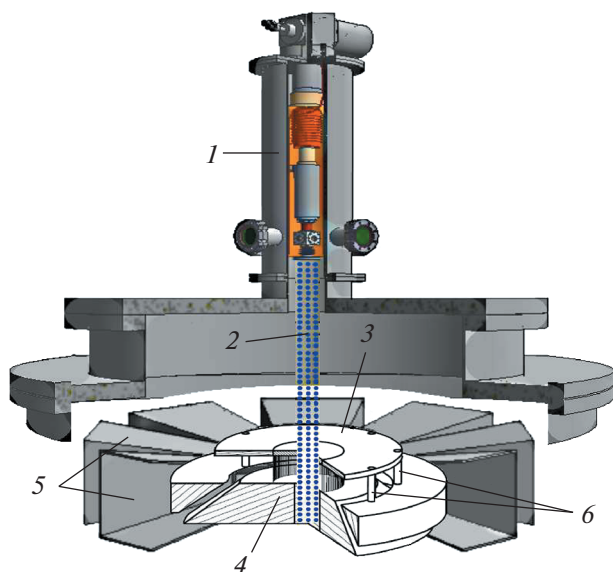


Рис. 10. Сопряжение криогенной монодисперсной мишени на основе метода вынужденного капиллярного распада с мишенным узлом установки АНГАРА-5-1: 1 – криостат с вакуумными камерами; 2 – поток из монодисперсных гранул со сложной микрогетерогенной структурой; 3 – анод; 4 – катод; 5 – концентраторы; 6 – обратные токопроводы.

обходимое количество отверстий в аноде и расстояния между анодом и катодом. В качестве примера на рис. 10 представлена внутренняя структура криогенной монодисперсной мишени на основе метода вынужденного капиллярного распада и ее возможное сопряжение с мишенным узлом установки АНГАРА-5-1. Возможный вариант расположения мишени на установке АНГАРА-5-1 представлен на рис. 11.



Рис. 11. Возможный вариант расположения монодисперсной мишени на установке Ангара 5-1.

“тонкие” волокна длиной от 5 см до 10 см диаметром от 30 мкм до 40 мкм и монодисперсные криогенные мишени. В общем виде криогенные монодисперсные мишени представляют собой поток твердых монодисперсных гранул из водорода или его изотопов диаметром от 10 мкм до 100 мкм, скоростью до 100 м/с, частотой появления в разрядной области от 0.01 Гц до 500 кГц. Используя выходные насадки с большим количеством выходных отверстий, можно получать монодисперсные криогенные мишени со сложной микрогетерогенной структурой, состоящие из десятков и сотен гранул. Кроме того, потоком гранул можно управлять, например, фокусируя его в нужную пространственную точку. Относительный разброс мишеней по скорости и размеру не превышает 0.1%.

Применение криогенных дейтериевых мишеней со сложной микрогетерогенной структурой позволит увеличить концентрацию дейтерия в мишени в несколько раз по сравнению с конденсированной дейтерированной мишенью. Высокая начальная концентрация дейтерия и эффективная ионизация вещества мишени могут привести к значительному увеличению нейтронного выхода ввиду степенной зависимости выхода от концентрации ($Y \sim n^2$), так как при температуре $T > 3$ кэВ в высокотемпературной плазме Z-пинча основной вклад в нейтронное излучение дают тепловые нейтроны, производимые в ГТ.

Дополнительными факторами, которые могут позволить существенно увеличить нейтронный выход: являются: степенная зависимость нейтронного выхода (степенной показатель 4–5) от величины тока и переход от мишени из дейтерия к мишени из смеси дейтерия с тритием.

Реализация предлагаемой концепции монодисперсных мишеней на установке АНГАРА-5-1 позволит при тех же разрядных токах $I = 3\text{--}3.5$ А, из-за увеличения начальной плотности мишени, увеличить нейтронный выход с 3×10^{10} до 3×10^{11} .

Дальнейшее увеличение разрядного тока вдвое может привести к увеличению нейтронного выхода до 5×10^{12} . А при переходе к монодисперсной мишени из смеси дейтерия с тритием нейтронный выход может увеличиться в 50 раз и достигнет 2.5×10^{14} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bell M.G., McGuire K.M., Amram V., Barnes C.W., Batha S.H., Bateman G., Beer M.A., Bell R.E., Bitter M., Bretz N.L., Budny R.V., Bush C.E., Cauffman S.R., Chang Z., Cheng C.Z., Darrow D.S., Dendy R.O., Dorland W., Duong H.H., Durst R.D., Efthimion P.C., Ernst D., Evenson H., Fisch N.J., Fisher R.K., Fonck R.Jm., Fredrickson E.D., Fu G.Y., Furth H.P., Grek B., Hammett G.W., Hanson G.R., Hawryluk R.J., Heidbrink W.W., Herrmann H.W., Hill K.W., Hosea J.C., Hsuan H., Hughes M.,

Hulse R.A., Janos A.C., Jassby D.L., Jobes F.C., Johnson D.W., Johnson L.C., Kesner J., Kugel H.W., Lam N.T., Leblanc B., Levinton F.M., Machuzak J., Mansfield D.K., Mazzucato E., Mauel M.E., McChesney J.M., McCune D.C., McKee G., Meade D.M., Medley S.S., Mikkelsen D.R., Mirnov S.V., Mueller D., Navratil G.A., Nazikian R., Owens D.K., Park H.K., Park W., Parks P.B., Paul S.F., Petrov M.P., Phillips C.K., Phillips M.W., Pitcher C.S., Ramsey A.T., Redi M.H., Rewoldt G., Roberts D.R., Rogers J.H., Ruskov E., Sabbagh S.A., Saksao M., Schilling G., Schivell J.F., Schmidt G.L., Scott S.D., Semenov I., Sesnic S., Skinner C.H., Stratton B.C., Strachan J.D., Stodiek W., Synakowski E.J., Takahashi H., Tang W.M., Taylor G., Terry J.L., Thompson M.E., Tighe W., vonGoeler S., White R.B., Wieland R.M., Wilson J.R., Wong K.L., Woskov P., Wurden G.A., Yamada M., Young K.M., Zarnstorff M.C., Zweben S. // Nuclear Fusion. 1995. V. 35. № 12. P. 1429.

2. JET TEAM // Nuclear Fusion. 1992. V. 32. № 2. P. 187.
3. Shimada M., Campbell D.J., Mukhovatov V., Fujiwara M., Kirneva N., Lackner K., Nagami M., Pustovitov V.D., Uckan N., Wesley J., Asakura N., Costley A.E., Donne A.Jh., Doyle E., Fasoli A., Gormezano C., Gribov Y., Gruber O., Hender T.C., Houlberg W., Ide S., Kamada Y., Leonard A., Lipschultz B., Loarte A., Miyamoto K., Mukhovatov V., Osborne T.H., Polevoi A., Sipps Ac.C. // Nucl. Fusion. 2007. 47. S1–S17
4. Le Pape S.S., Hopkins L.F., Berzak B., Divol L.L., Pak A., Dewald E.L., Bhandarkar S., Bennedetti L.R., Bunn T., Biener J., Crippen J., Casey D., Edgell D., Fittinghoff D.N., Gatu-Johnson M., Haan S., Hatarik R., Havre M., Ho D.D-M., Izumi N., Jaquez J., Khan S.F., Mackinn A.J., MacPhee A.G., MacGowan B.J., Meezan N.B., Milovich J., Millot M., Michel P., Nagel S.R., Nikroo A., Patel P., Ralph J., Ross J.S., Rice N.G., Strozzi D., Stadermann M., Volegov P., Yeamans C., Weber C., Wild C., Callahan D., Hurricane O.A. // Physical Review Letters. 2018. 120. 245003.
5. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматлит, 1961.
6. Баско М.М., Гуськов С.Ю., Диденко А.Н., Забродин А.В., Имшенник В.С., Кошкарев Д.Г., Масленников М.В., Медин С.А., Недосеев С.Л., Орлов Ю.Н., Смирнов В.П., Феоктистов Л.П., Харитонов В.В., Чуразов М.Д., Шарков Б.Ю., Баско М.М., Гуськов С.Ю., Диденко А.Н., Забродин А.В. Ядерный синтез с инерционным удержанием. М.: Физматлит, 2005.
7. Vikhrev V.V., Korolev V.A. // Proc. 15th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, St. Petersburg, 2004 / Prep. by the Efremov sci. research inst. of electrophys. apparatus. St. Petersburg: 2004.
8. Coverdale C.A., Deeney C., Velikovitch A.L., Davis J., Clark R.W., Chong Y.K., Chittenden J., Chantrenne S., Ruiz C.L., Cooper G.W. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. 022706.
9. Vikhrev V.V. // Nucleonica. 2001. V. 46. № 1. P. 9.
10. Бакшаев Ю.Л., Блинов П.И., Вихрев В.В., Гордеев Е.М., Даныко С.А., Королев В.Д., Медовицков С.Ф., Недосеев С.Л., Смирнова Е.А., Туманов В.И., Черненко А.С., Шапков А.Ю. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. Вып. 12. С. 1101.

11. *Вихрев В.В., Иванов В.В.* // Доклады АН СССР. 1985. Т. 282. С. 1106.
12. *Яньков В.В.* // Z-пинч// Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 521.
13. *Vikhrev V.V.* // Nucleonica. 2001. V. 46. № 1.
14. *Pechacek R.E., Greig J.R., Raleigh M., DeSilva A.W., Koopman D.W.* // Rev. Sci. Instrum. 1981. V. 52. P. 371.
15. *Sethian J.D., Gerber K.A., Sy M.O.* // Rev. Sci. Instrum. 1987. V. 58. P. 536.
16. *Sethian J.D., Robson A.E., Gerber K.A., DeSilva A.W.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59 (8). P. 892.
17. *Gerber K.A., Sethian J.D.* // Rev. Sci. Instrum. 1990. V. 61 (10). P. 3169.
18. *Sethian J.D., Robson A.E., Gerber K.A., and De Silva A.W.* // Int. School of Plasma Phys., Varenna, Italy, 1990. Sieta Italiana di Fisica. P. 511.
19. *Вихрев В.В., Королев В.Д.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 397.
20. *Velikovich A.L., Clark R.W., Davis J., Chang Y.K., Deeney C., Coverdate C.A., Ruiz C.L., Cooper G.W., Nelson A.J., Rudakov L.I.* // Physics of Plasmas. 2007. 14. 022701
21. *Grilly E.R., Hammel J.E., Rodriguez D.J., Scudder D.W., Shlachter J.S.* // Production of solid D₂ threads for dense Z-pinch plasmas // Rev. Sci. Instrum. 1985. V. 56. P. 1885.
22. *Scudder D.W., Shlachter J.S., Hammel J.E., Venneri F., Chrien R.* // Int. School of Plasma Phys., Varenna, Italy, 1990. Sieta Italiana di Fisica. P. 519.
23. *Stephanakis S.L., Levine L.S., Mosher D., Vitkovitsky L.M., Young F.* // Neutron production in exploding wire discharges//Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 568.
24. *Young F.C., Stephanakis S.L., Mosher D.* // Journ. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 3642.
25. *Волков А.С., Захаров С.М., Иваненкова Г.В.* // 5-й Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике, Томск, 1984. Ч. 2. С. 246.
26. *Lebedev S.V., Aliaga-Rossel R., Chittenden J.P., Mitchell J.P., Dangor A.E., and Worley J.F.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 9. P. 3356.
27. *Kies W., Decker G., Malzing M., Calker C., Westheide J., Ziethen G., Bachmann H., Baumung K., Bluhm H., Ratajczak W., Stoltz O., Rusch D., Bayley J.M.* // Terawatt fiber pinch experiments// J. Appl. Phys. 1991. V. 70. P. 7261.
28. *Брагинский С.И.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 53. С. 645.
29. *Дербиллов В.И., Медовщиков С.Ф., Мишенский В.О., Недосеев С.Л., Тофимов С.В.* Пористые лайнеры на полимерной основе для ИТС // Препринт ИАЭ-51577 (2990)
30. *Александров В.В., Волховитнов Е.А., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Рупасов А.А., Фролов И.Н., Олейник Г.М.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 1046.
31. *Smirnov V.P.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1991. V. 33. № 13. P. 1697.
32. *Меркульев Ю.Л., Акунец А.А., Борисенко Н.Г.* Препринт ФИАН № 25. М.: ФИАН, 2005.
33. *Dan'ko S.A., Kalinin Yu.G., Korchikov A.V.* // 6th Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Albuquerque, New Mexico, USA, 1992. P. 44.
34. *Бакшаев Ю.Л., Блинов П.И., Вихрев В.В., Гордеев Е.М., Данько С.А., Королев В.Д., Медовщиков С.Ф., Недосеев С.Л., Смирнова Е.А., Туманов В.И., Черненко А.С., Шашков А.Ю.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 10. С. 1101.
35. *Бакшаев Ю.Л., Блинов П.И., Вихрев В.В., Гордеев Е.М., Данько С.А., Королев В.Д., Медовщиков С.Ф., Недосеев С.Л., Смирнова Е.А., Туманов В.И., Черненко А.С., Шашков А.Ю.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 12. С. 1101.
36. *Акунец А.А., Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Блинов П.И., Брызгунов В.А., Вихрев В.В., Волобуев И.В., Данько С.А., Зеленин А.А., Казаков Е.Д., Королев В.Д., Мещеров Б.Р., Недосеев С.Л., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устроев Г.И., Черненко А.С., Шагин В.А.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 8. С. 747.
37. *Бакшаев Ю.Л., Блинов П.И., Вихрев В.В., Данько С.А., Королев В.Д., Мещеров Б.Р., Недосеев С.Л., Смирнова Е.А., Устроев Г.И., Черненко А.С., Шашков А.Ю.* // Измерение нейтронного излучения в перетяжке Z-пинча // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 7. С. 579.
38. *Бакшаев Ю.Л., Брызгунов В.А., Вихрев В.В., Волобуев И.В., Данько С.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Клир Д., Мироненко-Маренков А.Д., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устроев Г.И.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. Вып. 6. С. 516.
39. *Anan'ev S.S., Bakshaev Y.L., Bryzgunov V.A., Chernenko A.S., Danko S.A., Kazakov E.D., Klir D., Korolev V.D., Smirnova E.A., Ustroev G.I., Vikhrev V.V.* // Nukleonika. 2012. V. 57. № 3. P. 333.
40. *Вихрев В.В., Добряков А.В., Розанова Г.А., Юшманов П.Н.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 5. С. 584.
41. *Бакшаев Ю.Л., Брызгунов В.А., Вихрев В.В., Волобуев И.В., Данько С.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Клир Д., Мироненко-Маренков А.Д., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устроев Г.И.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 6. С. 516.
42. *Вихрев В.В., Мироненко-Маренков А.Д.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 3. С. 251.
43. *Александров В.В., Брызгунов В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Волобуев И.В., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Лаухин Я.И., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устроев Г.И., Фролов И.Н.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 4. С. 361.
44. *Александров В.В., Брызгунов В.А., Волобуев И.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Лаухин Я.И., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Фролов И.Н.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 4. С. 361.
45. *Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Волобуев И.В., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Лаухин Я.И., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Устроев Г.И., Фролов И.Н.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 8. С. 673.
46. *Александров В.В., Барсук В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Зуакишвили Г.Г., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 3. С. 229.

47. *Абрамов О.Н., Александров В.В., Волков Г.С., Волобуев И.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Жигалов Д.В., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Лаухин Я.Н., Медовицков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Смирнова Е.А., Фролов И.Н.* // *Физика плазмы*. 2020. Т. 46. № 10. С. 879.
48. *Александров В.В., Волков Г.С., Волобуев И.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Лаухин Я.Н., Медовицков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Фролов И.Н.* // *Физика плазмы*. 2019. Т. 45. № 10. С. 36.
49. *Trostell B.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. 1995. V. 362. P. 41.
50. *Бухаров А.В., Гиневский А.Ф., Чернышев В.П.* Препринт МЭИ № 17-17. М.: МЭИ, 2002.
51. *Бухаров А.В., Чернышев В.П., Чернецкий В.Д., Бюшер М.* Способ получения криогенной корпускулярной мишени и устройство для его осуществления. Патент РФ № 2298890. Заявка № 2005132792. 2005.
52. *Boukharov A. (RU), Büscher M. (DE).* Verfahren und Vorrichtung zur Kühlung eines Gases. Патент Германия № WO 2008/125078 А3. Заявка № 102007017212.7. 2007.
53. *Бухаров А.В., Боргс В., Афонасьев В.Н.* Препринт ИТЭФ № 9-05. М.: ИТЭФ, 2005.
54. *Бухаров А.В., Дмитриев А.С.* Криогенные корпускулярные мишени в энергетике. М.: Изд-во МЭИ, 2013.
55. *Boukharov A., Büscher M., Balanutsa V., Chernetsky V., Fedorets P., Maryshev I., Semenov A., Ginevskii A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 174505-1.
56. *Бухаров А.В., Вишневецкий Е.В.* // *Письма в ЭЧАЯ*. 2018. Т. 15. № 7 (219). С. 79.